

50X1-HUM

INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

CENTRAL INTELLIGENCE AGENCY

This material contains information affecting the National Defense of the United States within the meaning of the Espionage Laws, Title 18, U.S.C. Secs. 793 and 794, the transmission or revelation of which in any manner to an unauthorized person is prohibited by law.

50X1-HUM

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L

50X1-HUM

COUNTRY USSR

REPORT

SUBJECT 1964 Preprints from the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna *from 28 nuclear research projects*

DATE DISTR. 12 Oct 64

NO. PAGES 3

REFERENCES

50X1-HUM

DATE OF INFO.
PLACE & DATE ACQ.

50X1-HUM

50X1-HUM

THIS IS UNEVALUATED INFORMATION

UNCLASSIFIED, are the following 28 preprints from the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna. With the exception of 2, 13, 18, 19, and 28, all the reports are dated 1964, are in Russian, and contain insert cards on which the title, author(s), and a brief abstract appear in both English and Russian. Reports 2, 13, 18, and 19 are entirely in English. The English language portion of the insert card for 28 has been removed and the author and title are given in Russian in this listing.

1. V Lyubimov, Mu Tzung, and V N Streltsov
Properties of π^0 Mesons Produced in π^-N and π^-C Interactions at 7.5 GeV - nine pages.
2. L D Soloviev
Asymptotic Relations between Cross Sections with the Electromagnetic Interaction Taken into Account - 10 pages (English language).
3. E Kapuscik, E Obryk
On Electromagnetic Properties of Baryons in the Unitary Symmetry Model - eight pages.
4. Wang Yung-chang, Kim Hi In, E N Kladnitskaya, G I Kopylov, A A Kuznetsov, N N Melnikova, Nguyen Dinh-Tu, E S Sokolova
Search for Radiative Resonance Decays Involving Λ - Hyperons - eight pages.
5. V S Barashenkov, V I Dedyu
A Verification of Dispersion Relations in the Small-Angle and High-Energy Region - nine pages.
6. I M Gramenitski, L S Okhrimenko, B Slowinski, Z S Strugalski
An Estimation of the Cross Section for 9 GeV π^- -meson Charge Exchange on Quasifree Protons - eight pages.
7. V I Ogievetski
Broken Symmetries at High Energies - six pages.
8. V V Balashov, I Rotter
On the Coupling between Shell Model Excitations and Cluster Excitations in Light Nuclei - 11 pages.

50X1-HUM

50X1-HUM

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L

GROUP 1
Excluded from automatic
downgrading and
declassification

| | | | | | | | | | |
|-------|------|------|-----|-----|-----|--|--|--|--|
| STATE | ARMY | NAVY | AIR | FBI | AEC | | | | |
|-------|------|------|-----|-----|-----|--|--|--|--|

INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

CONTROLLED DISSEM NO DISSEM ABROAD
The dissemination of this document is limited to civilian employees and active duty military personnel within the intelligence components of the USIB member agencies, and to those senior officials of the member agencies who must act upon the information. However, unless specifically controlled in accordance with paragraph 8 of DCID 1/7, it may be released to those components of the departments and agencies of the U. S. Government directly participating in the production of National Intelligence. IT SHALL NOT BE DISSEMINATED TO CONTRACTORS. It shall not be disseminated to organizations participating in the production of National Intelligence, or to the U.S. Government without the written approval of the originator.

50X1-HUM

NOT TYPE ABOVE LINE

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L

-2-

9. B N Zakhariev, S N Sokolov
On Virtual Excitations of a Compound Particle - 18 pages.
10. J Kwiecinski
On the Connection between the Multiperipheral and Bethe-Salpeter Approaches to the Problem of Fermion Regge Poles - seven pages.
11. V A Belyakov, N M Viryasov, E N Kladnitskaya, V A Penev, E S Sokolova, M I Soloviev
A Study of ΛK^+ and $K^0 K^-$ Pairs Produced in $\pi^+ p$ Interactions at 7.5 GeV/c - 16 pages.
12. I F Kolpakov
Tunnel Diode. Digital and Nuclear Electronic Circuits Applications - 148 pages.
13. G A Chilashvili, R M Muradyan, V P Shelest, A N Tavkhelidze
On an Investigation of the Analytic Properties of Scattering Amplitudes in the Nonrelativistic Three-Body Problem - 10 pages (English language).
14. V P Zrelov
On Some Possibilities of Total Reflection Cherenkov Counters - 12 pages.
15. P Draghicescu, M Draghicescu, V I Luschykov, B S Neganov, L B Parfenov, Yu V Taran
Dynamic Polarization of Protons in Single Crystals of Lanthanum Magnesium Double Nitrate Containing Various Concentrations of Nd - 17 pages.
16. M M Butalov, V I Komarov, O V Savchenko
An Isotropic Discharge Chamber for Detecting the Tracks of Relativistic Charged Particles - 17 pages.
17. Yu M Kazarinov, F Lehar, G Peter, A F Pisarev, K M Vahlbruch
Measurement of the Spin Correlation Coefficients C_{nn} and C_{kp} in Elastic 315 MeV Scattering at 45° (c.m.s.) - 12 pages.
18. D I Blokhintsev, G I Kolerov
Acausality and Dispersion Relations - 20 pages (English language).
19. J A Smorodinsky, M Uhlir, P Winternitz
On Relativistic Angular Momentum Theory - 10 pages (English language).
20. S M Bilenky, L I Lapidus, R M Ryndin
A Polarized Proton Target for Experiments with High Energy Particles - 80 pages.
21. E Lozynski
Nucleon Transfer Reaction Accompanied by the Formation of a Compound System of Complex Nuclei - 20 pages.
22. I Sh Vashakidze, R M Muradyan, A N Tavkhelidze, G A Chilashvili, V P Shelest
An Investigation of the Analytic Properties of the Scattering Amplitude in the Non-Relativistic Three-Body Problem - 16 pages.
23. V I Petrukhin, Yu D Prokoshkin
Radiative Capture of Stopped π^+ Mesons by Nuclei - seven pages.
24. V P Dzhelepov, P F Yermolov, V I Moskalev, V V Filchenkov, M Fridl
Elastic Scattering of ^4He Mesonic Atoms on Protons, Deuterons and Complex Nuclei - 29 pages.
25. G Decimirov, D Stojanov
On a Construction of a Quasipotential for Spinor Fields - 9 pages.

5

4

3

2

1

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L

50X1-HUM

DO NOT TYPE ABOVE LINE

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L



-3-

- 26. G I Kopylov
On a Possible Indirect Method of Search for Resonances - 12 pages.
- 27. A M Kharaev, M I Shirokov
Interaction Radius and Polarization of Particles - 14 pages.
- 28. В А Беляков and others
РАСЧЕТ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ - 18 pages.

-end-

5
4
3
2
1

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L

5
4
3
2
1

Page Denied

Казаринов Ю.М., Легар Ф., Петер Г.,
Писарев А.Ф., Фальбрух К.М.

P-1617

Измерение коэффициентов спиновой корреляции C_{nn} и C_{kp} в упругом pp -рассеянии при энергии 315 Мэв под углом 45° в с.ц.м.

Методом искровых камер измерены коэффициенты спиновой корреляции C_{nn} и C_{kp} в упругом pp -рассеянии при энергии 315 Мэв под углом 45° в с.ц.м. Коэффициенты равны: $C_{nn} = +0,90 \pm 0,51$ и $C_{kp} = +0,74 \pm 0,51$. С учетом этих данных выполнен фазовый анализ pp -рассеяния при энергии 310 Мэв. Показано, что существование первого набора фазовых сдвигов, ранее найденных в работах^{/1-3/}, более вероятно, чем второго набора.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Kazarinov Yu.M., Lehar F. Peter G. Pisarev A.F., Vahlbruch K.M.

P-1617

Measurement of the Spin Correlation Coefficients C_{nn} and C_{kp} in Elastic 315 MeV Scattering at 45° (c.m.s.)

The spin correlation coefficients C_{nn} and C_{kp} in elastic 315 MeV pp-scattering at 45° (c.m.s.) have been measured by the spark chamber technique. The coefficients have been found to be as follows : $C_{nn} = + 0.90 \pm 0.51$ and $C_{kp} = + 0.74 \pm 0.51$. The phase shift analysis has been carried out with the account of the above data. The existence of the first phase shift set obtained earlier^{/1-3/} is shown to be more probable than that of the second set.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.М. Казаринов, Ф. Легар, Г. Петер, А.Ф. Писарев, К.М. Фальбрух

P-1617

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ
СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ C_{nn} И C_{kp}
В УПРУГОМ РР-РАССЕЯНИИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 315 МЭВ
ПОД УГЛОМ 45° В С.Ц.М.

Дубна 1964

Ю.М. Казаринов, Ф. Легар, Г. Петер, А.Ф. Писарев, К.М. Фальбрух

P-1817

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ
СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ C_{sp} И C_{kr}
В УПРУГОМ РР-РАССЕЯНИИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 315 МЭВ
ПОД УГЛОМ 45° В С.Ц.М.

Направлено в ЖЭТФ

Дубна 1964

В 1957 году Стапп и др.^{/1/} выполнили фазовый анализ для pp -рассеяния при энергии 315 Мэв и нашли пять различных решений. Позже Чиффра и др.^{/2/}, применяя модифицированный фазовый анализ, уменьшили число решений до двух. Эти два набора фазовых сдвигов затем подтвердились в работе Казаринова и Силина^{/3/}, которые провели совместный анализ pp и pp -данных и учли экспериментальное значение коэффициента спиновой корреляции C_{nn} (315 Мэв, 90°), измеренного в Ливерпуле^{/4/} и Дубне^{/5/}.

Стало очевидно, что для однозначного определения фазовых сдвигов необходимо продолжить экспериментальные измерения новых параметров рассеяния и провести значительное уточнение экспериментальных данных, вошедших в фазовые анализы^{/1-3/}. Из рассмотрения кривых зависимости параметров pp -рассеяния от угла рассеяния для первого и второго наборов фазовых сдвигов, вычисленных в работе^{/6/}, следует, что наиболее чувствительными параметрами рассеяния к соответствующему набору фазовых сдвигов являются коэффициенты спиновой корреляции C_{nn} и C_{kp} под углом 45° в с.ц.м. Так, для первого набора фазовых сдвигов $C_{nn}(45^\circ) = 0,81 \pm 0,01$ и $C_{kp}(45^\circ) = +0,75 \pm 0,01$, а для второго набора - $C_{nn} = +0,31 \pm 0,03$ и $C_{kp} = +0,05 \pm 0,04$. Это обстоятельство побудило авторов настоящей работы выполнить измерения коэффициентов C_{nn} и C_{kp} на пучке протонов с энергией 315 Мэв под углом 45° .

Постановка эксперимента

Измерение коэффициентов C_{nn} и C_{kp} выполнялось на пучке протонов от синхроциклотрона ОИЯИ по схеме, изображенной на рис. 1. Протоны с энергией 660 Мэв тормозились в полиэтиленовом блоке до энергии 315 Мэв и рассеивались на водородосодержащей мишени (CH_2 , -140 кг/м^2). Второе рассеяние протонов происходило на анализирующих мишенях, помещенных внутри искровых камер. Протоны, первично рассеянные под углом 21° л.с., имели энергию 269 Мэв и анализировались на алюминиевой мишени толщиной 270 кг/м^2 . Протоны отдачи имели энергию около 29 Мэв и вторично рассеивались на мишени из сцинтиллирующей пластмассы (CH) толщиной $5,5 \text{ кг/м}^2$. Эта мишень одновременно являлась и элементом счетчика 3 (см. рис. 1). Конструкция и характеристики искровых камер, использованных в эксперименте, опубликованы в работе^{/7/}. Акты упругого pp -рассеяния выделялись счетчиками 1, 2 и 3, включенными в схему совпадений с временем разрешения $2 \cdot 10^{-8}$ сек, а рассеяние на

анализирующих мишенях - счетчиками 4, 5 и 6, включенными в схему антисовпадений с разрешением $4 \cdot 10^{-8}$ сек. Этими схемами выделялись случаи тройного рассеяния протонов и осуществлялся запуск высоковольтного импульсного генератора, питавшего искровые камеры. Регистрация протонов в камере после рассеяния на алюминиевой мишени и мишени из скintиллирующей пластмассы производилась в интервале углов от 5° до 40° и от 23° до 70° , соответственно. Однако в последующем анализе треков принимались во внимание только треки тех частиц, которые в результате второго рассеяния попадали в интервалы углов $8^\circ-29^\circ$ и $30^\circ-60^\circ$, соответственно. Эта мера позволила избежать асимметрию, связанную с возможной неточностью юстировки счетчиков 4, 5 и 6. В указанных пределах углов было зарегистрировано 1663 случая коррелированного рассеяния протонов.

Определение угловой зависимости поляризации протонов,
рассеянных на анализирующих мишенях

Для определения анализирующей способности вторичных мишеней на электронно-счетной машине подвергались отдельному анализу треки протонов, зарегистрированных либо только в левой, либо только в правой камерах. Угловая зависимость поляризации протонов определялась из статистического материала, полученного в эксперименте, по методу максимума правдоподобия. Для этого весь диапазон вторичного рассеяния протонов в каждой камере разбивался на несколько интервалов и для каждого из них функция правдоподобия записывалась в следующем виде:

$$L(a) = \prod_{i=1}^N (1 + a_j \cos \phi_i), \quad (1)$$

где

$$a_j = P_0 P_j, \quad (2)$$

P_0 - поляризация протонов после первого рассеяния, P_j - анализирующая способность мишени под углом θ_j , $j = 1, 2, \dots, n$, n - число интервалов разбиения углов вторичного рассеяния, N - число случаев рассеяния протонов в одной камере, наблюдавшихся в интервале углов $\theta_j \pm \Delta\theta_j$, ϕ_i - азимутальный угол рассеяния i -го протона в камере. Углы θ_j и ϕ_i связаны с углами проекций трека на вертикальную (θ_1^i) и горизонтальную (θ_2^i) плоскости рассеяния следующими соотношениями:

$$\operatorname{tg}^2 \phi_i = \operatorname{tg}^2 \theta_1^i + \operatorname{tg}^2 \theta_2^i, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \operatorname{tg} \theta_1^i / \operatorname{tg} \theta_2^i. \quad (4)$$

Максимум функции $L(a_j)$ находится в точке наивероятнейшей величины a_j^* [8,9]. Таким образом определение a_j^* сводится к нахождению экстремума функции $L(a_j)$. Практическое решение этой задачи сводится к поиску корня уравнения

$$\frac{\partial [\ln L(a_j)]}{\partial a_j} \Big|_{a_j^*} = \sum_{i=1}^N \frac{\cos \phi_i}{1 + a_j \cos \phi_i} = 0. \quad (5)$$

Для определения ошибки Δa_j^* используется формула [9]

$$\Delta a_j^* = \sqrt{\frac{\int_{-1}^1 (a_j - a_j^*)^2 L(a_j) da_j}{\int_{-1}^1 L(a_j) da_j}}. \quad (6)$$

Значение поляризации P_j находится по формуле

$$\frac{a_j^* + \Delta a_j^*}{P_0 + \Delta P_0} \cdot \frac{1}{1 - \beta - \gamma}, \quad (7)$$

где β и γ - поправки на вклад в рассеяние от углерода CH_2 и фона случайных совпадений, $P_0(45^\circ \text{ с.п.м.}) = 0,37 \pm 0,02$ [10].

Результаты анализа всех случаев рассеяния протонов на анализирующих мишенях представлены на рис. 2. Значения поляризации P_1 и P_2 оказались близкими к величинам, ранее полученным в работах [11,12].

Кривые рис. 2 наилучшим образом аппроксимируются следующими функциями:

$$P_1(\theta) = \sin \theta [-6,10 + 19,60 \cos \theta - 21,14 \cos^2 \theta + 7,60 \cos^3 \theta] 10^3 \quad (8)$$

$$P_2(\theta) = \sin \theta [3,33 - 10,41 \cos \theta + 7,15 \cos^2 \theta]. \quad (9)$$

Средние значения поляризаций P_1 и P_2 , определенных на интервалах углов $8^\circ - 29^\circ$ и $30^\circ - 60^\circ$, соответственно равны $\bar{P}_1(8^\circ - 29^\circ) = 0,41 \pm 0,03$ и $\bar{P}_2(30^\circ - 60^\circ) = -0,24 \pm 0,04$.

Произведение средних значений поляризаций $\bar{P}_1 \bar{P}_2$ дает

$$\bar{P}_1 \bar{P}_2 = -0,098 \pm 0,018. \quad (10)$$

Величина

$$\frac{1}{1 \pm \frac{\Delta(\bar{P}_1 \bar{P}_2)}{\bar{P}_1 \bar{P}_2}} = \frac{1}{1 \pm 0,18} \quad (11)$$

определяет вклад ошибок $\Delta \bar{P}_1$ и $\Delta \bar{P}_2$ в ошибки ΔC_{nn} и $\Delta C_{кр}$.

Определение коэффициентов спиновой корреляции C_{nn} и C_{kp}

Как и в случае обработки статистического материала по поляризации, анализ событий коррелированного рассеяния протонов выполнялся также по методу максимума правдоподобия.

Исходной формулой для составления функции правдоподобия служит выражение для угловой зависимости коррелированного рассеяния двух протонов /13,14/

$$\begin{aligned} \sigma(\Theta_1, \phi_1, \Theta_2, \phi_2) = & \sigma(\Theta_1) \sigma(\Theta_2) [1 + P_0(\theta) P_1(\theta_1) \cos \phi_1 + \\ & + P_0(\theta) P_2(\theta_2) \cos \phi_2 + C_{nn} P_1(\theta_1) P_2(\theta_2) \cos \phi_1 \cos \phi_2 + \\ & + C_{kp} P_1(\theta_1) P_2(\theta_2) \sin \phi_1 \sin \phi_2], \end{aligned} \quad (12)$$

где θ - угол первого рассеяния в с.ц.м., Θ_1 и ϕ_1 , Θ_2 и ϕ_2 - углы второго рассеяния на первой и второй анализирующих мишенях в л.с. соответственно.

Для одного акта коррелированного рассеяния члены в квадратной скобке выражения (12) имеют вид

$$\begin{aligned} p_i = & [1 + P_0 P_1(\Theta_1^i) \cos \phi_1^i + P_0 P_2(\Theta_2^i) \cos \phi_2^i + C_{nn} P_1(\Theta_1^i) P_2(\Theta_2^i) \times \\ & \cos \phi_1^i \cos \phi_2^i + C_{kp} P_1(\Theta_1^i) P_2(\Theta_2^i) \sin \phi_1^i \sin \phi_2^i]. \end{aligned} \quad (13)$$

По аналогии с (1) имеем

$$L(C_{nn}, C_{kp}) = \prod_{i=1}^N p_i, \quad (14)$$

где N - число корреляционных случаев рассеяния. Максимум функции (14) находится в точке, где $C_{nn} = C_{nn}^*$ и $C_{kp} = C_{kp}^*$ /14/. Для определения C_{nn}^* и C_{kp}^* удобно пользоваться выражением

$$\ln L = \sum_{i=1}^N \ln p_i. \quad (15)$$

Частные производные от (15) по C_{nn} и C_{kp} дают два уравнения для определения C_{nn}^* и C_{kp}^* .

$$\frac{\partial (\ln L)}{\partial C_{nn}} \Big|_{C_{nn}^*} = \sum_{i=1}^N \frac{P_1(\Theta_1^i) P_2(\Theta_2^i) \cos \phi_1^i \cos \phi_2^i}{p_i} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial (\ln L)}{\partial C_{kp}} \Big|_{C_{kp}^*} = \sum_{i=1}^N \frac{P_1(\Theta_1^i) P_2(\Theta_2^i) \sin \phi_1^i \sin \phi_2^i}{p_i} = 0. \quad (17)$$

Ошибки ΔC_{nn}^* и ΔC_{kp}^* находятся по формуле^{/14/}

$$\Delta C^* = \frac{2}{\sqrt{N} \bar{P}_1 \bar{P}_2} \quad (18)$$

Для анализа на электронно-счетной машине брались только те корреляционные случаи рассеяния, у которых углы Θ_1 и Θ_2 удовлетворяли условиями $8^\circ \leq \Theta_1 \leq 29^\circ$ и $30^\circ \leq \Theta_2 \leq 60^\circ$. В этих интервала углов было зарегистрировано 1663 случая рассеяния. Подставляя в (18) $N = 1663$, $P_1 = 0,41$ и $P_2 = 0,24$, находим, что $\Delta C^* = 0,49$.

Для определения инструментальной ошибки использовались N^i случаев некоррелированного рассеяния, которые были получены из N коррелированных событий путем комбинирования каждого i -случая рассеяния протона в одной камере с $i \pm 1$, $i \pm 2$ и т.д. случаями рассеяния протонов в другой камере^{/14/}.

В результате анализа на электронно-счетной машине 1663 случая коррелированного рассеяния и учета инструментальной ошибки, величина которой не превышала 10% от $C_{\mu\nu}^*$, было получено

$$C_{nn}^* = +0,84 \pm 0,49 \quad (19)$$

$$C_{kp}^* = +0,69 \pm 0,49. \quad (20)$$

Поправки на случайный фон измерения δ и счет от углеродной мишени β , поставленной на место первого рассеивателя, а также ошибки в определении поляризации \bar{P}_1 и \bar{P}_2 учитывались по формуле:

$$C_{\mu\nu} = \frac{C_{\mu\nu}^* + \Delta C_{\mu\nu}^*}{(1 - \delta - \beta) \left(1 + \frac{\Delta(\bar{P}_1 \bar{P}_2)}{\bar{P}_1 \bar{P}_2}\right)} \quad (21)$$

Подставляя в (21) численные значения параметров, полученных в контрольных опытах: $\delta = (4 \pm 1)\%$, $\beta = (3 \pm 1)\%$, а также величины: $\frac{\Delta(\bar{P}_1 \bar{P}_2)}{\bar{P}_1 \bar{P}_2} = 0,18$, $C_{\mu\nu}^*$ и $\Delta C_{\mu\nu}^*$ находим

$$C_{nn} = +0,90 \pm 0,51 \quad (22)$$

$$C_{kp} = +0,74 \pm 0,51. \quad (23)$$

Фазовый анализ pp-рассеяния при энергии 310 Мэв

С учетом полученных значений коэффициентов спиновой корреляции C_{nn} и C_{kp} был выполнен фазовый анализ pp-рассеяния при энергии 310 Мэв. Варьировались оба набора фазовых сдвигов pp-рассеяния, ранее полученных в совместном фазовом анализе pp- и pp-данных при энергии 310 Мэв^{/3/}. Найденные значения фазовых сдвигов

и рассчитанные по ним коэффициенты C_{nn} (45°) и C_{kp} (45°) представлены в таблицах 1 и 2.

Т а б л и ц а № 1

Фазовые сдвиги в градусах для $l_{\text{макс.}} \approx 3$

| | Набор 1 | | Набор 2 | |
|--------------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|
| | Работа ^{/3/} | Наст. работа | Работа ^{/3/} | Наст. работа |
| χ^2 | | 32,1 ^{x)} | | 38,8 ^{x)} |
| f^2 | 0,073±0,012 ^{xx)} | 0,07±0,012 | 0,081±0,015 ^{xx)} | 0,100±0,014 |
| 1S_0 | -6,05±1,56 | -6,22±1,59 | -26,60±1,90 | -23,31±2,90 |
| 3P_0 | -11,29±1,48 | -11,16±1,53 | -27,95±3,98 | -33,02±6,06 |
| 3P_1 | -28,62±0,76 | -28,20±0,87 | -9,55±1,06 | -10,34±1,01 |
| 3P_2 | 16,38±0,55 | 16,78±0,59 | 21,22±1,30 | 19,75±1,40 |
| D_2 | 11,48±0,48 | 11,44±0,49 | 4,46±0,54 | 4,33±0,54 |
| ϵ_2 | -2,08±0,38 | -1,90±0,40 | -8,13±0,45 | -8,14±0,48 |
| 3F_2 | 1,12±0,60 | 1,51±0,65 | -0,33±1,27 | 1,44±1,32 |
| 3F_3 | -2,95±0,60 | -3,13±0,67 | -0,22±0,43 | -0,86±0,45 |
| 3F_4 | 3,15±0,32 | 3,21±0,38 | 3,15±0,72 | 3,69±0,55 |

x) $\bar{\chi}^2 = 29$.

xx) Константа π -мезон-нуклонного рассеяния взята из работы ^{/15/}.

Т а б л и ц а № 2

Коэффициенты C_{nn} и C_{kp} , вычисленные по фазовым сдвигам

| | Набор 1 | | Набор 2 | |
|-------------------------|-----------------------|--------------|-----------------------|--------------|
| | Работа ^{/3/} | Наст. работа | Работа ^{/3/} | Наст. работа |
| C_{nn} (45°) | 0,81±0,01 | 0,81±0,01 | 0,31±0,03 | 0,33±0,05 |
| C_{kp} (45°) | 0,75±0,01 | 0,75±0,02 | 0,05±0,04 | 0,09±0,06 |

Обсуждение результатов

Полученные в эксперименте значения коэффициентов спиновой корреляции содержат сравнительно большие ошибки. Это обстоятельство вызвано главным образом тем, что, как было обнаружено в опыте, протоны с энергией 29 Мэв слабо поляризуются при рассеянии на ядрах (см. рис. 2). Однако несмотря на большие ошибки измерения

C_{nn} и C_{kp} , учет этих величин в фазовом анализе pp -рассеяния при энергии 310 Мэв привел к некоторому изменению средних значений фазовых сдвигов p -волн во втором наборе (см. таблицу 1).

Вместе с тем, экспериментальное значение коэффициентов C_{nn} и C_{kp} позволяет получить непосредственную оценку относительной вероятности существования первого и второго наборов фаз рассеяния. В самом деле,

$$\begin{aligned}
 C_{nn} & - C_{nn}, 1 = 0,09 \pm 0,51 = \delta_1 \pm \Delta \delta_1 \\
 C_{kp} & - C_{kp}, 1 = -0,01 \pm 0,51 = \delta_2 \pm \Delta \delta_2 \\
 C_{nn} & - C_{nn}, 2 = 0,59 \pm 0,51 = \delta_3 \pm \Delta \delta_3 \\
 C_{kp} & - C_{kp}, 2 = 0,69 \pm 0,51 = \delta_4 \pm \Delta \delta_4
 \end{aligned} \quad (24)$$

Составляя на основании этих данных отношение функций правдоподобия для первого и второго наборов фазовых сдвигов, получим:

$$\frac{\exp\left[-\frac{\delta_1^2}{2(\Delta \delta_1)^2} - \frac{\delta_2^2}{2(\Delta \delta_2)^2}\right]}{\exp\left[-\frac{\delta_3^2}{2(\Delta \delta_3)^2} - \frac{\delta_4^2}{2(\Delta \delta_4)^2}\right]} = \frac{\exp\left[-\frac{(0,09)^2 + (0,01)^2}{(0,51)^2 \cdot 2}\right]}{\exp\left[-\frac{(0,59)^2 + (0,69)^2}{(0,51)^2 \cdot 2}\right]} = 4,87, \quad (25)$$

то есть, если исходить из результата только данного эксперимента, то существование первого набора фазовых сдвигов примерно в пять раз более вероятно, чем второго набора, хотя по χ^2 -критерию оба набора примерно равновероятны.

Для однозначного выбора фазовых сдвигов необходимо заметно уточнить коэффициенты C_{nn} и C_{kp} с тем, чтобы существенно увеличить отношение функций правдоподобия (25). Учитывая, что в настоящее время имеются определенные успехи в создании водородосодержащих поляризованных мишеней, будет целесообразно, по-видимому, проводить дальнейшее уточнение коэффициентов спиновой корреляции на поляризованном пучке протонов, используя поляризованную мишень. Вместе с тем желательны также измерения коэффициентов R , D и A на углах $> 90^\circ$ с.и.м., где эти параметры, вычисленные по фазовым сдвигам первого и второго наборов, сильно отличаются друг от друга ^{/8/}.

В заключение авторы выражают благодарность С.Н. Соколову, В.И. Никанорову, И.Быстрицкому и А.М. Розановой за помощь в работе; Г.С. Ревенко, В.Ф. Писареву, А.И. Егорову, В.Ф. Устинову и В.М. Саковскому за монтаж аппаратуры и помощь в проведении экспериментов; Р.И. Заплатиной, М. Углиржовой, В.В. Уклеякиной и В.А. Максимовой

за просмотр фотопленки. Авторы благодарят также коллектив сотрудников фотолаборатории за проявление большого количества пленки.

Л и т е р а т у р а

1. H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis, N.Metropolis. Phys. Rev., 105, 302 (1957).
2. P.Cziffra, M.H.Mac Gregor, M.J.Moravcsik, H.P.Stapp. Phys. Rev., 114, 880 (1959).
3. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. ЖЭТФ, 43, 1385, 1962.
4. A.Ashmore, A.N.Diddens, G.B.Huxtable, K.Skarsvag. Proc. Phys. Soc., 72, 289 (1958); 74, 482 (1959).
5. И.М. Василевский, В.В. Вишняков, Э. Илиеску, А.А. Тяпкин. ЖЭТФ, 39 889, 1960; 45, 474, 1963.
6. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ, Р-1011, Дубна, 1962.
7. Ф.Легар, В.И.Никаноров, Г.Петер, А.Ф.Писарев. Препринт ОИЯИ, Р-1449, Дубна, 1964.
8. Н.П.Клепиков, С.Н.Соколов. Препринт ОИЯИ, Р-235, Дубна, 1958.
9. Д.Орир. Препринт ОИЯИ, Р -292, 1959.
10. O.Chamberlain, E.Serge, R.D.Tripp and T.Ypsilantis. Phys. Rev., 105, 288 (1957).
11. R.Graig, I.C.Dore, G.W.Greenlees, I.S.Lilley and P.C.Rowe., Phys. Lett., 3, 301 (1963).
12. O.Chamberlain, E.Serge, R.Tripp, C.Wiegand, T.Ypsilantis. Phys. Rev., 102, 1659 (1956).
13. Р.М. Рындин. Кандидатская диссертация, Дубна 1957 г.
14. E.Engls, Ir.T.Bowen, I.V. Cronin, R.L.McIlwain, Lee G.Pondrom. Phys. Rev., 129, 1858 (1963).
15. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 45, 637, 1963.
16. F.Bjorklund, I.Blandford, S.Fernbach. Phys. Rev., 108, 795 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1964 г.

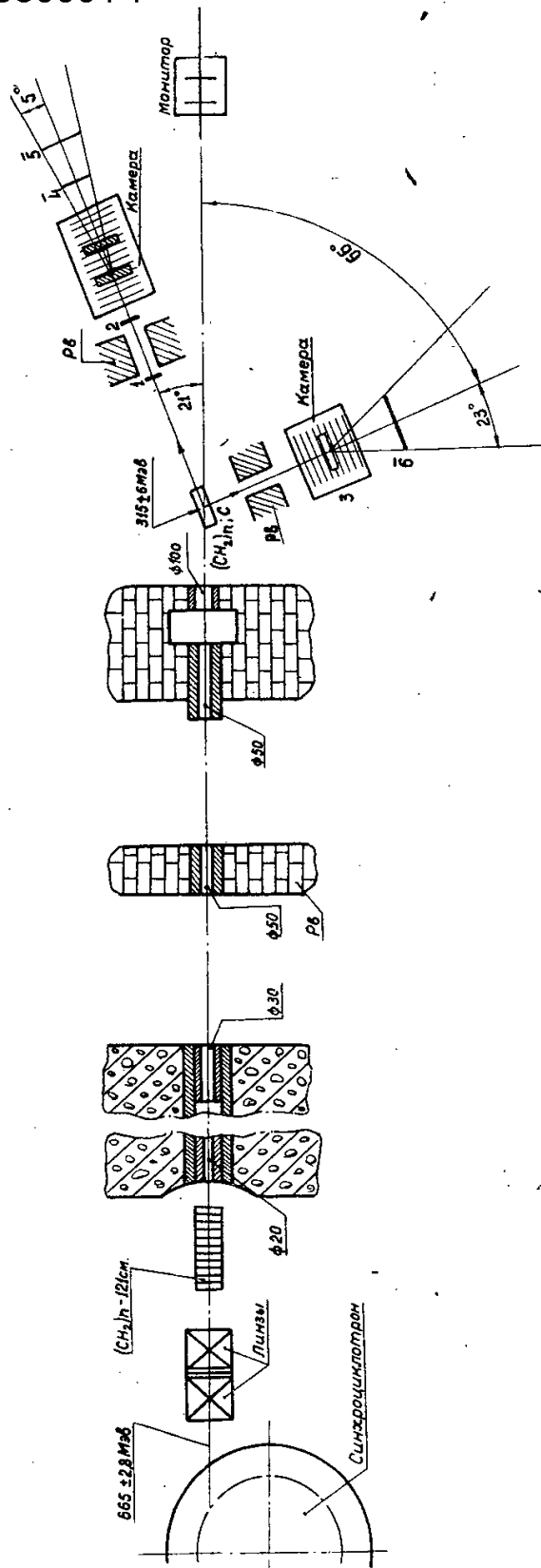


Рис. 1. Схема эксперимента.

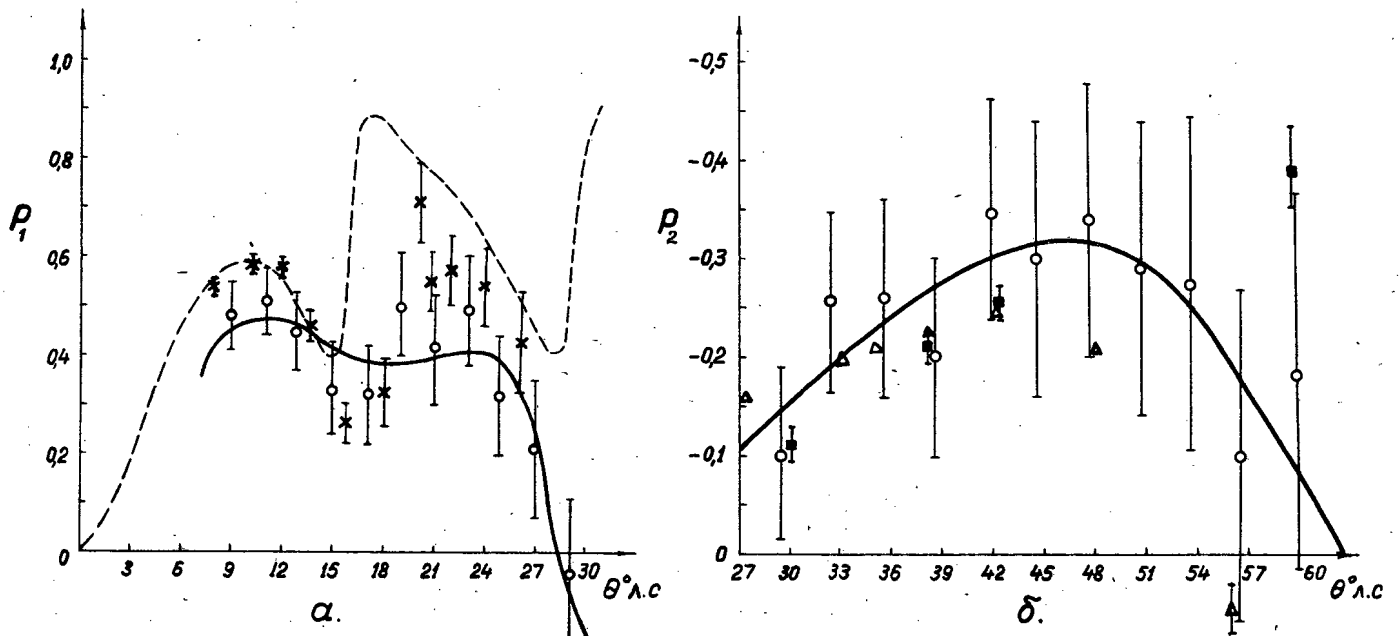


Рис. 2. Угловая зависимость поляризации протонов при рассеянии на анализирующих мишенях.
 а) Рассеяние протонов на алюминии. \circ - рассеяние с энергией 265 Мэв (настоящая работа);
 \ast - упругое рассеяние с энергией 287 Мэв^{12/}. Пунктирная кривая вычислена для упругого
 $p - Al$ -рассеяния при энергии 287 Мэв^{18/}.
 б) Рассеяние протонов на углеводе. \circ -рассеяние со средней энергией 29 Мэв (настоящая
 работа); Δ - упругое и \circ -неупругое ($Q = -4,4$ Мэв) рассеяние с энергией 28 Мэв^{11/}.
 Сплошные кривые проложены по экспериментальным точкам настоящей работы методом наи-
 меньших квадратов.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3678. Тираж 310. 0,8 уч.-изд. л.
Техн. редактор В.Р. Саранцева Апрель 1964 г.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release P-1633
2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7 цифровой техники
и ядерной электроники

Представленная работа является третьей, завершающей частью обзора "Туннельный диод" (1-я и 2-я части обзора опубликованы в виде препринта ОИЯИ "Туннельный диод, принцип работы и основы схемного расчета", Дубна, 1963 г.). В третьей части обзора на основании данных отечественной и зарубежной периодической литературы рассматриваются элементы цифровой техники: системы логических элементов, запоминающие устройства, триггерные и пересчетные схемы, аналого-цифровые преобразователи, и ряд схем быстрой ядерной электроники: пороговые схемы, формирователи выходных сигналов сцинтилляционных счетчиков, схемы совпадений и некоторые вспомогательные измерительные схемы. Обзор иллюстрирован 29 рисунками и снабжен библиографией (194 наименования).

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Kolpakov I.F.

P-1633

Tunnel Diode. Digital and Nuclear Electronic
Circuits Applications

The present paper is the third, concluding part of the survey "Tunnel Diode" (the 1-st and 2-nd parts of the survey were published as a JINR preprint "Tunnel Diode, the Principle of its Operation and the Bases of Circuit Design", P-1362, Dubna, 1963).

In the third part of the survey concerned with home and foreign periodical literature, digital circuits (logic circuitry, memory devices, trigger and counter circuits, analog-to-digital converters) and some nuclear electronic circuits (discriminators, scintillation counters pulse shapers, coincidence circuits) and some auxiliary measuring devices are considered. The survey is illustrated by 29 pictures and is supplied with the bibliography (194 items).

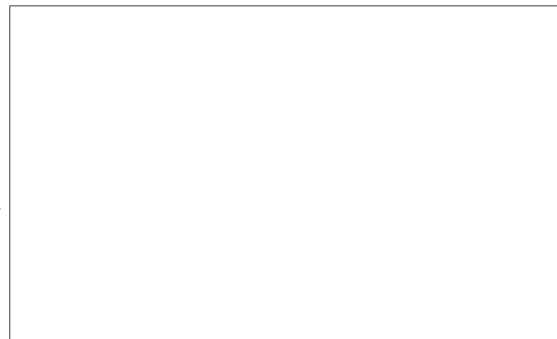
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release March.
2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

STAT

И.Ф. Колпаков



ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД,
ПРИМЕНЕНИЕ В СХЕМАХ
ЦИФРОВОЙ ТЕХНИКИ
И ЯДЕРНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

(О б з о р)

Дубна 1964

С о д е р ж а н и е

Стр.

| | |
|--|----|
| Предисловие | 7 |
| Часть 3. Туннельный диод, применение в схемах цифровой техники и ядерной электроники. | |
| 3.1. Логические элементы: | 9 |
| а) вопросы быстродействия, обеспечения направленной передачи информации и ограничения, связанные с разбросом параметров; | |
| б) аналого-пороговые схемы с одним и двумя устойчивыми состояниями на одном туннельном диоде; | 13 |
| в) логические элементы на основе балансных пар; | 20 |
| г) аналого-пороговая ячейка на двух туннельных диодах; | 26 |
| д) комбинированные аналого-пороговые схемы с туннельными диодами и транзисторами; | 27 |
| е) пороговые схемы с импульсной подкачкой; | 33 |
| ж) схемы с диодными усилителями; | 35 |
| з) использование нелинейных свойств туннельных диодов и их комбинаций для построения цифровых схем; | 37 |
| и) туннельные диоды в схемах с магнитными сердечниками с прямоугольной петлей гистерезиса. | 41 |
| 3.2. Запоминающие устройства (ЗУ): | 45 |
| а) область применения, преимущества и недостатки; | |
| б) ЗУ на основе принципа совпадения полуточков; | 46 |
| в) ЗУ типа Z ; | 49 |
| г) оценки быстродействия; | 50 |
| д) способы считывания без разрушения информации; | 51 |
| е) динамические запоминающие ячейки. | 55 |

| | стр. |
|---|------|
| 3.3. Триггерные и пересчетные схемы: | 55 |
| а) двоичные ячейки с туннельно-диодными парами, условия запуска, примеры схем счетчиков; | 59 |
| б) двоичные ячейки на одном туннельном диоде, способы запуска; | 59 |
| в) кольцевые и декадные пересчетные схемы; | 67 |
| г) пересчетные ячейки на основе схем со многими состояниями из последовательно соединенных туннельных диодов. | 70 |
| 3.4. Аналого-цифровые преобразователи: | 75 |
| а) схемы с использованием метода ступенчатой компенсации; | 76 |
| б) схемы время-импульсного кодирования. | 81 |
| 3.5. Амплитудные дискриминаторы: | 83 |
| а) некоторые определения и основная схема; | |
| б) выбор смещения; | 84 |
| в) стабильность, чувствительность, линейность, временные характеристики; | 87 |
| г) интегральные дискриминаторы; | 88 |
| д) дифференциальные дискриминаторы. | 91 |
| 3.6. Схемы формирования выходных сигналов сцинтилляционных счетчиков: | 92 |
| а) основные типы формирователей; | |
| б) формирование по амплитуде; | 95 |
| в) временные характеристики; | 96 |
| г) однокаскадные формирователи с индуктивностью; | 99 |
| д) многокаскадные формирователи; | 102 |

| | стр. |
|--|------|
| е) формирователи с линиями задержки; | 102 |
| ж) формирователи с задержанной отрицательной обратной связью; | 108 |
| з) детекторы нулевого уровня, мостовые схемы. | 111 |
| 3.7. Схемы совпадений: | 115 |
| а) диодные и транзисторные схемы со входными формирователями на туннельных диодах; | |
| б) туннельный диод, как элемент отбора совпадений; | 117 |
| в) схемы на туннельных диодах с запуском через транзисторы; | 119 |
| г) схемы, выполненные полностью на туннельных диодах. | 125 |
| 3.8. Генераторы наносекундных импульсов и некоторые измерительные схемы. | 126 |
| Литература. | 130 |
| Дополнительная литература. | 141 |

П р е д и с л о в и е

Данная работа является продолжением обзора "Туннельный диод, принцип работы и основы схемного расчета" (см. препринт ОИЯИ, 1362, Дубна, 1963 г.), в котором были рассмотрены физические принципы работы туннельного диода и проведен анализ усилительных, генераторных и триггерных схем. Настоящая, третья часть обзора посвящается применениям туннельных диодов в цифровых схемах и схемах ядерной электроники. Рассматриваются элементы цифровой техники - системы логических элементов, запоминающие устройства, триггерные и счетные схемы, аналого-цифровые преобразователи, и ряд схем быстрой ядерной электроники - амплитудные дискриминаторы, формирователи выходных сигналов сцинтилляционных счетчиков, схемы совпадений и некоторые вспомогательные измерительные схемы. В то время как ряд схем (запоминающие устройства, триггерные и пороговые схемы) подробно рассмотрен в отечественной литературе, другие вопросы, затронутые в обзоре, пока освещены слабо как в отечественной, так и в зарубежной литературе, поэтому хочется надеяться, что попытка обобщения сведений о применениях туннельных диодов в цифровых схемах и схемах ядерной электроники окажется полезной для специалистов. Вывод формул, как правило, не приводится, чтобы избежать загромождения текста подробностями, затрудняющими понимание принципов работы схем, но в соответствующих случаях имеются ссылки на литературу. Работы, представляющие интерес, но выходящие за рамки обзора, а также интересные публикации, появившиеся после написания обзора, цитируются в разделе "Дополнительная литература".

3.1. Логические элементы :

а) Вопросы быстродействия, обеспечения направленной передачи информации и ограничения, связанные с разбросом параметров

На туннельных диодах могут быть построены полные системы логических элементов (полной или замкнутой является совокупность логических элементов "И", "ИЛИ", "НЕ", а также такие их комбинации, которые позволяют реализовать любую логическую функцию ^{*)} /79/). Применения туннельных диодов для построения систем логических элементов освещаются в ряде обзоров, например, /73, 80-84/. Особым преимуществом логических схем с использованием туннельных диодов является быстродействие, недостижимое в современных диодных или транзисторных схемах. Граница работы логических элементов на транзисторах находится в районе нескольких сотен Мгц, а логические элементы, использующие комбинацию туннельный диод- транзистор, и схемы на туннельных диодах с диодными усилителями способны работать в диапазоне от 500 Мгц и выше /85/. В таком диапазоне частот необходимо уже учитывать конечность скорости распространения электромагнитных колебаний и, отсюда, важными являются геометрические размеры самого логического устройства, которые здесь жестко связаны с быстродействием схем и максимальным числом используемых в них логических элементов. Именно геометрические размеры устройства, а не быстродействие отдельных логических элементов накладывает основные ограничения на скорость работы. Возможным решением этой проблемы является микроминиатюризация схем.

*) Если обозначить сигналы на входах схем "И", "ИЛИ" как X и Y, а сигнал на выходе как C, то соответствующие переключательные функции, описывающие работу этих схем, будут: $C=XY$ для схемы "И" и $C=X+Y$ для схемы "ИЛИ". Если Z - сигнал на входе схемы "НЕ", а C - выходной сигнал, то $C = \bar{Z}$ /79/.

Так как туннельный диод является двупольником, приходится принимать специальные меры для обеспечения направленности потока информации в логических схемах, поскольку выходной сигнал с логического элемента на туннельном диоде может действовать на схему, являющуюся источником этого сигнала. С этой целью в межкаскадных связях применяются обращенные диоды, так как малые уровни выходных сигналов не всегда позволяют использовать эффективно обычные полупроводниковые диоды для этой цели. Логические схемы с разделительными обращенными диодами применяются, как правило, в асинхронных логических устройствах, то есть в устройствах, в которых начало какой-либо операции связано с импульсом окончания предыдущей, а не с поступлением тактовых синхронизирующих импульсов, как в синхронных логических схемах.

Синхронизация логических схем от многофазных синхронизирующих генераторов также позволяет направленно передавать информацию. В такого рода схемах разделительные диоды не требуются. В качестве примера на рис.30а показан разряд регистра сдвига, в котором направленность передачи информации достигается использованием трехфазного питания. Диоды разделены на три группы, причем каждая из групп возбуждается одним из импульсных сигналов E_1, E_2, E_3 , которые следуют циклически со сдвигом по фазе относительно друг друга (см.рис.30б). В начальный момент перекрываются импульсы питания E_1 и E_2 , и $ТД_1$ переключает $ТД_2$, однако, при этом диод $ТД_3$ не переключается, так как импульс E_3 еще не поступил. В следующий момент перекрываются импульсы E_2 и E_3 , $ТД_2$ переключает $ТД_3$, но он на диод $ТД_1$ не воздействует, так как на последний импульс E_1 уже не поступает. Таким образом, информация следует от $ТД_1$ к $ТД_2$ и от $ТД_2$ к $ТД_3$.

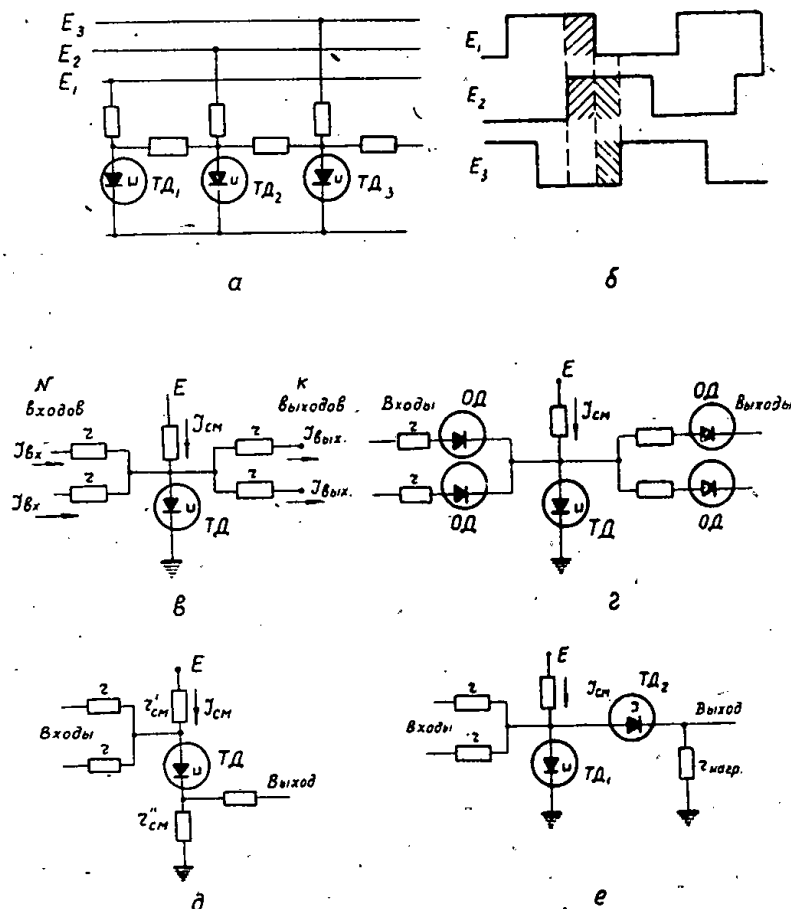


Рис.30. Аналого-пороговые схемы на одном туннельном диоде:

- а) регистр сдвига , в котором направленность передачи информации обеспечивается трехфазным импульсным питанием;
- б) временная диаграмма синхронизирующих импульсов ;
- в) простейшая аналого-пороговая схема типа "И- ИЛИ";
- г) аналого-пороговая схема с разделительными обращенными диодами;
- д) инвертер (схема "НЕ");
- е) схема "НЕ", а также "неполное ИЛИ".

Транзисторно-туннельно-диодные логические схемы благодаря применению транзисторов имеют низкоомные входы и высокоомные выходы, поэтому затруднений с направленной передачей информации в этих схемах не возникает.

Одной из основных проблем при создании логических схем является требование использования диодов с жесткими допусками на параметры вольт-амперной характеристики, так как выпускаемые в настоящее время туннельные диоды обладают достаточно большим, слабо контролируемым технологическими методами разбросом параметров (наименьший разброс составляет единицы процентов). В связи с вышесказанным важной задачей является разработка схем, нечувствительных к разбросу параметров. Выполнен ряд систем логических элементов на туннельных диодах: аналого-пороговые логические схемы на туннельных диодах и сопротивлениях, мажоритарные схемы на туннельных диодах, диодно-туннельно-диодные пороговые схемы, асинхронные пороговые одновибраторные схемы, пороговые элементы с токовым запуском, схемы на балансных парных элементах типа "твин", балансные пары с линиями задержки, туннельно-диодные схемы с запуском импульсами напряжения. К сожалению, во многих применениях эти схемы не обладают достаточно хорошей нагрузочной способностью (то есть число элементов, которыми можно нагрузить данный элемент, является относительно малым) из-за разброса параметров, хотя схемы такого рода оказываются наиболее быстродействующими. Требованиям по допускам на параметры хорошо удовлетворяют комбинированные транзисторно-туннельно-диодные схемы. Транзисторы в таких схемах обеспечивают межкаскадное усиление и хорошую нагрузочную способность, а туннельные диоды обеспечивают мощный низкоомный выход, достаточный для нагрузки на соединительные кабели.

Относительно небольшая предельная частота транзисторов не позволяет применять эти схемы на частотах выше 1 Гц. От последнего ограничения при сохранении всех преимуществ предыдущей системы свободны схемы с туннельными диодами и диодами с накоплением заряда (диодные усилители).

Интересно теперь рассмотреть основные из применяемых в настоящее время систем логических элементов и отдельные элементы подробнее.

б) Аналого-пороговые схемы с одним и двумя устойчивыми состояниями на одном туннельном диоде

На рис. 30в показана простейшая логическая схема на туннельном диоде. Она является аналого-пороговой, так как входные сигналы суммируются пороговым элементом - туннельным диодом. Схема в общем случае имеет M входов и K выходов. Сопротивления Z достаточно велики, чтобы был обеспечен запуск схемы импульсами тока. В начальном состоянии туннельный диод находится в состоянии с малым напряжением. При заданном токе смещения $J_{см}$ при подаче сигналов на N входов из M туннельный диод переключается в состояние с большим напряжением. Схема выполняет мажоритарную логику, то есть срабатывает, когда сигналы есть на N входах, причем $N > M - N$, и не срабатывает, если $N \leq M - N$ *). Если схема срабатывает при подаче сигнала на любой из входов, то она является элементом "ИЛИ". Когда срабатывание происходит при подаче сигналов на все входы

*) Мажоритарная логика близка к избыточной логике биологических систем, поэтому пороговая логика на туннельных диодах, позволяющая легко реализовать мажоритарные схемы, оказывается весьма полезной при моделировании таких систем, в частности, аналогов нейронов /86/.

одновременно, схема представляет собой элемент "И". Для возвращения схемы в исходное состояние обычно необходимо снимать напряжение смещения E , или она должна работать в режиме одновибратора.

Схема описана рядом авторов /87-90/. Несмотря на видимую простоту она при практическом применении обладает тем недостатком, что число её входов и выходов ограничено допусками на сопротивления, на ток максимума туннельного диода, напряжение источника питания и амплитуды входных сигналов.

При работе схемы в режиме элемента "И" необходимо выполнение следующих условий:

$$\sum_{i=1}^{M-1} J_{вх. макс.} + J_{см. макс.} < J_{1 мин.}, \quad (3.1)$$

$$\sum_{i=1}^M J_{вх. мин.} + J_{см. мин.} > J_{1 макс.}, \quad (3.2)$$

где J_1 - ток максимума диода, M - число входов. Для того, чтобы диод не возвращался сам в исходное состояние с малым напряжением, необходимо выполнение условия:

$$J_{см. мин.} - K J_{вх. макс.} > J_{2 макс.}, \quad (3.3)$$

где K - число выходов.

При работе схемы в качестве элемента "ИЛИ" требуется выполнение условий:

$$J_{вх. мин.} + J_{см. мин.} > J_{1 макс.}, \quad (3.4)$$

$$J_{см. макс.} < J_{1 мин.} \quad (3.5)$$

Если δ - допуск на сопротивления, напряжения и ток максимума диода, то число выходов K в зависимости от δ определяется следующим соотношением: /85/

$$K = \frac{0,8 - 3\delta + 3,2\delta^2}{5\delta + 6\delta^2} \quad (3.6)$$

Более точно зависимость K и M от параметров вольтамперной характеристики диода можно определить, зная допуск на сопротивления α , на напряжение источника питания β и на параметры диода γ ,

из неравенств (3.1) ÷ (3.3), которые в предельном случае дают следующие соотношения для схемы "И" :

$$(M-1) \left[\frac{U_3(1+\eta) - U_1(1-\eta)}{Z_{вх.}(1-\alpha)} \right] + Y_{см.} \frac{(1+\eta)}{(1-\alpha)} = Y_1'(1-\eta), \quad (3.7)$$

и

$$M \left[\frac{U_2(1-\eta) - U_1(1+\eta)}{Z_{вх.}(1+\alpha)} \right] + Y_{см.} \frac{(1-\beta)}{(1+\alpha)} = Y_1(1+\eta) \quad (3.8)$$

$$K \left[\frac{U_2(1+\eta) - U_1(1-\eta)}{Z_{вх.}(1-\alpha)} \right] - Y_{см.} \frac{(1-\beta)}{(1+\alpha)} = -Y_2(1+\eta). \quad (3.9)$$

Для схемы "ИЛИ" неравенства (3.4) и (3.5) в предельном случае приводят к соотношениям в значениях допусков:

$$\frac{U_2(1-\eta) + U_1(1+\eta)}{Z_{вх.}(1+\alpha)} + Y_{см.} \frac{(1-\beta)}{(1+\alpha)} = Y_1(1+\eta) \quad (3.10)$$

и

$$- Y_{см.} \frac{(1+\beta)}{(1-\alpha)} = Y_1(1-\eta) \quad (3.11)$$

при выводе уравнений (3.7) ÷ (3.11) считалось, что $Z_{вх.} = Z_{вх.}$

Как показывает анализ /91/, уже для разброса параметров, равного 2,5%, суммарное число входов и выходов в ячейке "ИЛИ" не должно превышать 3, а в ячейке "И" даже при нулевых допусках число входов не должно превышать 3. Предполагается, что источниками сигналов и нагрузкой являются аналогичные ячейки. Передача информации в этих схемах осуществляется с помощью импульсного трехфазного питания, как было продемонстрировано на рис.30 а и б. При использовании разделительных диодов для продвижения информации достаточно двухфазного питания /92/. На рис.30 г приведена аналого-пороговая схема, в которой направленность потока информации обеспечивается обращенными диодами.

На рис.30д показана схема с двумя состояниями, выполняющая логическую операцию "НЕ". В исходном состоянии туннельный диод находится на туннельной ветви характеристики, и практически напряжение питания делится между небольшими сопротивлениями $Z'_{см}$ и $Z''_{см}$. После поступления положительного импульса на вход туннельный диод переходит в состояние с большим напряжением, и с сопротивления $Z''_{см}$ снимается отрицательный импульс, то есть входной сигнал инвертируется.

На рис.30е представлена схема типа "НЕ" или "неполное ИЛИ".*) Выполняемая схемой функция зависит от соотношения токов максимума применяемых туннельных диодов. В схеме "неполное ИЛИ" при отсутствии входных импульсов оба диода смещены на туннельную ветвь характеристики, и на выходе будет малый ток и низкое напряжение. При появлении достаточно большого входного импульса диод $ТД_I$ переключается в состояние с большим напряжением, и на выходе появляется импульс напряжения. При наличии импульсов на обоих входах переключаются оба диода, и на выходе будет опять низкое напряжение. Для обеспечения направленности потока информации между отдельными каскадами необходимо предусмотреть выпрямительные элементы типа диодов.

Вариант порогового логического элемента с двумя устойчивыми состояниями демонстрируется на рис.31а, на рис.31б дано графическое пояснение его принципа работы.^{/93/} Для продвижения информации используются трехфазные синхронизирующие импульсы тока, на амплитуду и форму которых особенно строгих ограничений не требуется. Описываемая схема не накладывает также строгих требований на параметры характеристики туннельных диодов, ограничиваясь только требованиями к

*) Переключательная функция, описывающая схему "неполное ИЛИ", выглядит следующим образом: $C = \overline{X}Y + X\overline{Y}$, где X и Y - сигналы на входах, а C - сигнал на выходе схемы.^{/79/}

току максимума диода. Такого типа схемы "ИЛИ - НЕ" и "ИЛИ- элемент задержки" образуют полную систему элементов. При подаче синхронизирующего импульса тока на вход ячейки диод переходит из состояния I в состояние 3. При этом на нагрузку перейдет заряд, определяемый разностью между суммой тока смещения и тока синхронизирующего импульса и током минимума диода. Если же синхронизирующий импульс отсутствует, а пришел только входной импульс, то диод перейдет из состояния I в состояние 2. При подаче синхронизирующего импульса диод перейдет из состояния 2 в 3, но при этом заряд, переданный на нагрузку в момент прихода синхронизирующего импульса, будет мал и равен $\sim (U_3 - U_2) C$. Таким образом, схема является инвертером - на выходе ее сигнал появляется лишь тогда, когда на вход импульс не поступает. Если импульсных входов больше, чем один, то можно просто осуществить логику "ИЛИ - НЕ". *) Конечно, нужно предусмотреть возвращение диода в исходное состояние после выполнения логических операций. Схема "ИЛИ - НЕ" с элементом задержки показана на рис. 31в. Она связывается со схемами "ИЛИ- НЕ" через обычные германиевые диоды. На описанных элементах были выполнены кольцевой счетчик и полусумматор. Частота следования синхронизирующих импульсов равнялась 5 Мгц.

При использовании в разделительных цепях логических пороговых схем "И", "ИЛИ" запоминающих индуктивностей для получения направленности потока информации достаточно двухфазного синхронизирующего напряжения. Сдвиг фаз при этом равен 180° , а перекрывание фаз не требуется, так как временное запоминание информации осуществляется на индуктивностях /89/. Построенный по этому принципу регистр сдвига показан на рис. 31 г.

*) Подразумевается схема, описываемая переключательной функцией:
 $C = \bar{X} + \bar{Y}$, где X и Y - сигналы на входах, а C - сигнал на выходе схемы /79/.

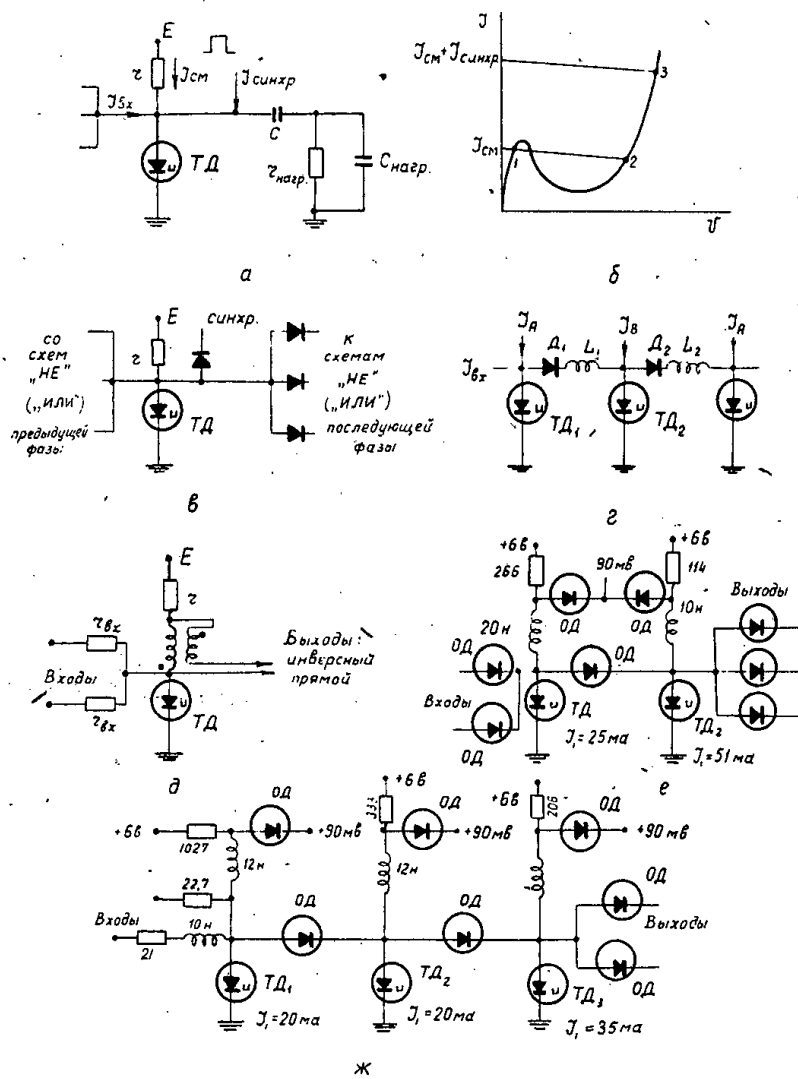


Рис.31. Аналого-пороговые схемы на одном туннельном диоде:

- а) аналого-пороговая схема с инверсным выходом;
- б) графическое пояснение принципа работы;
- в) элемент задержки на один период синхронизирующих импульсов;
- г) регистр сдвига на ячейках с запоминающими индуктивностями, требующий двухфазного импульсного питания;
- д) основная аналого-пороговая схема на одновибраторе;
- е) асинхронная схема "ИЛИ" на одновибраторах с индуктивностями и обращенными диодами;
- ж) асинхронная схема "И" на одновибраторах с индуктивностями и обращенными диодами.

Основная аналого-пороговая логическая схема на одновибраторе приведена на рис.31д. Ячейка может быть использована как схема "И", "ИЛИ" и имеет прямой и инверсный выходы (последний обеспечивается трансформатором)^{/94/}. Была разработана полная асинхронная система логических элементов, способная работать на частоте 200 Мгц с логической задержкой 1 нсек^{/95/}. Направленность информации обеспечивалась с помощью обращенных диодов. Логическое усиление обеспечивал импульсный усилитель на основе одновибратора на туннельном диоде с нелинейным смещением. Нелинейное смещение достигалось за счет использования обращенных диодов, как в схеме, приведенной на рис. 26 в и г (см.2.12) (нелинейное смещение может быть также получено с помощью комбинации туннельного диода и параллельного сопротивления, показанной на рис. 26 а ^{/96/}). На рис.31 е представлена схема "ИЛИ" с порогом 8 ма. Для усиления входного тока с помощью самих туннельных диодов можно использовать последовательное включение ряда каскадов. Полученная при этом некоторая дополнительная задержка срабатывания ввиду большой скорости переключения диодов будет незначительной. Например, в схеме, показанной на рис. 31 е, требуемый выходной сигнал обеспечивается использованием двух одновибраторов. В схеме "И" (рис.31 ж) для получения достаточного усиления требуется три последовательных одновибратора. В описываемой системе элементов также используется простая ячейка на туннельном диоде с двумя устойчивыми состояниями. Связь между ячейками осуществляется с помощью согласованных кабелей задержки. Проведенный анализ допусков показал, что они должны лежать в диапазоне единиц процентов. На основе приведенных выше элементов были выпол-

нены схемы счета, сдвиговые регистры, запоминающие ячейки.

В тех случаях, когда входные и выходные токи являются функциями характерных напряжений туннельного диода, которые могут иметь значительный разброс (порядка 20%), нагрузочные способности пороговых логических схем оказываются в значительной степени ограниченными. Были предложены схемы "ИЛИ - НЕ" и "ИЛИ" - ("И"), в которых все поступающие на туннельные диоды и получаемые от них токи снимаются с источников постоянного тока^{/97/}. Точность токов, отбираемых с этих источников, может быть легко сведена к $\pm 4\%$. Элементы при учете всех допусков обеспечивали возможность нагрузки на 3 аналогичных схемы. Для продвижения информации в предложенной системе необходимо четырехфазное синхронизирующее импульсное напряжение.

В заключение обзора пороговых логических схем следует упомянуть амплитудные радиоимпульсные логические элементы "И", "ИЛИ", "неполное ИЛИ", "НЕ"^{/98/}, основная ячейка которых представляет собой нормально закрытый автогенератор на туннельном диоде. Схема является пороговой. В конце каждого тактового периода модулирующее напряжение срывает колебания.

в) Логические элементы на основе балансных пар

Ряд мажоритарных систем логических элементов был выполнен на основе балансных туннельно-диодных пар или "пар Гото"^{/76/} (см. 2.12, рис. 27 а, б, в), принцип работы которых близок к параметронам. Два различных состояния балансной пары соответствуют двум разнополярным сигналам. Чтобы избежать неопределенности, число входов в мажоритарной схеме должно быть нечетным. Для запуска балансных схем требуются разнополярные импульсы, что исключает возможность применения обращенных диодов для развязки между элементами. Хорошим

решением является схема, показанная на рис.27 а, в которой средняя точка находится при потенциале земли и с которой можно получить импульсы любой полярности. Для обеспечения направленности потока информации необходимо использовать трехфазное питание. Питание подводится к схемам таким образом, что одна группа схем способна в данный момент выдавать выходные импульсы, другая - принимать входные и третья нечувствительна ни ко входным, ни к выходным. Эти три стадии называются активной, рецептивной и пассивной, соответственно. Ясно, что в рецептивной фазе напряжение питания должно приближаться к критической величине, в пассивной фазе оно должно быть ниже критической величины. Такую схему можно реализовать, используя синусоидальное питание совместно с источником постоянного смещения, обеспечивающим балансировку схемы. Некоторые логические применения показаны на рис.32 а и б. Здесь демонстрируется мажоритарная схема, которая может быть схемой "И" - ("ИЛИ"), а также инвертер. Положительный ток на входе схемы благоприятствует переключению верхнего диода и действует противоположным образом на нижний. Таким образом нарушение равновесия заставит сработать верхний диод при поступлении положительного импульса, и с выхода снимется отрицательный импульс. При поступлении отрицательного импульса на вход с выхода снимается положительный импульс. В системе, предложенной Гото^{/76/}, в качестве элемента "НЕ" использовался просто импульсный трансформатор.

В работе^{/99/} проводился графический анализ стабильности схем при крайних допусках на параметры диодов без учета при анализе таких реактивных элементов, как, например, емкость диода. Ограничения на рабочую частоту рассмотрены в работе Гото^{/73/}. Преимуществом

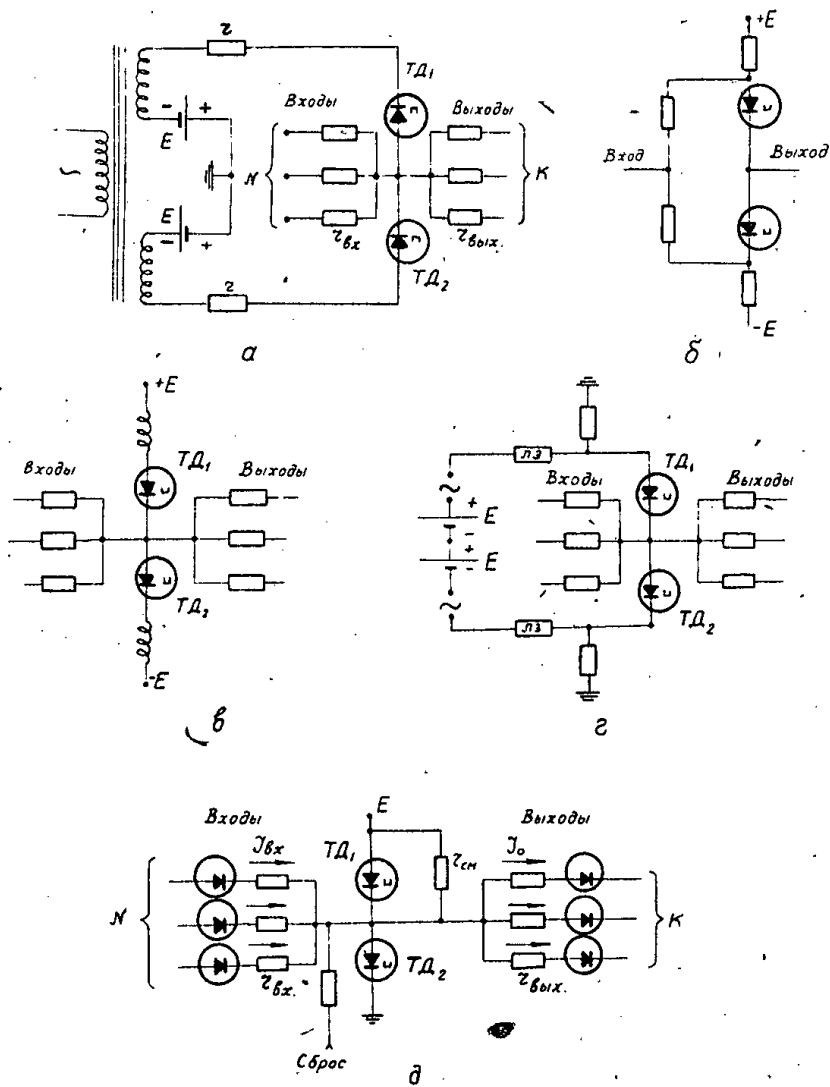


Рис.32. Логические элементы на основе балансных пар:

- а) основная мажоритарная схема;
- б) инвертер;
- в) балансная мажоритарная схема с индуктивностями;
- г) логический элемент с линиями задержки;
- д) аналого-пороговая схема с двумя туннельными диодами (схема Чоу).

балансной пары является использование для синхронизации легко получаемой синусоиды, которая по сравнению с прямоугольными импульсами менее подвержена помехам. Включение парами накладывает меньшие требования на схему и дает большую выходную мощность, чем при использовании принципа совпадения токов в пороговом элементе на одном диоде, с другой стороны для балансной пары требуется пять источников напряжения и два туннельных диода.

Был проведен детальный анализ переключательных свойств балансного элемента /100 ÷ 102/. Максимальная скорость надежной работы составляет 250 Мгц, хотя в отдельных схемах была достигнута скорость 450 Мгц. Эта скорость ограничивается паразитной индуктивностью и емкостью диода.

Вопросы питающих напряжений, допусков, взаимного размещения и согласования элементов также подробно исследованы /88, 103, 104/. При выполнении логических функций схемой Гото должны выполняться некоторые условия:

1. В период приема информации и перед переключением туннельного диода входной ток должен быть достаточно большим, чтобы перекрыть разброс напряжения источника питания, нестабильность его и разброс тока максимума.

2. В активный период, когда один из туннельных диодов находится в состоянии высокого напряжения, выходной ток и максимальная амплитуда питающего напряжения должны быть ограничены так, чтобы ток, следующий через туннельный диод, смещенный в область низкого напряжения, не превышал его тока максимума.

3. Перекрытие фаз напряжения питания должно быть таким, чтобы в активный период каскад мог передать информацию на последующие каскады до ее стирания. Информация стирается, если напряжение

питания уменьшается до величины, когда туннельные диоды оказываются в области отрицательного сопротивления. Зависимость между числом входов и выходов, выраженная через величины допусков на сопротивление, параметры туннельного диода, напряжение питания и входные напряжения (α , γ , β и δ , соответственно) описывается соотношением:

$$2J_1 \gamma \approx - \frac{E(\alpha + \beta)(M + K)}{Z_{вх.}} + \frac{M U_{вх.}(1 - \delta)}{Z_{вх.}} \quad (3.12)$$

Нормальной работе схемы соответствует достаточное перекрытие фаз синусоидального питания. Угол Ψ , при котором логическая схема сбрасывается в исходное состояние, определяется уравнением:

$$\sin \Psi = \frac{U_2}{e \left[\frac{e - z}{z + \frac{Z_{вх.}}{M + K}} \right]} + \frac{z J_2}{e} \quad (3.13)$$

где e - пиковая величина переменного напряжения питания. Считается, как и для выражения (3.12), что $Z_{вх.} = Z_{вх.}$.

Угол λ , при котором должны переключаться последующие каскады, определяется соотношением:

$$\sin \lambda = \frac{z J_2}{e} - \frac{K z U_{вх.}}{2 z_{вх.} + (M + K) z} \quad (3.14)$$

Для правильной работы схемы сумма углов $\Psi + \lambda$ должна быть меньше угла перекрытия фаз Θ .

На высоких частотах сказывается несогласованность емкостей туннельных диодов, что проявляется как несогласованность токов максимума в парах. Балансный логический элемент с индуктивностями /105/ демонстрируется на рис.32 в. Как и для балансного элемента, пока-

занного на рис.32 а, здесь возможны два режима работы: режим, когда оба диода находятся в состоянии с малым напряжением и к ним подводится переменное напряжение, переключающее их в область отрицательного сопротивления, и полярность входного сигнала определяет диод, переключаемый в состояние с большим напряжением; и режим, когда один из диодов смещен всегда в область отрицательного сопротивления, а другой находится в состоянии с малым напряжением. Тогда схема находится в автоколебательном режиме, и частота колебаний синхронизируется внешними импульсами. Полярность выходного сигнала в этой схеме также определяется полярностью входного импульса. Элемент способен отдавать в нагрузку больший ток по сравнению с другими балансными схемами, и, кроме того, допуск на амплитуду синхронизирующего напряжения гораздо слабее, так как эта амплитуда должна быть просто достаточной для перевода туннельного диода в какую-то точку в области отрицательного сопротивления в первом режиме работы, или осуществления синхронизации собственных колебаний с напряжением питания во втором режиме работы. Балансный логический элемент с линиями задержки показан на рис.32 г. Смещение туннельных диодов подобрано так, что схема находится в автоколебательном режиме и синхронизируется внешними импульсами. Например, когда диод $ТД_2$ переключается в состояние с большим напряжением, отрицательный импульс напряжения поступает на линию задержки, связанную с ним, а ослабленный положительный сигнал поступает на другую линию. На окончаниях линий сигналы инвертируются, поступают обратно и переключают $ТД_2$ в состояние с малым напряжением снова. Оба туннельных диода при этом оказываются в области отрицательного сопротивления, и начинается следующий цикл. Полярностью входного сигнала можно управлять направлением переключения диодов. Допуск на ампли-

туду входного импульса является нестрогим, так как она должна только превышать разбаланс схемы, обусловленный разбросом параметров диодов, сопротивлений и напряжений источников питания. Со схемы снимается выходной сигнал с плоской вершиной и крутыми фронтами, что облегчает согласование работы её во времени. Отдельные схемы такого типа работали с частотой 250 Мгц.

г) Аналого-пороговая ячейка на двух туннельных диодах
(схема Чоу).

Аналого-пороговая схема на двух туннельных диодах, показанная на рис.32 д, характеризуется меньшей зависимостью числа входов от числа выходов, чем у обычных аналого-пороговых схем на одном туннельном диоде. Напряжение питания здесь таково, что только один из диодов находится в состоянии с большим напряжением. Перед каждой логической операцией $ТД_2$ устанавливается в состояние с малым напряжением. Ток смещения определяется током минимума $ТД_1$ и током, проходящим через $Z_{см}$. Когда сумма входного тока и тока смещения превышает ток максимума $ТД_2$, он переключается в состояние с большим напряжением, а $ТД_1$ - в состояние с малым. Следовательно, общий выходной ток ограничивается разностью между током максимума $ТД_1$ и током минимума $ТД_2$. Условия (3.1) и (3.2) остаются здесь справедливыми, однако, к ним еще добавляется выражение:

$$J_{2_{\max}} + K J_{0_{\max}} < J_{1_{\min}} \quad (3.15)$$

Тогда, если α - допуск на сопротивления, η - допуск на параметры туннельного диода, β - допуск на напряжение источника питания и δ - допуск на ток смещения, то анализ наихудшего случая разброса проводится, исходя из следующих соотношений:

$$(M-1) \left[\frac{E(1+\beta) - U_1(1-\eta)}{Z_{вх.}(1-\alpha)} \right] + Y_{см.}(1+\delta) = Y_{1,2}(1-\eta), \quad (3.16)$$

$$M \left[\frac{E(1-\beta) - 2U_1(1+\eta)}{Z_{вх.}(1+\alpha)} \right] + Y_{см.}(1-\delta) = Y_{1,2}(1+\eta) \quad (3.17)$$

$$\text{и } K \left[\frac{E(1+\beta) - 2U_1(1-\eta)}{Z_{вх.}(1-\alpha)} \right] + Y_{2,2}(1-\eta) = Y_{1,1}(1-\eta), \quad (3.18)$$

где $Y_{см.} = Y_{2,1} + \frac{E - U_1}{Z_{см.}}$ и $E = U_1 + U_2$.

Для германиевых туннельных диодов максимально возможное число входов и выходов при нулевых допусках равно 7 (для сравнения полезно вспомнить, что в аналоге-пороговых схемах на одном туннельном диоде это число равно 3).

д) Комбинированные аналого-пороговые схемы с туннельными диодами и транзисторами.

Пороговый логический элемент на основе комбинации туннельный диод-транзистор в схеме с общей базой или туннельный диод-транзистор в схеме с общим эмиттером (см. 2.12, рис.28 а,б) позволяет просто реализовать логические функции и обладает необходимой нагрузочной способностью. В такой схеме легко решаются вопросы, касающиеся направленной передачи информации. Требования, связанные с допусками на детали, оказываются менее жесткими, чем в полностью туннельно-диодных схемах. Практически число возможных выходов гибридных схем превышает в K раз число выходов туннельно-диодной аналого-пороговой схемы и связано с допуском δ соотношением: /85/

$$M = K \left[\frac{0,8 - 3\delta + 3,2\delta^2}{5\delta + 6\delta^2} \right], \quad (3.19)$$

где K- усиление на каскад (ср. с выражением 3.6).

На рис. 33 а показан элемент туннельный диод -транзистор в схеме с общей базой^{/106/}. Такая комбинация представляет интерес в быстрых схемах, так как включение транзистора здесь является оптимальным с точки зрения частотных свойств и, кроме того, усиление по току таким элементом благодаря туннельному диоду может быть значительно больше единицы, а также увеличивается чувствительность схемы. Статические нагрузочные характеристики обозначены сплошными линиями на рис. 33 б. Когда входной импульс тока превысит ток максимума диода, то произойдет переключение туннельного диода в состояние с большим напряжением по пунктирной линии СД, соответствующей сопротивлению базы транзистора (время переключения туннельного диода считается малым по сравнению с временем открывания транзистора). Минимальная длительность входного импульса, требуемая для срабатывания туннельного диода, определяется из выражений (64) и (69) (см. 2.10 а). Полное время включения определяется временем открывания транзистора. Основная логическая схема демонстрируется на рис.33 в. В зависимости от величины тока смещения она может быть и схемой "ИЛИ" и схемой "И". При использовании высокочастотных транзисторов работа их в режиме насыщения не приводит к существенным задержкам и увеличивает только время сброса схемы на нуль (до 5 нсек в цитированной работе^{/106/}).

При допусках на ток максимума туннельного диода $\pm 5\%$, на напряжение питания $\pm 2\%$, сопротивления $\pm 3\%$ и отношении тока максимума к току минимума=10 схема может иметь 2 входа и 2 выхода. Схемы "ИЛИ", показанные на рис.33 г и д, при допусках $\pm 6\%$ имеют 2 выхода при любом числе входов. Для схемы "И" при 4-х входах и 2-х выходах допуски должны лежать в пределах $\pm 5\%$. Достигнутое в этих схемах время нарастания на уровне 2,5 в составило 2 нсек.

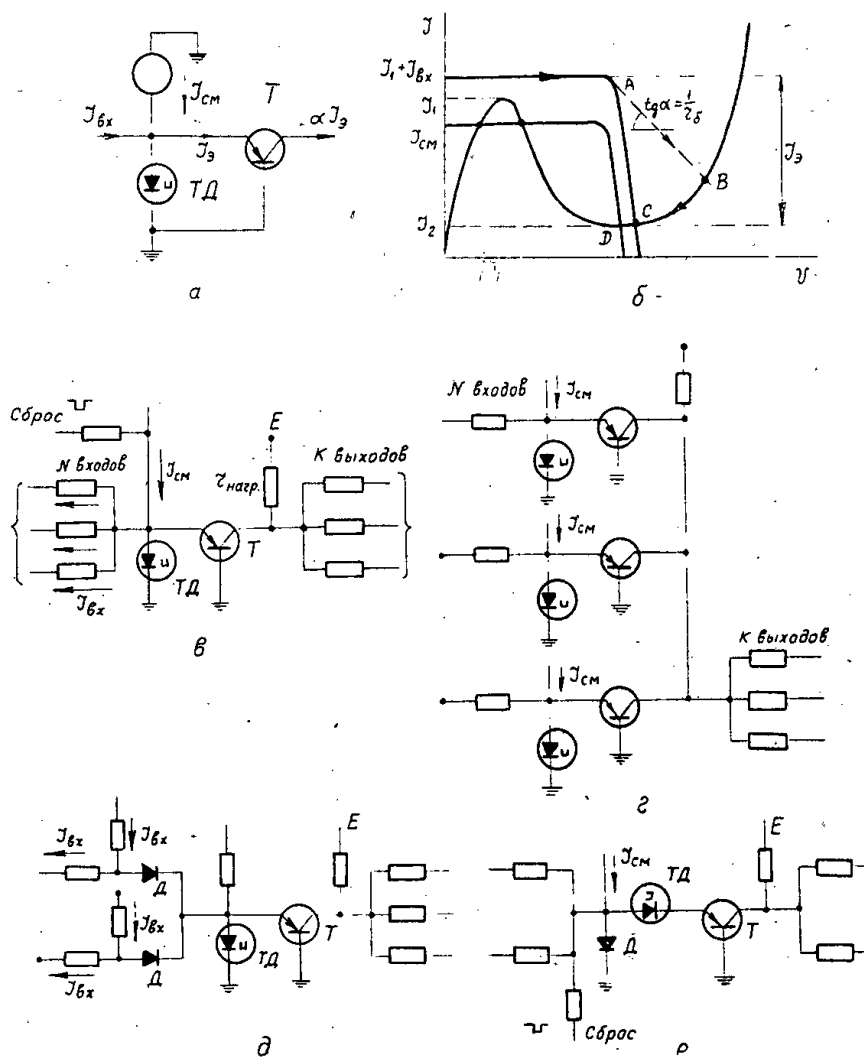


Рис.33. Комбинированные аналого-пороговые схемы с туннельными диодами и транзисторами:

- а) элемент туннельный диод-транзистор в схеме с общей базой;
- б) статические нагрузочные характеристики и пояснение процесса переключения диода;
- в) основная логическая схема;
- г), д) схемы "И" ;
- е) инвертер.

На рис.33 е приведена схема инвертера. В исходном состоянии, когда туннельный диод ТД находится в состоянии с малым напряжением, кремниевый диод Д не проводит, и ток следует через триод. При переключении туннельного диода в состояние с большим напряжением ток переключается в диод Д. Возврат схемы в исходное состояние производится отрицательным импульсом сброса. Весьма эффективной схемой для использования в качестве двоичного счетчика, ячейки сдвигового регистра, в сумматорах и дешифраторах являются ворота с дополнительным выходом (см.рис.34 а). В этой схеме ток смещения следует на инверсный выход, когда туннельный диод находится в состоянии с малым напряжением. После поступления положительного сигнала диод переключается в состояние с большим напряжением, и ток смещения переключается на прямой выход. На рис.34 б показан полный сумматор, выполненный на такой ячейке.

Ряд других триггерных и логических схем был выполнен на гибридных элементах, использующих туннельные диоды и транзисторы ^{/107+109}. Так, например, описан комбинированный сумматор с задержкой на каскад всего лишь 0,4 нсек.

На рис.34 в представлена аналого-пороговая схема на туннельном диоде, включенном параллельно переходу эмиттер-база транзистора. Нагрузочная характеристика туннельного диода в элементе туннельный диод - транзистор в схеме с общим эмиттером, в общем, подобна изображенной на рис. 33 б. Описанные логические схемы на таких элементах обладают усилением по напряжению и току одновременно. Задержка на каскад при использовании германиевых туннельных диодов совместно с кремниевыми транзисторами с граничной частотой $f_{\alpha} = 300$ Мгц составила 10 нсек (потенциал -0,5 в, поданный в эмиттеры транзисторов, как показано на рис.34 в и г , требуется

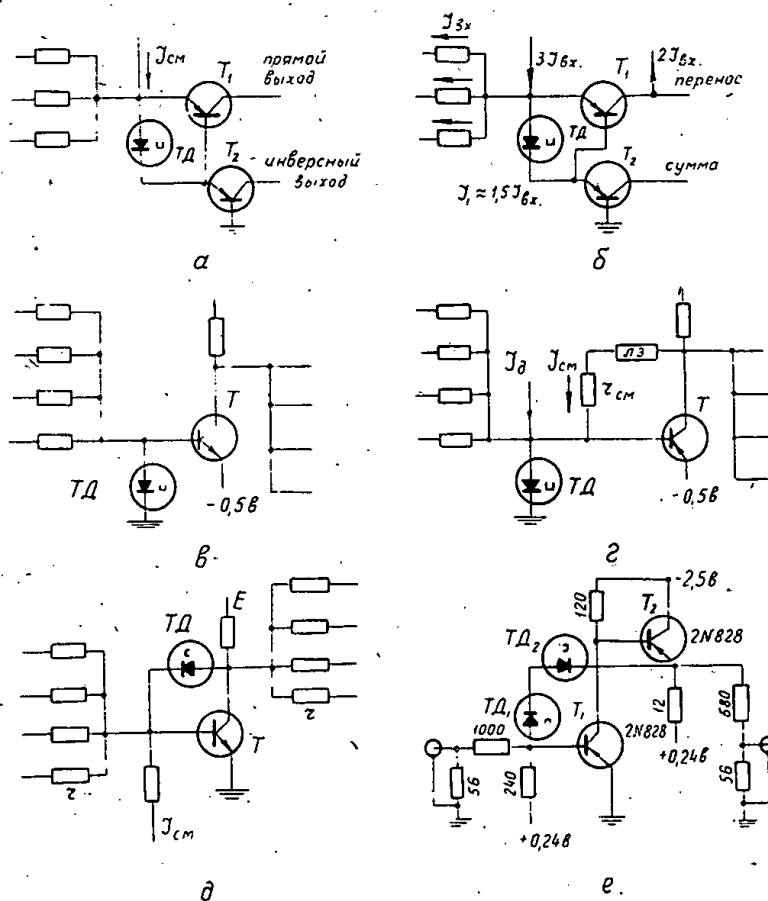


Рис.34. Комбинированные аналого-пороговые схемы с туннельными диодами и транзисторами:

- а) ворота (схема "И") с дополнительным входом;
- б) одноразрядный полный двоичный сумматор, основанный на предыдущей схеме;
- в) аналого-пороговая ячейка с туннельным диодом и транзистором, включенным по схеме с общим эмиттером;
- г) аналого-пороговая ячейка с задержанной обратной связью для возвращения диода в исходное состояние; ячейка с включением туннельного диода параллельно переходу база-коллектор транзистора;
- д) упрощенная схема;
- е) практическая схема.

для согласования входных характеристик германиевых туннельных диодов и кремниевых триодов). Недостатком схемы является наличие гистерезиса, отсюда необходимость того, чтобы ток на каждом из входов превышал ток максимума диода. Схема с задержанной обратной связью^{/III/} (см. рис. 34 г) позволяет избавиться от гистерезиса и связанного с ним увеличения входных токов. В начальный момент туннельный диод ТД находится в состоянии с малым напряжением и транзистор Т закрыт. Благодаря току смещения, проходящему через сопротивление $Z_{см}$, рабочая точка диода находится чуть ниже тока максимума. Тогда для переключения диода достаточно небольшого импульса тока, являющегося разностью между током максимума и током смещения. Задержка ЛЗ позволяет закончить процесс переключения диода, раньше, чем передастся изменение сигнала с коллектора триода. При действии сигнала с линии задержки ток смещения падает до нуля, чем обеспечивается возврат в исходное состояние. Входной ток должен быть подобран таким образом, чтобы при его действии туннельный диод не возвращался еще в исходное состояние. Описанные схемы позволяют реализовать логику "ИЛИ-НЕ" и "И-НЕ"^{ж)}.

Для увеличения быстродействия аналого-пороговых транзисторных схем предлагается включение туннельного диода параллельно переходу база-коллектор транзистора, которое позволяет устранить насыщение транзистора^{/II2/}. На рис. 34 д показана основная схема. Обычно применяются два последовательно включенных туннельных диода или обращенных диода, чтобы обеспечить требуемый уровень напряжения. При увеличении входного тока напряжение коллектора транзистора будет падать и триод будет стремиться к насыщению,

ж) Если X и Y - сигналы на входах, а C - сигнал на выходе, то переключательная функция для схемы "И-НЕ" записывается следующим образом: $C = \overline{XY}$ /79/.

однако, насыщение будет ограничиваться туннельным током обратной связи. Диоды смещены таким образом, что при отсечке транзистора потенциал коллектора фиксируется за счет их прямой проводимости. Использование обратной связи с туннельными диодами приводит к небольшому уменьшению эффективного значения граничной частоты схемы, однако, это не накладывает серьезных ограничений при использовании диодов с малыми емкостями. На рис.34 е приводится практическая схема, обеспечивающая хорошую нагрузочную способность. Диоды- германиевые, с током максимума 1 ма. Схемы такого типа обладают задержкой на каскад $2 + 5$ нсек при нагрузке на 3 аналогичных схемы. Анализ допусков показывает, что ток максимума диодов может изменяться в пределах 100%, а при допусках на сопротивления 2% может быть реализована схема с тремя входами и тремя выходами. При использовании обращенных диодов, последовательно включенных со входными сопротивлениями, при незначительном снижении быстродействия допуски на сопротивления достигают 10%.

е) Пороговые схемы с импульсной подкачкой

Туннельно-диодные-транзисторные логические схемы с импульсной подкачкой являются быстрыми гибридными логическими схемами, в которых туннельные диоды выполняют пороговые функции и служат для усиления и восстановления формы импульса, а транзисторы обеспечивают развязку между каскадами и направленность потока информации^{И13+}/_{И15/}. Система логических элементов включает три основных ячейки- два вида схем типа "ИЛИ-НЕ" (или "И-НЕ"), а именно: ворота с отрицательными входными и положительными выходными импульсами (см.рис.35 а), ворота с положительными входными и отрицательными выходными импульсами (см.рис.35 б) и инвертирующий трансформатор с коэффициентом трансформации 1:1. Ворота являются инвертирующими: в отсутствие входных импульсов туннельные диоды переключаются с частотой синусои-

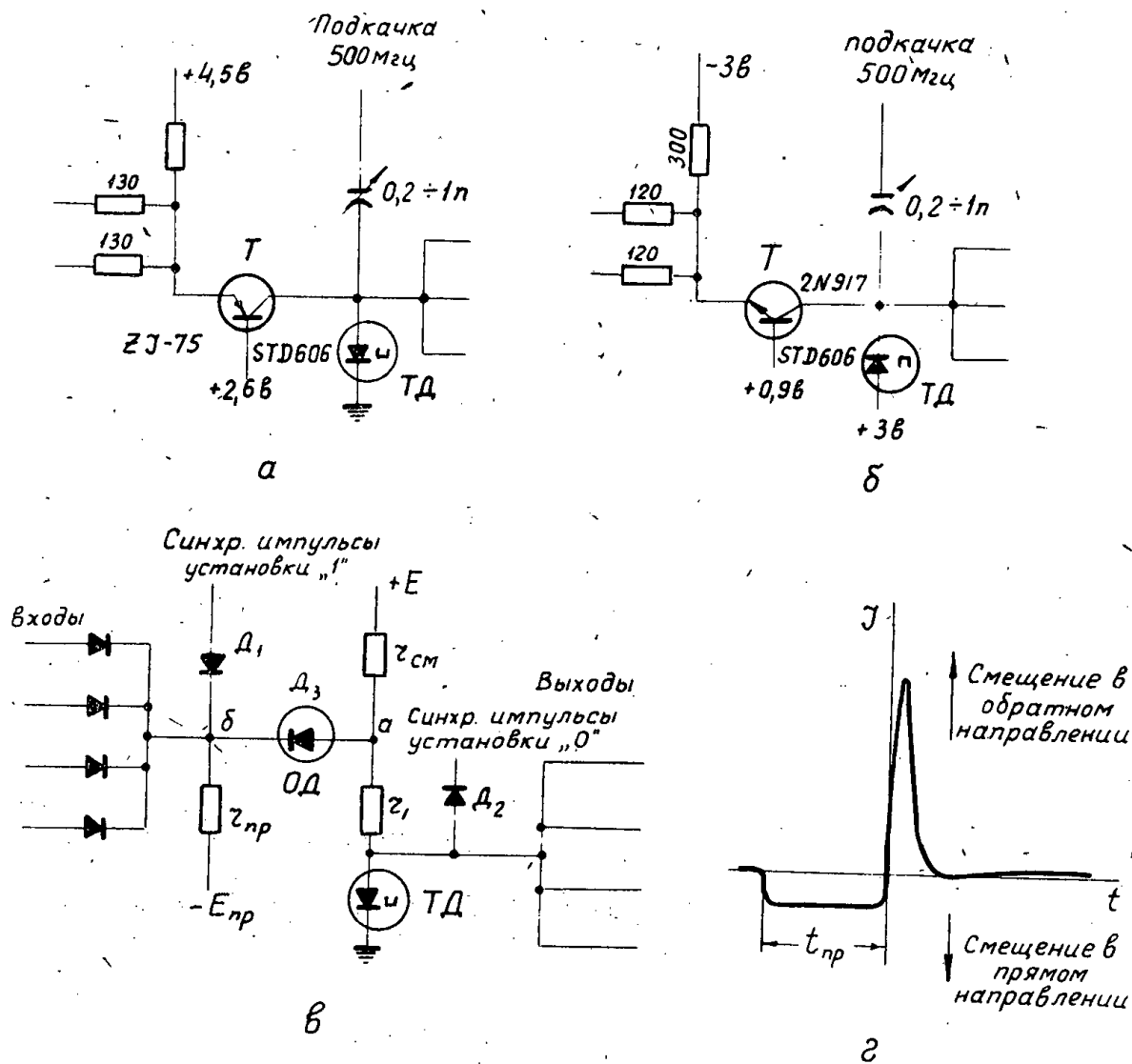


Рис.35. Основные логические пороговые схемы с импульсной подкачкой:

- ворота с отрицательными входными и положительными выходными сигналами;
- ворота с положительными входными и отрицательными выходными сигналами;
- основная логическая схема с диодным усилителем;
- графическое пояснение к ячейке с диодным усилителем.

дальних сигналов подкачки. Так как для каждого из типов ворот нужны сигналы подкачки разной полярности, схемы могут работать с частотой 1 Гц при частоте подкачки всего 500 Мгц. При существующих высокочастотных триодах скорость схем может быть увеличена до 2 Ггц так как в схемах с подкачкой усиления от транзистора не требуется и он может работать вблизи граничной частоты, ибо он обеспечивает только изоляцию каскадов, а усиление получают за счет туннельного диода. Связь между отдельными элементами обеспечивается с помощью высокочастотных кабелей задержки, для чего предусмотрено согласование схем. Надо отметить чрезвычайную простоту логических ячеек и малое число используемых схемных элементов. Допустимый разброс фазы напряжения подкачки составляет $\pm 60^\circ$, при этом допуск на постоянное напряжение питания равен $20 \pm 25\%$. Потребление мощности ячейкой равно 50 мвт. На основе описанных схем были разработаны арифметические узлы, счетчики, регистры сдвига, аналого-цифровые преобразователи, которые показывают возможность создания быстродействующего вычислительного устройства, содержащего 100.000 и более подобных логических схем.

ж) Схемы с диодными усилителями.

Использование диодов с накоплением заряда, называемых также трансформаторами заряда, в качестве межкаскадных усилителей тока в туннельно-диодных схемах оказалось чрезвычайно эффективным ^{П16/}. На рис. 35в показана комбинированная логическая схема на туннельном диоде с диодным усилителем. Туннельный диод смещен проходящим через сопротивление $Z_{см}$ током от источника напряжения E . Перед началом каждой операции туннельный диод устанавливается в состояние с малым напряжением синхронизирующим импульсом сброса, в то время

мя как при отсутствии сигналов на входах последующий синхронизирующий импульс установки перебрасывает его в состояние с большим напряжением. Таким образом схема осуществляет функцию "ИЛИ-НЕ". Ясно, что, когда на входах отсутствуют сигналы и входные диоды не проводят, прямой ток $I_{пр}$ следует через диод с накоплением заряда D_3 . Заряд, накопленный диодом, равен $I_{пр} \cdot t_{пр}$ (см. рис. 35 б). При появлении синхронизирующего импульса установки направление тока через диод меняется. Величина обратного тока $I_{обр}$ равна $\frac{U}{R}$, где R - полное сопротивление цепи, а U - амплитуда синхронизирующего импульса. Тогда извлеченный заряд будет равен $I_{обр} \cdot t_{обр}$, и, так как $t_{обр} \ll t_{пр}$, $I_{обр}$ будет много больше $I_{пр}$. Таким образом достигается значительное усиление по току. Именно ток $I_{обр}$ переключает туннельный диод. Когда на входе присутствует сигнал, потенциал точки δ будет выше, чем потенциал точки a , и диод D_3 будет закрыт. Следовательно, в этом случае запоминание заряда отсутствует, и при подаче синхронизирующего сигнала импульс обратного тока $I_{обр}$, который перебрасывал ранее туннельный диод, не будет получен. Туннельный диод останется в состоянии с малым напряжением. Анализ допусков для схем был выполнен в работе /ИП7/.
Возможное число входов в зависимости от допуска δ описывается выражением: /85/

$$M = K \left[\frac{0,7 - 1,9\delta + \delta^2}{0,2 + 4,8\delta + \delta^2} \right], \quad (3.20)$$

где K - усиление.

Схемы могут работать при разбросе для синхронизирующих напряжений $\pm 20\%$, $\pm 5\%$ - для постоянного тока смещения и тока максимума, и $\pm 30\%$ - для напряжения максимума. Возможное число входов равно 5, при 3+5 выходах. Для современных диодных усилителей полоса может быть порядка 10 Гц, поэтому комбинация трансформаторов заряда с

туннельными диодами является многообещающей для разработки быстродействующих логических схем. Был выполнен ряд арифметических узлов с задержкой на разряд $2 + 4$ нсек, в частности, 32-х разрядный регистр, работавший на частоте синхронизирующих импульсов 125 Мгц. Схемы отличаются простотой и стоимость их невелика.

3) Использование нелинейных свойств туннельных диодов и их комбинаций для построения цифровых схем.

Нелинейные свойства вольтамперной характеристики туннельных диодов и их комбинаций позволяют выполнить множество простых цифровых схем, которые являются часто неразделимым сочетанием ряда элементарных логических ячеек и выполнение которых на других электронных приборах потребовало бы гораздо большего количества деталей. Приведенные ниже примеры таких схем носят иллюстративный характер, они только показывают возможный путь построения некоторых специальных цифровых схем.

Использование различия активных сопротивлений участков вольтамперной характеристики на туннельной и диффузионной ветвях и в области "седла" характеристики позволило выполнить схемы "И" /73/, полного двоичного сумматора /116, 117/, контроля четности /120/.

Туннельный диод имеет при обратном смещении сопротивление единицы ом, а при смещении в прямом направлении в область "седла" - сотни ом. Используя это свойство можно построить надежные схемы "И", не требующие очень строгих допусков на разброс деталей /73/.

На рис. 36 а показана схема "И" такого типа. Входные импульсы могут принимать значения 0 в или 0,3 в. Если входные импульсы равны, то на выходе схемы напряжение будет равно входному. При появлении импульса на одном из входов напряжение на выходе, как видно из рис. 36б,

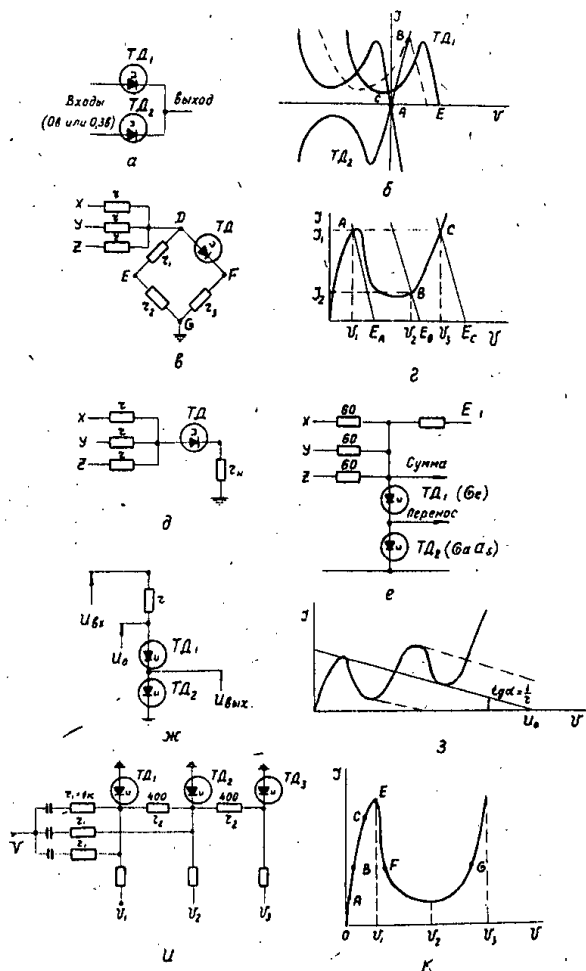


Рис.36. Некоторые цифровые схемы, в которых используются нелинейные свойства туннельных диодов и их комбинаций:

- а) схема "И";
- б) графическое пояснение принципа работы;
- в), г) основная схема и рисунок, поясняющий принцип работы;
- д) схема контроля четности;
- е) полный двоичный сумматор, выполненный на туннельных диодах, параметры которых связаны с определенными условиями;
- ж), з) схема сравнения двух напряжений и ее графическое пояснение;
- и), к) принципиальная схема и последовательность работы схемы с 4-мя устойчивыми состояниями.

будет близко к малому начальному уровню (точка С). Недостатком этой схемы является появление импульса напряжения во время переключения при прохождении точки В.

На рис. 36 в и г представлен двоичный сумматор, выполненный на одном туннельном диоде и трех сопротивлениях. Когда импульс напряжения E прикладывается к любому или всем входам X, Y, Z , напряжения V_{EF} и V_{FG} имеют логические свойства переноса и суммы, при условии соответствующего выбора E_A, Z_1, Z_2, Z_3 и Z для данного диода. Рабочие точки А, В и С устанавливаются выбором $E_A : E_B : E_C = 1 : 2 : 3$, Z_1 выбирается равным $\frac{U_1}{I_1}$, Z_2 позволяет выбрать надлежащую величину эквивалентного сопротивления схемы, $Z_2 = Z_3$ являются параметрами. Падение напряжения на Z_2 обладает свойствами суммы, так как оно велико при наличии напряжения на одном или трех входах. Напряжение переноса снимается с точек EF , так как мост оказывается сбалансированным только для случая одного входного напряжения и разбалансируется при наличии напряжений на двух или трех выходах. Управление осуществляется импульсами напряжения. Была построена экспериментальная схема, переходные процессы в которой заканчивались за 10 нсек.

Схема контроля четности демонстрируется на рис.36 д. Пояснением к ней может служить опять рис.36 г. Входы X, Y, Z являются генераторами напряжения, так что $E_A = U$, $E_B = 2U$, $E_C = 3U$. При четном числе входов выходной ток или равен 0 (когда сигналы отсутствуют на всех входах) или равен I_2 , т.е. близок к 0 (когда сигналы присутствуют на двух входах). При нечетном числе входов (одним или трех) выходное напряжение равно $I_1 Z_n$. При двух туннельных диодах, включенных в такую схему последовательно, можно контролировать четность для пяти входов. Больше число входов невоз.

можно вследствие появляющегося на отрицательных участках вольтамперной характеристики гистерезиса при увеличении числа диодов.

В работе^{/74/} описан полный двоичный сумматор, основанный на схеме со многими устойчивыми состояниями по напряжению (см. рис. 25 б) и на соотношениях, приведенных в разделе 2.12. Сумматор показан на рис. 36 е. Диод $ТД_1$ - германиевый, диод $ТД_2$ имеет ток максимума, больший тока максимума диода $ТД_1$, и выполнен на основе арсенида галлия. При подаче сигнала на один из входов срабатывает $ТД_1$, при подаче сигналов на два входа срабатывает $ТД_2$, то-есть происходит перенос, и при подаче 3-х сигналов срабатывают оба диода и на выходе получают и сумму и перенос. Данные диодов: $ТД_1$: $I_1 = 4,75$ ма, $I_2 = 1$ ма, $U_3 = 495$ мв; $ТД_2$: $I_1 = 5,9$ ма, $I_2 = 0,25$ ма, $U_3 = 1,1$ в.

На рис. 36 ж показана схема сравнения напряжения на двух последовательно включенных диодах, вольтамперная характеристика которой дана на рис. 36 з. Скачок выходного напряжения позволяет установить существование отклонения входного напряжения от образцового и знак этого отклонения ^{/121/}

На рис. 36 и) и к) приведена и поясняется графически схема с 4-мя устойчивыми состояниями^{/122/}. Эти состояния распределены следующим образом:

а) состояние "0": рабочие точки всех диодов смещены в область ОЕ- для диода $ТД_1$ - в точку С, у $ТД_2$ - в точку А и у $ТД_3$ в точку В, находящуюся между А и С.

б) состояние "1": рабочая точка у $ТД_1$ смещается в область между точками G и F, у $ТД_2$ и $ТД_3$ - соответственно в точки В и С.

в) состояние "2": $ТД_1$ и $ТД_2$ работают в области GF, а рабочая точка $ТД_3$ находится в точке С.

г) состояние "3": рабочие точки всех диодов находятся в области GF.

С приходом первого импульса диод $ТД_1$ переходит в область CF , а в результате повышения потенциала на диоде дополнительный ток через сопротивления Z_2 переводит $ТД_2$ и $ТД_3$ в требуемые точки. Минимальное время переключения при емкости диодов $C = 10$ пф составляет 10 нсек. Возвращение к состоянию "0" осуществляется большим положительным импульсом, приложенным ко входам схемы.

и) Туннельные диоды в схемах с магнитными сердечниками

с прямоугольной петлей гистерезиса.

В настоящее время разработано много надежных логических схем, таких, как, например, регистры сдвига и счетчики, в которых используются магнитные сердечники с прямоугольной петлей гистерезиса. Использование туннельных диодов, работающих в режиме переключения тока, в таких схемах позволяет упростить управление переключением магнитных сердечников. На рис. 37 а показана схема двоичного триггера, выполненная на двух сердечниках с прямоугольной петлей гистерезиса и туннельном диоде /89/. В начальный момент рабочая точка диода находится на туннельной ветви характеристики, и через него проходит большой ток, смещающий сердечники C_1 и C_2 в положительную область насыщения (см. рис. 37 б). Если приложить импульс запуска, то верхний сердечник перейдет в отрицательную область насыщения. Полученный при этом импульс тока переключит диод на диффузионную ветвь характеристики в состояние с малым током. Перераспределение токов между сопротивлением Z и диодом приведет к тому, что и нижний сердечник переключится в состояние отрицательного насыщения. После поступления следующего импульса запуска переключается сердечник C_2 , и одновременно диод возвращается в исходное состояние.

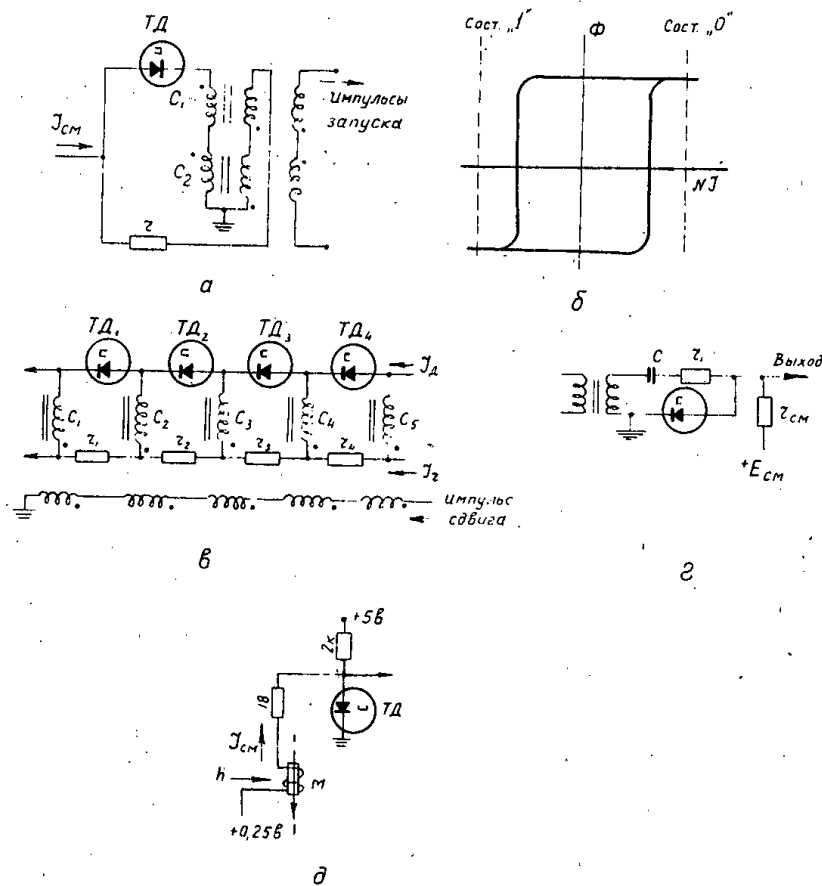


Рис.37. Туннельные диоды в схемах с магнитными элементами с прямоугольной петлей гистерезиса:

- а) двоичный триггер;
- б) график, поясняющий процесс перемагничивания сердечников;
- в) сдвиговой регистр с сердечниками с прямоугольной петлей гистерезиса;
- г) схема индикации состояния намагничения сердечника;
- д) триггерная схема с туннельным диодом и тонкопленочным ферромагнитным элементом.

На рис.37 в демонстрируется регистр сдвига на туннельных диодах и сердечниках с прямоугольной петлей гистерезиса. Для пояснения принципа его работы допустим, что все диоды, кроме $ТД_2$, смещены на туннельную ветвь характеристики в состояние с большим током, а все сердечники, за исключением $С_2$, находятся в области положительного насыщения. Диод $ТД_1$ находится в состоянии с большим напряжением, но с малым током, насыщение сердечника $С_2$ отрицательно. Таким образом, через сопротивление Z_2 следует больший ток, чем через остальные сопротивления. Этот ток также проходит через обмотки сердечников $С_2$ и $С_3$, удерживая $С_2$ в состоянии "0" и $С_3$ в состоянии "1". Импульс сдвига переманичивает сердечник $С_3$, одновременно переключается диод $ТД_3$ в состояние с большим напряжением, а $ТД_2$ возвращается в состояние "0" за счет импульса с сердечника $С_3$. Последующее перераспределение тока переводит $С_4$ в состояние "1", удерживая $С_3$ в состоянии "0".

На рис.37г приведена схема, с помощью которой можно осуществлять индикацию состояний магнитного сердечника. В этой схеме туннельный диод работает в режиме переключения напряжения и в начальный момент находится в состоянии с малым напряжением. Положительный импульс тока, появляющийся при переманичивании сердечника, оказывается достаточным для переключения диода на диффузионную ветвь характеристики в состояние с большим напряжением, которое сохраняется после окончания переходного процесса при переключении сердечника. Туннельный диод возвращается в исходное состояние только после обратного переключения сердечника. Схема использовалась для индикации весовых выходов в аналого-цифровом преобразователе на магнитных элементах/123/.

Хорошее сочетание представляют собой ферромагнитные тонкопленочные элементы, обладающие большим на порядок по сравнению с магнитными сердечниками быстродействием, и туннельные диоды, которые в таких комбинациях используются для переключения и индикации состояний магнитных элементов. Кроме того, тонкопленочные магнитные элементы требуют для переключения уровни токов, сравнимые с рабочими токами туннельных диодов. Комбинированная триггерная схема демонстрируется на рис. 37д. Туннельный диод-германиевый. Ток максимума диода равен 50 ма. Диод работает в режиме переключения тока, и в исходном состоянии смещен током 25 ма на туннельную ветвь вольтамперной характеристики. Ток смещения будет протекать через обмотку в направлении, указанном на рис. 37д. Если к пленочному элементу приложить импульсное поперечное поле, то отклонение вектора намагничивания M от положения покоя вызовет импульс напряжения на обмотке. Этот импульс напряжения переключит диоды в состояние с большим напряжением, причем направление тока, протекающего через обмотку, теперь сменится на противоположное. Следующий импульс опять вызовет переключение диода и изменение знака намагничивания пленки. Подобная ячейка в комбинации с межкаскадным транзисторным усилителем может быть использована как мажоритарная схема, схема "И" или "ИЛИ", и как элемент счетчиков и регистров сдвига /124/.

Имеется сообщение об использовании генератора контролируемой частоты на туннельном диоде и насыщенном магнитном сердечнике для целей автоматического управления /125/. Приведенными выше примерами гибридных схем на туннельных диодах и магнитных элементах, конечно, не исчерпываются широкие возможности использования этих схем.

3.2. Запоминающие устройства

а) Область применения, преимущества и недостатки.

Предельное время записи-считывания для запоминающих устройств на магнитных элементах равно $\sim 0,1$ мксек /126/. Применение туннельных диодов в запоминающих устройствах позволяет увеличить их быстродействие, по крайней мере, на порядок. Если площадь $p-n$ -перехода туннельного диода равна 1 мм, то на одном сантиметре можно разместить ~ 5 запоминающих ячеек. При физически осуществимых скоростях распространения сигналов $\sim 10^{10}$ см/сек время задержки на ячейку равно $0,02$ нсек, т.е. линией с временем задержки 5 нсек можно охватить 250 элементов. Таким образом время цикла в 10 нсек для ЗУ такого объема оказывается вполне реальным.

Можно ожидать, что выполнение ЗУ на туннельных диодах в виде твердых микросхем позволит еще увеличить скорость работы и объем ЗУ. Так, например, при размещении на одном квадратном миллиметре 10 запоминающих ячеек со временем переключения одной ячейки 1 нсек можно обеспечить объем ЗУ в 4096 двоичных единиц со временем записи-считывания 10 нсек /127/.

К числу недостатков при использовании туннельных диодов в схемах ЗУ следует отнести некоторую сложность запоминающих ячеек по сравнению с магнитными элементами. Разброс характеристик также накладывает ограничения при применении туннельных диодов в схемах ЗУ. Однако, несмотря на эти недостатки ЗУ на туннельных диодах являются единственными, обеспечивающими времена записи-считывания в диапазоне $10 \div 100$ нсек. Область их применения - оперативные запоми-

нающие устройства быстродействующих вычислительных машин, различного рода промежуточные запоминающие устройства, используемые в многоканальных амплитудных и временных анализаторах ядерной физики /127 ÷ 129/. Применение промежуточных быстродействующих ЗУ на туннельных диодах совместно с системами многоканальных детекторов частиц, получаемых с импульсных источников, таких, как например, ускорители частиц высоких энергий, кажется также многообещающим.

б) ЗУ на основе принципа совпадения полutoков.

В качестве ячейки памяти используется, во-первых, схема на одном туннельном диоде с двумя устойчивыми состояниями (см. рис. 12а и д), запоминание в которой осуществляется по принципу совпадения полutoков /120/. На рис. 38 а) ÷ г) показаны 4 возможных элемента памяти, основанных на этом принципе /73/. Ячейки с токовыми выходами демонстрируются на рис. 38 а) и в), а ячейки, выходными сигналами которых являются импульсы напряжения, показаны на рис. 38 б) и г). С точки зрения получения максимальной амплитуды выходного сигнала, нестрогих требований к допускам на разброс параметров и наибольшего быстродействия наилучшим является режим переключения напряжения (см. 2.10 а)), однако, в этом режиме увеличивается потребляемая мощность, выделяемая на сопротивлениях Z . Компромиссным будет выбор сопротивления нагрузки согласно выражению /62/

$$Z_H = 4R, \quad (3.21)$$

где R определяется выражением (12), а Z_H - эквивалентное сопротивление нагрузки, равное $Z/2$ для ячеек, изображенных на рис. 38 а) и б), и $\frac{Z_x \cdot Z_y}{Z_x + Z_y}$ - для ячеек, показанных на рис. 38 в) и г).

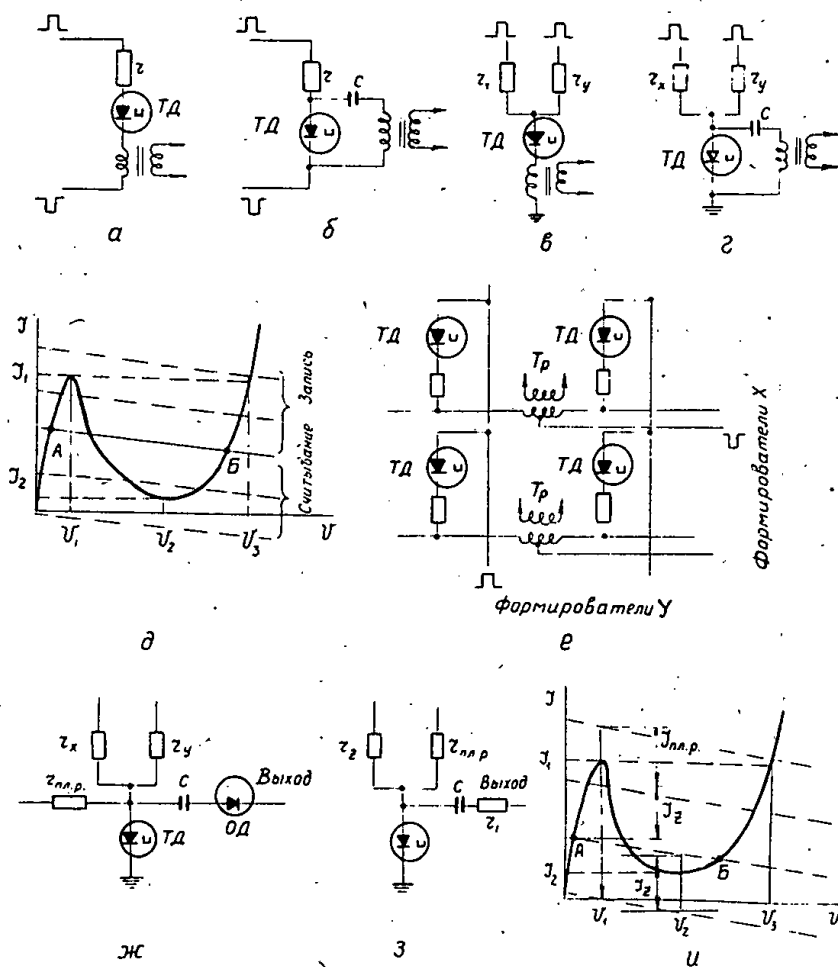


Рис.38. Основные типы запоминающих ячеек, работающих по принципу совпадения полупериодов:

- а), в) ячейки с токовым выходом;
- б), г) ячейки, с выхода которых снимаются импульсы напряжения;
- д) графическое пояснение принципа работы ячейки с записью и считыванием совпадением полупериодов;
- е) участок матрицы запоминающего устройства, работающего по принципу совпадения полупериодов;
- ж) запоминающая ячейка с обратным диодом на выходе для устранения сигналов помехи при неполном считывании;
- з), и) схема запоминающей ячейки типа Z и графическое пояснение принципа работы.

При таком выборе нагрузки амплитуда составляет 90% от максимально возможной амплитуды выходного импульса U_3 в режиме переключения напряжения. На рис. 38 д поясняется графически работа запоминающей ячейки, основанной на принципе совпадения полуточков. Точка А соответствует обычно состоянию "0", а точка Б на диффузионной ветви - состоянию "1". Считывание с такого элемента памяти может быть как с разрушением информации, так и без, однако, в последнем случае требуются вспомогательные устройства для определения состояния диода. При считывании с разрушением информации на элемент подаются полуточки противоположной полярности.

Ряд запоминающих устройств, использующих ячейку типа демонстрируемой на рис.38 д, описан в работах /128, 129, 131, 132/. Было построено также устройство памяти на основе ячейки, показанной на рис.38 а /13,94/, которое обсуждается ниже. На рис.38 е приводится часть матрицы на этих элементах. Для выборки ячейки к одному ряду формирователей прикладывается импульс, амплитуда которого больше половинной амплитуды, необходимой для переключения элемента, но все же меньше полной амплитуды. Ко второму ряду формирователей прикладывается импульс противоположной полярности, но той же амплитуды. При совпадении импульсов элемент переключается, и на обмотке импульсного трансформатора считывания появляется импульс тока. Паразитные импульсы, возникающие на полувозбужденных ячейках матриц, можно скомпенсировать, включая вторичные обмотки трансформаторов считывания в противоположном направлении, навстречу друг другу. Недостатком такой схемы компенсации являются импульсы считывания противоположной полярности, снимаемые с этих обмоток, однако, этот недостаток просто преодолеть схемными методами. Недостатком компенсации является также неодинаковость амплитуд импульсов помехи в разных состояниях

элемента памяти, что при необходимости получения хорошего отношения сигнал-помеха ограничивает число элементов памяти. Анализ помех, возникающих в полувозбужденных ячейках, работающих по принципу совпадения полупериодов ^{/62/}, показывает, что из-за различия амплитуд помех в состояниях диода "0" и "1" применение трансформаторов для компенсации неэффективно. Лучшие результаты получаются, когда уровни помех ограничиваются с помощью обычных или обращенных диодов или транзисторов ^{/62, I29, I32/}. Вариант ячейки с таким ограничением приведен на рис. 38 ж.

Необходимость совпадения двух токов для записи и считывания приводит к жестким требованиям к допускам на параметры ячеек. Так, например, в экспериментальном устройстве на 64 ячейки, работавшем по принципу совпадения полупериодов, при допусках на токи диодов $\pm 10\%$ и на напряжении питания $\pm 3\%$ допуск на сопротивления составлял $\pm 1\%$. Требования особенно увеличиваются, если используются туннельные диоды на η -германии, у которых параметры сильно зависят от температуры. Увеличение сопротивлений нагрузки и, отсюда, потребляемой мощности несколько смягчает требования к разбросу токов туннельных диодов. Вопрос допусков в ячейке, основанной на принципе совпадения полупериодов, рассматривался в работе ^{/I32/}, согласно которой суммарный допуск в такой ячейке может быть доведен до 20%.

в) ЗУ типа Z.

При использовании памяти, построенной по системе Z ^{/I30/}, значительно снижаются требования к допускам на элементы и отсутствуют проблемы, связанные с компенсацией помех. В системе типа Z адресное устройство выбирает числовую линейку, и ток выборки J_z поступает только на выбираемые ячейки. Запись и регенерация инфор-

мации осуществляется подачей тока $J_{пл.р.}$ по плоскостям непосредственно на запоминающие ячейки. Т.к. импульс считывания поступает всего лишь на одну ячейку плоскости, то помеха на выходе усилителя считывания плоскости всегда много меньше сигнала считывания единицы, и специальных ограничителей помех не требуется (в системе памяти с выборкой по совпадениям полупереходов при подаче полуперехода на плоскость помеха на выходе плоскости суммируется). Ячейка ЗУ типа Z показана на рис. 38 з с пояснением принципа работы на рис. 38 и. Важным преимуществом системы типа Z является возможность использования диодов с большим разбросом параметров. Так, например, для $Z_n = 8R$ и допуске на сопротивления 5%, допуск на ток максимума для системы с выборкой по совпадениям полупереходов и системы типа Z /62/ составляет $\pm 3\%$ и $\pm 10\%$ и на ток минимума $\pm 30\%$ и $\pm 50\%$, соответственно. Поэтому несмотря на некоторое усложнение устройства управления система Z обладает большими возможностями.

г) Оценки быстродействия

Быстродействие запоминающих устройств зависит не только от быстродействия самих туннельных диодов, но и от скорости работы усилителей считывания и других вспомогательных устройств. В ЗУ с разрушением информации при считывании скорость работы оценивается временами записи, считывания и регенерации. Проведенные в работе /62/ оценки показывают, что для ЗУ типа Z суммарное время записи-считывания описывается простым выражением:

$$t_{зап.} + t_{чит.} = 10RC, \quad (3.22)$$

в котором R определяется из формулы (2.12), а C - емкость туннельного диода. Например, для диода на p -германии с $R = 30$ ом и $C = 10$ пф это время равно 3 нсек. Анализ проводился на основе

кусочно-степенной аппроксимации вольтамперной характеристики диода для режима переключения напряжения. Превышение при записи "1" $K_1 = \frac{I_{вк.} - I_1}{\Delta I}$ и превышение при считывании "1" $K_2 = \frac{I_2 - I_{вк.}}{\Delta I}$ составляли 0,1 и 0,15, соответственно. Длительность импульсов записи и считывания при тех же предположениях определяется выражениями

$$T_{имп.зап.} \geq 3,8 RC \quad , \quad (3.23)$$

$$T_{имп.счит.} \geq 5,8 RC \quad . \quad (3.24)$$

Время записи-считывания для ЗУ, основанного на принципе совпадения полупериодов, оказывается примерно тем же, что и для ЗУ типа Σ . Быстродействие ЗУ, в котором считывание осуществляется без разрушения информации, оказывается вдвое большим. В современных практически используемых схемах ЗУ (см., например, /128/) суммарное время цикла составляет 100 нсек, хотя имеются сообщения о разрабатываемых устройствах с временем цикла 10 нсек /127/.

д) Способы считывания без разрушения информации.

Для осуществления считывания без разрушения информации имеется ряд предложений /62,73/. В ячейке, применяемой в системе типа Σ для считывания без разрушения информации, можно использовать различную кривизну участков положительного сопротивления на туннельной и диффузионной ветвях характеристики. Так как наклон диффузионного участка меньше, чем наклон туннельного участка, импульс напряжения, снимаемый с диода, когда он находится в состоянии с большим напряжением при считывании, будет больше сигнала, снимаемого, когда диод находится на туннельной ветви. В ячейке, работающей по принципу совпадения полупериодов, рабочую точку Б (см. рис. 38д) можно выбрать, используя различную кривизну диффузионного участка характеристики, так, чтобы диффузионная помеха от полувозбужденной

ячейки была значительно меньше импульса считывания. Различие кривизны участков вольтамперной характеристики в двух состояниях диода позволяет определять эти состояния с помощью амплитуды частоты биений, получаемых, когда два сигнала разной частоты прикладываются к диоду. Эта частота будет разной для каждого состояния. Если использовать тот факт, что в одном состоянии емкость диода сильно зависит от напряжения, то параметрический генератор на туннельном диоде будет обнаруживать колебания только в том состоянии, когда емкость меняется с напряжением. Туннельный диод, находясь в состоянии с большим напряжением, может просто перебросить другой, вспомогательный туннельный диод, используемый для считывания, или запустить генератор на вспомогательном диоде, так что возникновение колебаний будет соответствовать состоянию "1". Две ячейки, в которых считывание производится без разрушения информации, показаны на рис. 39 а) и б). В первой ячейке перед записью информации смещением производится установка туннельного диода в состояние с малым напряжением. Выборка слова производится отрицательным импульсом, и, если требуется записать единицу, на шину записи подается потенциал земли. После прекращения действия импульса, диод удерживается в состоянии с большим напряжением током смещения. Когда требуется записать состояние "0", на шину записи также поступает отрицательный импульс. Амплитуда импульса записи порядка 300 мв, что вполне достаточно для переключения диода на диффузионную ветвь характеристики. Для считывания состояния диода к шине выборки слова прикладывается отрицательный импульс, а шина записи-считывания находится на потенциале земли. Тогда, если туннельный диод смещен на туннельную ветвь, импульс, амплитуда которого более 300 мв, пройдет на

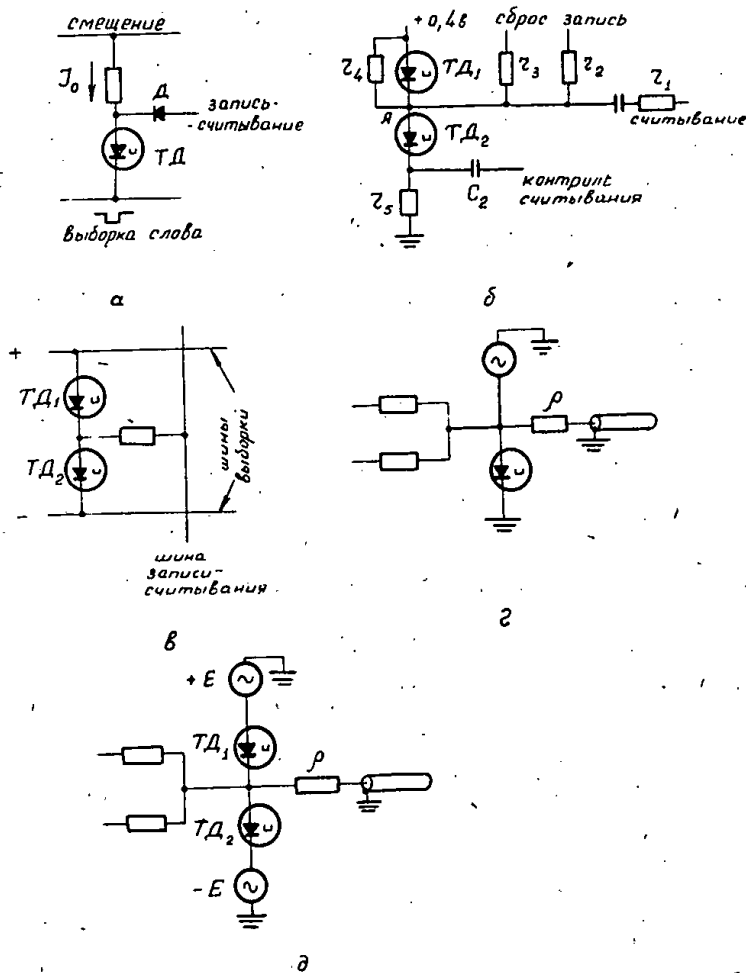


Рис.39. а), б), в) некоторые типы запоминающих ячеек со считыванием без разрушения информации, динамические запоминающие ячейки памяти с линиями задержки:
 г) с одним туннельным диодом;
 д) с балансной парой.

шину считывания (падение напряжения на диоде D_1 , смещенном в прямом направлении, при рабочих токах равно 250 мв). Если же туннельный диод находится в состоянии с большим напряжением, то сигнал через диод на шину считывания не пройдет. Подобная ячейка была использована в разработках оперативных ЗУ /83, 133/. Вторая ячейка, демонстрируемая на рис. 39 б, подобна аналого-пороговой схеме типа Чоу (см. рис. 32б). Из двух туннельных диодов один всегда находится в состоянии с малым напряжением, а другой в состоянии с большим. Перед началом каждого цикла записи на ячейку подается отрицательный импульс сброса, который устанавливает $TД_2$ в состояние с малым напряжением. При записи "1" положительный импульс поступает на шину записи и переключает $TД_2$ на диффузионную ветвь характеристики. Для считывания информации положительный импульс прикладывается к шине контроля считывания. Если $TД_2$ находится в состоянии с большим напряжением, то сигнал контроля считывания, проходя в точку А, затухает. Когда $TД_2$ находится в состоянии с малым напряжением, затухания импульса контроля считывания не будет. Ячейка использовалась для построения оперативной памяти со считыванием без разрушения информации объемом в 20 слов, по 50 разрядов каждое, и с временем записи-считывания 20 нсек /83/.

В качестве запоминающего элемента может быть применена балансная пара Гото /76/ (см. 2.12, рис. 27). На рис. 39в изображена ячейка матрицы памяти со считыванием без разрушения информации, предложенная Мурата /76/. Схема имеет два устойчивых состояния, выбор которых контролируется подачей тока соответствующей полярности в точку соединения диодов. Считывание без разрушения информации с такой ячейки осуществляется по знаку изменения тока, поступающего на шину считывания, при изменении напряжения на одной из шин выборки.

е) Динамические запоминающие ячейки

На рис.39 г) и д) приведены два варианта запоминающих ячеек на туннельных диодах и электромагнитных линиях задержки - на одном туннельном диоде и на балансной паре, соответственно. Принцип работы этих ячеек заключается в следующем: в течение каждого периода синусоидального напряжения питания туннельный диод (или балансная пара) вырабатывает сигнал, который подается на линию задержки, отражается от разомкнутого второго конца линии и гасится на нагрузочном сопротивлении ρ , равном волновому сопротивлению линии. Схема является динамическим триггером. При синхронизации задержки и периода напряжения питания в такой линии может храниться слово из нескольких двоичных разрядов (например, в динамическом триггере на балансной паре, предложенном и выполненном Гото^{/16/}, хранилось 16 двоичных разрядов при частоте повторения 30 Мгц.

При испытании динамического триггера на одном туннельном диоде, описанном в работе^{/134/}, была получена максимальная частота работы 450 Мгц, а элемент с балансной парой работал до частоты 1 Гц. Длина слов при этом достигала 180 двоичных разрядов.

3.3. Триггерные и пересчетные схемы

а) Двоичные ячейки с туннельно-диодными парами, условия запуска, примеры схем счетчиков.

Применение туннельных диодов для построения триггерных и пересчетных схем привело к значительному увеличению быстродействия этих схем по сравнению с аналогичными схемами на транзисторах и лампах при одновременном их упрощении. Анализ триггерных схем на туннельных диодах посвящены обзоры^{/16, 135/}.

Одной из наиболее перспективных схем для счета является балансная пара (см. 2, 12, рис. 27, а также 31 в). При введении в такую схему запоминающего элемента, например, индуктивности $L_{135+138}$ или короткозамкнутой линии задержки L_{72} , можно получить простую пересчетную ячейку на два. Возможный вариант двоичной ячейки приводится на рис. 40а. На рис. 40 б дается графическое пояснение цикла пересчета. Условия, определяющие требуемое напряжение смещения для того, чтобы схема обладала двумя устойчивыми состояниями, приводились выше (см. выражение (76)). Схемы такого типа допускают разброс напряжения питания $\sim \pm 25\%$.

Интересно рассмотреть работу ячейки в двух крайних случаях: при запуске ее импульсами тока и при запуске импульсами напряжения.

В исходном состоянии один из туннельных диодов, например $ТД_1$ находится в состоянии А, второй - в состоянии В. Память обеспечивается введением индуктивности $L_2 \gg L_1$. При подаче на вход схемы импульса тока $I_{\text{вх}}$, превышающего порог срабатывания диода $ТД_1$, последний переключается на диффузионную ветвь характеристики, причем, если длительность импульса много меньше постоянной $\frac{L_1}{2}$, за время переключения ток через индуктивности L_1 и L_2 практически не изменится. Тогда после прекращения действия импульса $ТД_1$ окажется смещенным в точку B_1 , а $ТД_2$ останется в точке В. Сумма напряжений на диодах теперь будет больше напряжения E , поэтому начнет заряжаться индуктивность L_1 и рабочие точки диодов будут двигаться к минимуму тока. Очевидно, что первым достигнет минимума $ТД_2$ и произойдет переключение его в точку А. На заключительной стадии процесса восстановления перезаряжается индуктивность L_2 (схема является балансной и сигналом разбаланса будет смена полярности тока, протекающего через индуктивность L_2), в результате чего $ТД_2$ оказывается

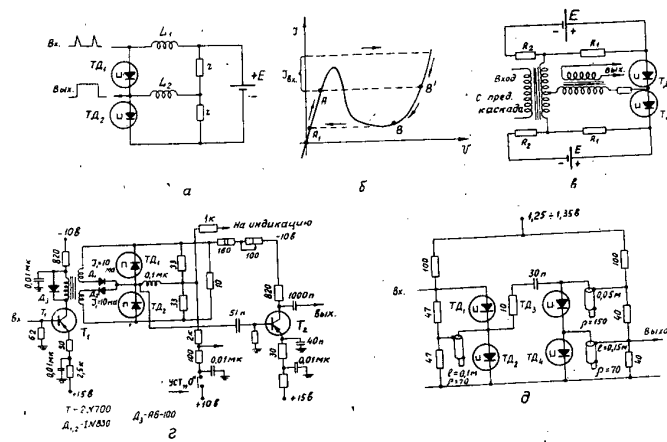


Рис.40. Двоичные триггерные и пересчетные схемы с туннельно-диодными парами:

- а) двоичная ячейка,
- б) графическое пояснение цикла пересчета,
- в) двоичная ячейка с согласующим трансформатором,
- г) каскад двоичной пересчетной схемы со скоростью счета 150 Мгц,
- д) схема пересчета на 4 с линиями задержки в качестве за-
 номинанщих элементов, способная считать периодические
 импульсы с частотой 200 Мгц.

в состоянии А, а $ТД_1$ в состоянии В. При подаче следующего входного сигнала $ТД_1$ вернется в состояние А, $ТД_2$ окажется в состоянии В, а с индуктивности L_2 можно будет снять сигнал изменения направления тока. Таким образом осуществляется пересчет на два.

При переключении такой ячейки импульсами напряжения туннельные диоды взаимодействуют друг с другом в самом процессе переключения, и напряжения на них изменяются в противоположном направлении. Благодаря этому увеличение напряжения на диоде $ТД_1$ при переключении его на диффузионную ветвь характеристики приводит к уменьшению напряжения на $ТД_2$ и переключению его на туннельную ветвь характеристики. Быстродействие пересчетных ячеек в таком режиме выше, так как исключается стадия зарядки индуктивности L_1 (суммарное напряжение на диодах не меняется).

Каскадирование подобных ячеек возможно без промежуточных формирующих устройств. Импульс, формируемый диодом в предыдущей ячейке, имеет вершину, находящуюся в области диффузионной ветви характеристики туннельного диода и является практически импульсом напряжения, то-есть оптимальным для запуска следующей ячейки. Однако для повышения надежности запуска в межкаскадных цепях применяются RC-цепочки, полупроводниковые диоды, транзисторы, обращенные диоды. Применяются также согласующие импульсные трансформаторы, паразитная индуктивность которых является одновременно заминающей индуктивностью ячейки (см. рис.40 в). На рис.40 г показан один каскад пересчетной схемы, скорость счета которой достигает 150 /138/ Мгц. Каскад представляет собой триггер с диодным управлением запуском. Для согласования каскадов используются транзисторы. Допуск на детали и напряжения питания составляет $\pm 7\%$. Схема работоспособна до температуры $+50^{\circ}\text{C}$. В ячейке были использованы германиевые

туннельные диоды с временем переключения $\sim 0,4$ нсек.

На рис. 40 д демонстрируется схема пересчета на 4, способная считать периодические импульсы с частотой до 200 Мгц. Входная ячейка имеет предельную частоту порядка 300 Мгц. В качестве элемента памяти и для формирования сигналов по длительности применяются короткозамкнутые отрезки кабеля. Использовались германиевые туннельные диоды с $J_1 = 10$ ма и 12 ма ($ТД_3 + ТД_4$) и с временем переключения $0,2 \pm 0,4$ нсек. В литературе описан также двоичный счетчик на 400 Мгц^{/104}.

б) Двоичные ячейки на одном туннельном диоде, способн запуска.

Так как при соответствующем смещении туннельный диод обладает двумя устойчивыми состояниями, то можно выполнить двоичный триггер на одном туннельном диоде, если автоматически переключать точку приложения входных импульсов в зависимости от состояния триггера, либо преобразовывать входные импульсы в сигналы чередующейся полярности. Примером схем первого типа являются триггеры, описанные в работах^{/135, 139, 140/}.

На рис. 41 а приводится схема, которая имела разрешение по отношению к двойным импульсам 10^{-8} сек^{/139/}. В описанном триггере автоматически выбирается требуемая точка запуска. Потенциалы в точках А и В будут зависеть от того, в каком состоянии находится туннельный диод, и при изменении состояния схемы они будут изменяться в противоположных направлениях. Диоды D_A и D_B служат для запуска схемы. Потенциалы $U(A)$ и $U(B)$ выбраны таким образом, что D_A проводит, когда рабочая точка туннельного диода находится на туннельном участке характеристики, а D_B проводит, когда рабочая точка туннельного диода расположена на диффузионной ветви характеристики. Положительный импульс в канале А будет стремиться переключить

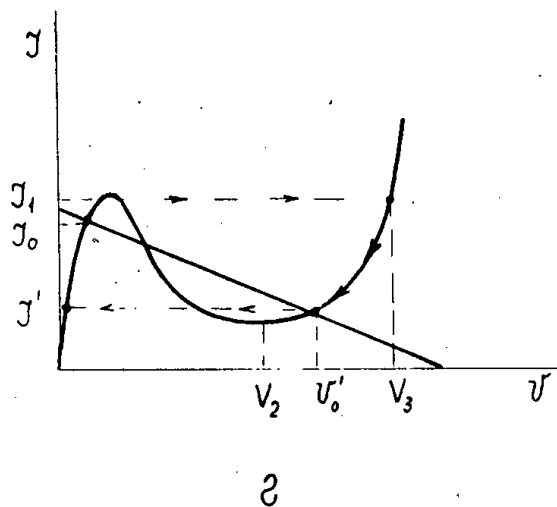
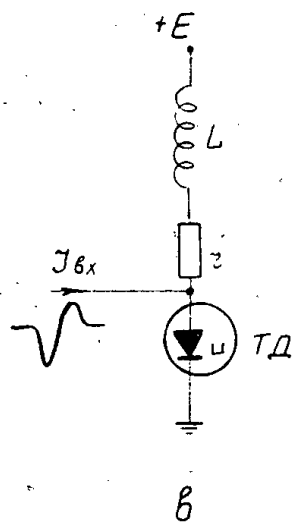
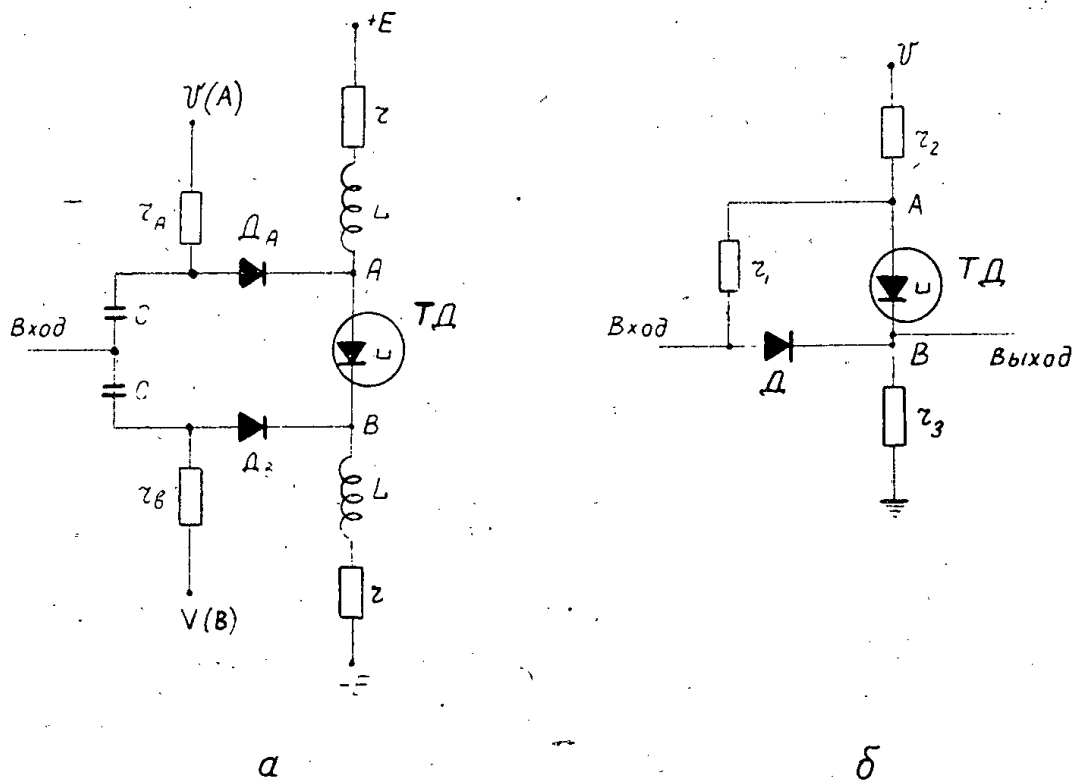


Рис.4Г. Двоичные пересчетные ячейки на одном туннельном диоде:

- а), б) варианты ячеек с запуском через диодные ключевые схемы
- в), г) триггерная ячейка с запуском разнополярными импульсами и графическое пояснение принципа работы.

чить ТД из состояния с малым напряжением в состояние с большим напряжением, а положительный импульс в канале В будет переключать туннельный диод в обратном направлении. Так как скачок напряжения на туннельном диоде при переключении равен $\sim (U_3 - U_1)$, то изменение смещения на диоде равно $1/2 (U_3 - U_1)$. Для симметрии обоих каналов $U(A) - U(B)$ должно быть равно $1/2 (U_3 - U_1)$. После прекращения действия входного импульса схема остается в неустойчивой точке на участке отрицательного сопротивления. Для окончательного выбора состояния схемы используются малые индуктивности, собственно, в быстрых схемах иногда достаточно индуктивности монтажа. Для правильной работы схемы важно, чтобы длительность входных импульсов была меньше времени переключения схемы. В данной схеме для запуска применялись обычные германиевые диоды, смещенные в начальную точку характеристики (можно применять также обращенные диоды). В быстрой схеме предпочтительнее индикация состояний дифференциальным усилителем с включением плеч в точки А и В. Можно просто одно из плечей схемы включить в эмиттер триода и осуществлять индикацию по изменению тока коллектора. На рис. 41 б демонстрируется еще одна схема подобного типа, которая работает следующим образом: пусть падение напряжения на диоде в начальном состоянии мало, так что входной положительный импульс проходит в точку А и перебрасывает туннельный диод в состоянии с малым током, но большим напряжением. После перехода ТД в состояние с большим напряжением падение напряжения на Д таково, что он слегка открыт. Теперь следующий положительный импульс пройдет в точки А и В. В точке А действие его будет незначительно, по сравнению с действием в точке В, поэтому туннельный диод вернется в исходное состояние

Сопротивление Z_1 должно быть достаточно большим, чтобы входной сигнал не влиял на работу туннельного диода. Время переключения схемы определяется диодом D . В описанной схеме была достигнута скорость работы 30 Мгц. Чувствительность схемы определяется сопротивлением нагрузки туннельного диода. Триггер на одном туннельном диоде может запускаться импульсами чередующейся полярности ^{/35/}, двуполярными сигналами $|I_4|$ и однополярными сигналами (в схеме триггера с индуктивностью при определенном выборе параметров схемы и входного импульса).

На рис. 4Г в) и г) дана схема и поясняется принцип действия триггера на одном туннельном диоде, запускаемого двуполярными импульсами. Пусть в начальный момент схема находится в состоянии с большим напряжением. Тогда отрицательный импульс, пришедший на вход, перебросит триггер в состояние с малым напряжением (соответственно линии нагрузки по переменному току), а если положительный заход меньше по амплитуде, чем $J_1 - J'$ (см. рис. 4Г г), то диод останется в этом состоянии. Постоянная времени, связанная с индуктивностью L , должна быть достаточно большой по сравнению с длительностью входного импульса. Со временем диод вернется в состояние J_0 . При поступлении на вход второго такого же импульса отрицательный импульс, очевидно, не вызовет переключения диода, а положительный заход, если он больше $J_1 - J_0$, переведет триггер в состояние с большим напряжением. Следующий импульс, пришедший после возвращения диода в состояние J' , снова перебросит триггер. Таким образом, подав на вход отрицательные импульсы с положительным заходом по току в пределах $J_1 - J_0 < J_{\text{вх}} < J_1 - J'$, получают простую пересчетную ячейку на два.

Чувствительность к отрицательным импульсам, возвращающим триггер в исходное состояние, меняется от величины $U_3 - U_0'$ до максимального значения $U_3 - U_2$, поэтому, если на вход схемы подавать импульсы отрицательной полярности с амплитудой чуть большей $U_3 - U_0'$, схема будет работать как делитель частоты. Коэффициент деления зависит от постоянной времени и от амплитуды импульсов. Проведенные эксперименты показали, что схема, работающая на частотах до 3000 МГц, делила частоту до звуковых частот^{/145/}. При соответствующем выборе сопротивления нагрузки Z , индуктивности L и данной емкости диода C можно подобрать амплитуду запускающих однополярных импульсов таким образом, что схема будет пересчитывать на 2 за счет нелинейных переходных процессов. Для анализа работы подобной схемы необходимо решение уравнения:

$$\frac{dU}{dV} = \frac{C(E - U_2 - U)}{L(U - f(U))} \quad (3.25)$$

При решении этого уравнения используются методы, известные из теории автоматического регулирования с применением цифровых вычислительных машин. В работе^{/142/} для выбора параметров схемы при входном импульсе много меньшем по длительности постоянной времени, связанной с индуктивностью, использовались соотношения:

$$Z = \frac{400}{U_1} ; \quad \frac{\sqrt{L}}{C} = 3,5 \quad (3.26)$$

Вариант двоичного триггера на двух туннельных диодах демонстрируется на рис. 42а^{/146/}. Для пояснения принципа работы схемы можно считать, что в исходном положении $ТД_1$ находится в состоянии с малым напряжением, а $ТД_2$ - в состоянии с большим напряжением. Если приложить положительный импульс к плечу с малым напряжением, $ТД_1$ изменит

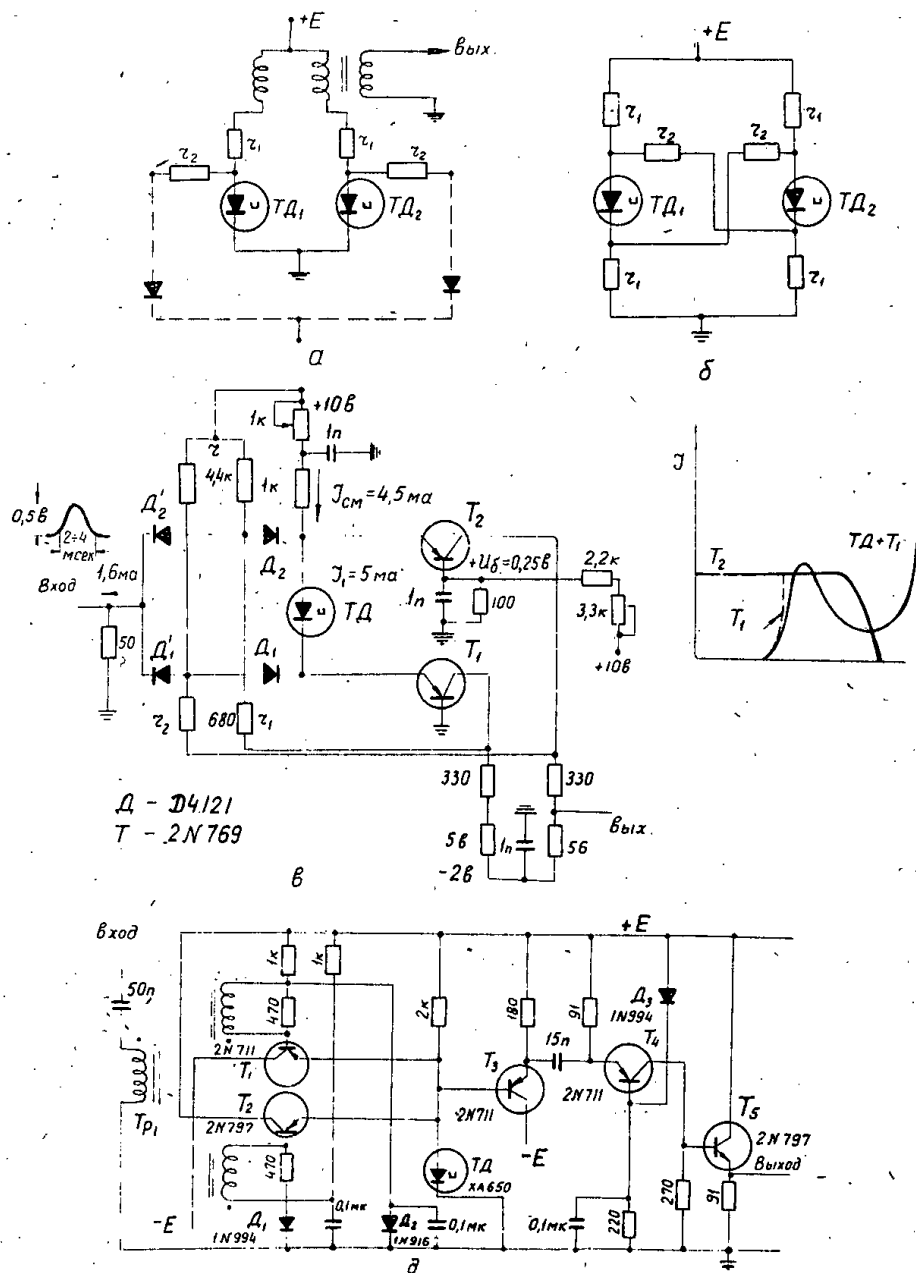


Рис.42. а), б) варианты триггерных схем с двумя диодами, триггерные ячейки, в которых туннельные диоды используются в комбинациях с транзисторами;
 в) схема на одном туннельном диоде с диодным запуском и дополнительными выходами через транзисторы в режиме с общей базой со скоростью счета 280 Мгц;
 г) графическое пояснение к предыдущей схеме;
 д) двоичная ячейка на одном туннельном диоде с управляемым триодным запуском со скоростью счета 200 Мгц.

состояние. Переданный через трансформатор отрицательный импульс переводит ТД₂ в состояние с малым напряжением. Можно получить счетный запуск, подавая импульсы через сопротивления Z_2 и диоды на счетный вход и используя тот факт, что сопротивление диода в состоянии с малым напряжением намного меньше, чем в состоянии с большим. На основе этого триггера были построены двоичные счетчики на 8 на туннельных диодах. Промежуточными каскадами служили одновибраторы на туннельных диодах, выполнявшие роли усилителей и формирователей. Была получена скорость счета 22 Мгц с туннельными диодами с отношением $\frac{I_1(\text{ма})}{C(\text{нф})} = 0,8$. Показанный на рис.426 триггер при соответствующем выборе параметров обладает двумя состояниями и является более быстродействующим, ввиду отсутствия индукционных токов, но требует большого запускающего импульса, и амплитуда его выходного сигнала - вдвое меньше.

Комбинации туннельный диод-транзистор в схеме с общим эмиттером или туннельный диод-транзистор в схеме с общей базой (см.2.13 рис.28 а и б) позволяют осуществить ряд быстрых триггерных схем. В этих схемах отсутствуют обычные трудности согласования отдельных каскадов, связанные с тем, что туннельный диод является двуполусником, кроме того, рабочие уровни напряжений в таких схемах выше, чем при использовании одних туннельных диодов. Последнее оказывается удобным, например, в случаях, когда необходимо производить индикацию состояний триггерных схем. При использовании туннельных диодов для запуска транзисторных триггерных схем чувствительность последних улучшается в десятки раз^{/147/}.

На основе комбинации туннельный диод-транзистор в схеме с общей базой была осуществлена двоичная пересчетная схема, на туннельном диоде, способная считать импульсы до частоты 280 Мгц^{/148/}

(см.рис.42 в). На рис.42 г дается графическое пояснение. Когда падение напряжения на туннельном диоде мало (диод смещен на туннельный участок характеристики), ток смещения следует через транзистор Tr_1 , а транзистор Tr_2 - закрыт положительным напряжением смещения $+U_{\delta} = 0,25$ в. При подаче запускающего сигнала на туннельный диод он переключается на диффузионную ветвь характеристики, транзистор Tr_2 открывается, триод Tr_1 закрывается из-за перераспределения напряжения между диодом и переходом эмиттер-база транзистора Tr_1 . Для счетного запуска такого триггера необходима система управляемых ворот. Ток запуска определяется сопротивлением Z . Диоды D_1 и D_2 закрыты небольшим обратным напряжением. В зависимости от того, какой из триодов находится в проводящем состоянии, проводит один из диодов D_1, D_2 . Диод, управляемый закрытым триодом, оказывается запертым, так как ток, который проходит через Z , поступает через сопротивление коллектора на шину питания - 2 в. При подаче на вход положительного импульса закрывается один из диодов D' , и туннельный диод с поступлением соответствующего импульса тока меняет состояние. Диоды D' должны обладать малым временем восстановления. Выходной импульс тока триггера равен 3 ма на уровне 0,3 в. Схема оказывается температурно компенсированной, так как разность напряжений между эмиттерами Tr_1 и Tr_2 остается постоянной при изменении с температурой падения напряжения промежутка база-эмиттер. Чувствительность схемы можно менять с помощью напряжения $+U_{\delta}$. Допуск на детали в схеме $\sim 10\%$ за исключением туннельного диода, допуск на ток максимума которого составляет $\sim 5\%$. Оптимальный ток максимума был равен 10 ма при собственном времени переключения диодов $2+5$ нсек. На рис.42 д показана двоичная ячейка на одном туннельном диоде с

управляемым триодным запуском^{/107/}. В зависимости от состояния туннельного диода закрыт либо транзистор T_1 , либо транзистор T_2 , и на диод ток либо поступает, либо отбирается с него. Трансформатор обеспечивает также усиление входного сигнала. Была достигнута скорость счета 200 мгц. При использовании данной двоичной ячейки в декаде было получено разрешающее время 10 нсек. Допустимый разброс амплитуды входного сигнала равен ~ 2 . Применялись туннельные диоды из арсенида галлия с током максимума 10 ма и временем переключения ~ 1 нсек.

в) Кольцевые и декадные пересчетные схемы.

На рис. 43а приведена схема кольцевого счетчика на туннельных диодах с коэффициентом пересчета 5, описанная в работе^{/135/}. Схема содержит пять триггеров на туннельных диодах $ТД_1 \div ТД_5$, из которых лишь один (например $ТД_1$) находится в состоянии с малым падением напряжения на нем, а остальные - в состоянии с большим напряжением (напряжение на этих диодах близко к напряжению источника питания). Благодаря этому на диод $Д_1$ задано прямое напряжение, компенсирующее порог, связанный с тем, что вольтамперная характеристика диода начинается не с нуля, а от напряжений порядка 0,3 в (см., например, рис. 1с, часть I). На диодах $Д_2 \div Д_5$ напряжение близко к нулю. Схема была выполнена с диодами на основе \mathcal{N} -германия.

Отрицательный входной импульс, подаваемый на все ячейки кольца, проходит лишь на $ТД_1$, опрокидывая его в состояние с большим напряжением. Положительный импульс, формируемый при этом диодом $ТД_1$, перебрасывает следующий триггер на диоде $ТД_2$ в состояние с малым падением напряжения на диоде. Недостатком схемы, присущим

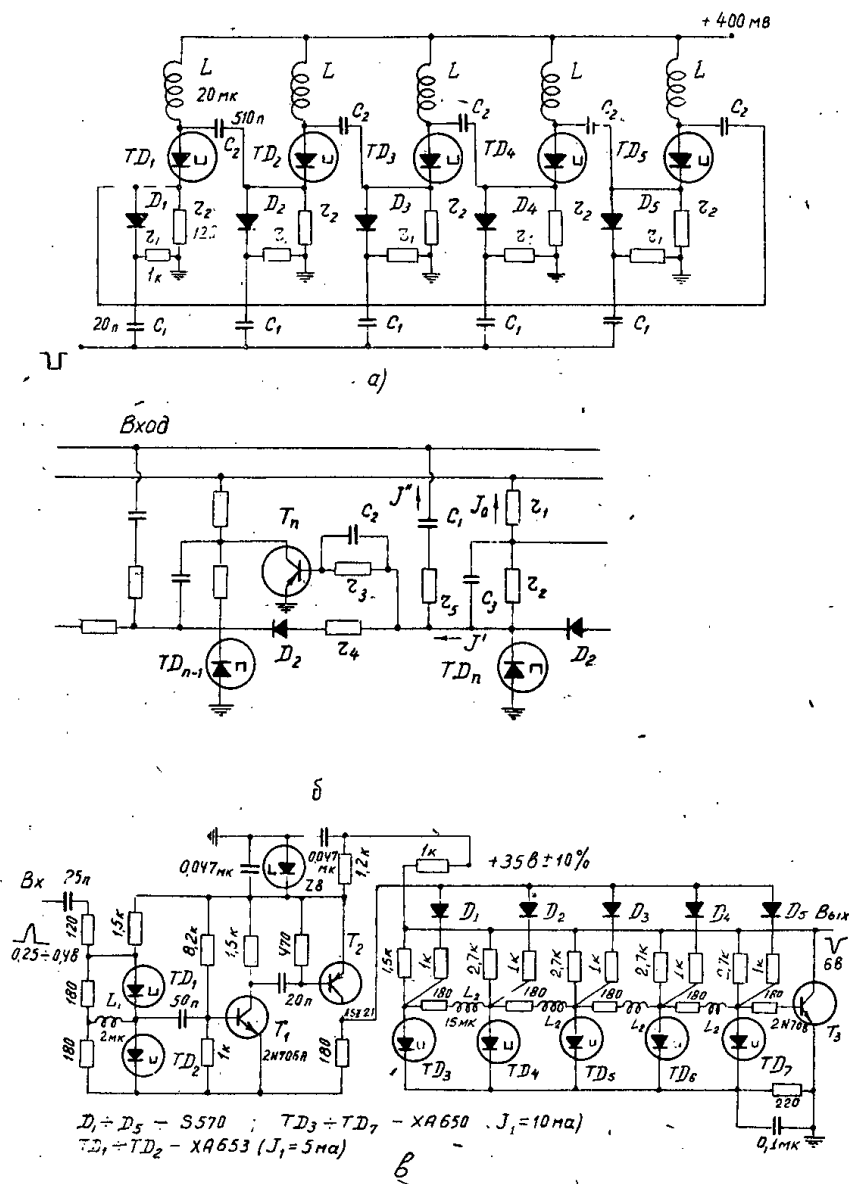


Рис.43. Кольцевые и декадные пересчетные схемы:

- а) кольцевой счетчик с коэффициентом пересчета 5;
- б) разряд кольцевого счетчика со скоростью счета 100 Мгц;
- в) один из возможных вариантов декадного счетчика- сочетание двоичной ячейки с балансной парой и кольцевого счетчика на 5.

многим счетным схемам, выполненным только на туннельных диодах, является малый допуск на напряжение питания ($3 \pm 5\%$).

Для повышения надежности схем применяются обычно промежуточные усилители на транзисторах ^{72, 135, 149/}. Описан кольцевой счетчик такого типа, способный пересчитывать синусоиду с частотой 100 Мгц и имеющий разрешающее время 10^{-8} сек. На рис. 43 б приводится схема подобного счетчика с коэффициентом пересчета n . Логически счетчик состоит из схем "И" на туннельном диоде в каждом каскаде с небольшой задержкой между каскадами. Вход каждого каскада связан с предшествующим каскадом по постоянному току и связан накоротко по переменному совходом конденсатором. Таким образом, каскад n перейдет в состояние "1" только после того, как предыдущий, $(n-1)$ каскад находился в этом состоянии. Импульс возврата в начальное состояние переведет $(n-1)$ -й каскад в исходное нулевое состояние в момент срабатывания n -го. Для того, чтобы на вход каждого каскада поступал только один импульс между каскадами вводится задержка. Сопротивления $Z_1 + Z_2$ обеспечивают смещение диода в режиме работы с двумя устойчивыми состояниями. Сопротивления Z_1, Z_2, Z_4 и Z_5 выбраны таким образом, чтобы

$$J_0 + J' < J_1; \quad J_0 + J'' < J_1; \quad J_0 + J' + J'' > J_1,$$

где J_1 - ток максимума туннельного диода. Следовательно, когда предыдущий каскад находится в состоянии "1", входной импульс переведет ячейку в состояние "1". При переходе каскада в состояние с большим напряжением триод насыщается и сбрасывает на "0" предыдущий каскад. Емкости C_2 и C_3 увеличивают скорость переключения, диод D_2 вводится для ограничения обратного тока, когда ТД $n-1$ находится в состоянии с малым напряжением, а D_n - в состоянии с большим напряжением. Требуемая задержка обеспечивается собственным временем

переключения туннельного диода. На входе схемы находится диод из арсенида галлия с $J_1 = 50$ ма, который нагружен на 50-омный кабель, являющийся собственно входом счетчика. Этот диод срабатывает при подаче импульса 2,5 в, таким образом, работа схемы не зависит от формы входного импульса. Схема проверялась от генератора двойных импульсов с длительностью 3 нсек.

На рис. 43 в демонстрируется один из возможных вариантов декадного счетчика, когда коэффициент пересчета 10 достигается использованием двоичной ячейки на входе совместно с кольцевой пересчетной схемой на 5. Схема обеспечивала счет до частоты 20 Мгц^{/150/}. Применялись диоды из арсенида галлия.

г) Пересчетные ячейки на основе схем со многими состояниями из последовательно соединенных туннельных диодов.

Описанные в части II цепочки последовательно включенных туннельных диодов (см. 2.12, рис. 25 б) применяются для построения пересчетных схем с различными коэффициентами пересчета. Принцип работы таких схем поясняется на рис. 44 а. Цепочка туннельных диодов $ТД_1 - ТД_n$ с приблизительно равными токами максимума смещена током $J_{см}$, так что в исходном состоянии падение напряжения на всех туннельных диодах мало (диоды смещены на туннельную ветвь характеристики). При подаче на вход последовательности импульсов напряжения с амплитудами, достаточными для переключения только одного диода, диоды по одному переключаются в состояние с большим напряжением. Когда суммарное напряжение на диодах превышает пороговое напряжение дискриминатора, срабатывает система сброса, возвращающая диоды в исходное состояние. На рис. 44 б приводится схема такого счетчика^{/151/}. В начальный момент все диоды током смещения $J_{см}$ удерживаются на туннельной ветви характеристики в некоторой точке, и суммарное напряжение равно nU_A . Если через

емкость связи на цепочку поступит импульс напряжения соответствующей амплитуды, то произойдет переключение одного из диодов (очевидно, имеющего наименьший ток максимума), и напряжение на диодах станет равным $U_B + (n-1)U_A$ (В - некоторая точка на диффузионной ветви характеристики). Следующий импульс такой же амплитуды переведет цепочку в состояние с напряжением $2U_B + (n-2)U_A$. После прихода 10-го импульса напряжение на цепочке достигнет величины $10U_B$ и произойдет срабатывание триода, порог которого лежит чуть ниже этого напряжения. Шунтирующий триод T_2 откроется до насыщения и вернет диоды в начальное состояние с суммарным напряжением nU_A . Трансформатор Tr служит для изменения полярности импульса. Смещение на триоде T_1 устанавливается потенциометром. Оно равно приблизительно 4в. Применявшиеся в декадном счетчике диоды имели разброс токов максимума от 2,3 ма до 1,8 ма и разброс токов минимума от 0,3 ма до 1,1 ма. При таком разбросе величина $I_{см.}$ должна лежать в пределах от 1,1 ма до 1,8 ма. Этот разброс весьма ограничивает диапазон возможных токов смещения и амплитуд входных импульсов. Они были соответственно равны:
 $I_{см.} = 1,53 \pm 0,01$ ма, и амплитуда входного импульса - от -5,45 в до -5,58 в. В счетчике на 5 при использовании диодов с 10%-ым разбросом параметров диапазон входных импульсов расширился от -1,5 в до -2,2 в. Для декады было получено разрешение 14 нсек при переключении диодов и только 50 нсек после возвращения к исходному состоянию из-за медленного выхода триода из насыщения. Чтобы избежать такого увеличения мертвого времени можно использовать "реверсивный" режим, когда сигнал с дискриминатора используется для переключения полярности входных импульсов, в результате чего переход схемы в начальное состояние происходит также ступенчато и, следовательно, время перехода схемы из одного состояния в другое остается постоянным /152/

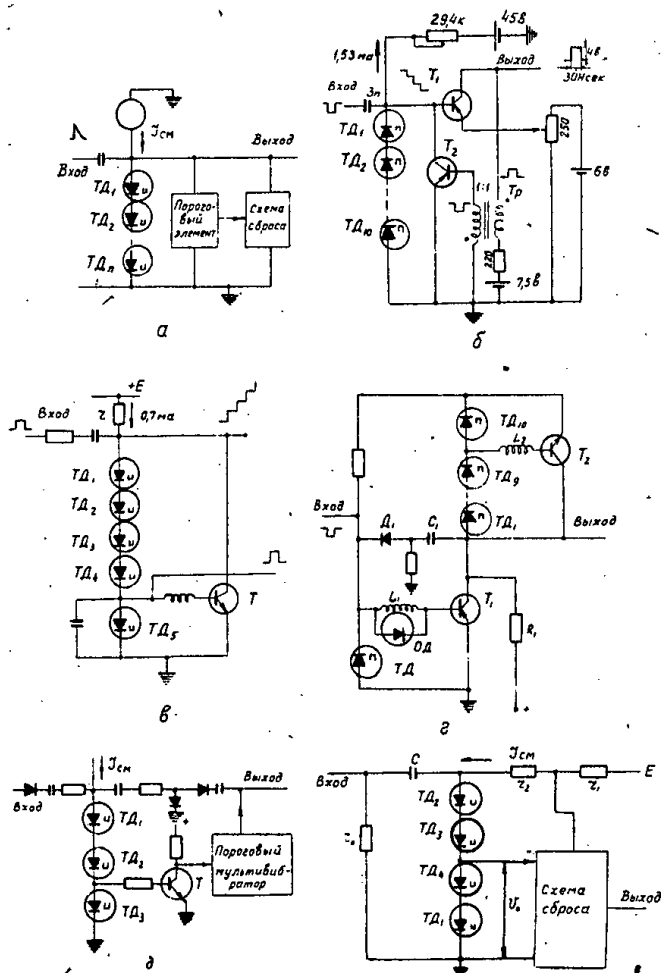


Рис. 44. Пересчетные ячейки на основе схем со многими состояниями из последовательно соединенных туннельных диодов:

схемы с запуском импульсами напряжения на последовательно включенных цепочках туннельных диодов

- а) принцип работы;
- б) схема с применением транзистора в качестве порогового элемента;
- в) схема, где пороговым элементом является туннельный диод с большим, чем у других диодов током максимума;
- г) пересчетная схема на основе цепочки последовательно включенных туннельных диодов с запуском импульсами тока;
- д) упрощенная схема устройства для уменьшения числа просчетов на входе пересчетных схем;
- е) схема с десятью устойчивыми состояниями на основе цепочки туннельных диодов, параметры которых связаны определенными соотношениями.

Число возможных состояний таких пересчетных схем ограничивается сверху жесткими требованиями отбора туннельных диодов по току максимума, току минимума и к разбросу амплитуд входных импульсов. К недостаткам схемы, показанной на рис. 44 б, следует отнести также использование транзистора в качестве порогового элемента, так как допустимое обратное напряжение перехода база-эмиттер высокочастотных транзисторов обычно невелико. От последнего недостатка свободна схема, представленная на рис. 44 в.^{/80/} Здесь $ТД_5$ имеет больший ток максимума, чем остальные диоды, так что он переключается в состояние с большим напряжением только с приходом последнего импульса. При этом транзистор насыщается, и осуществляется сброс схемы в исходное состояние. Емкость и индуктивность образуют необходимую задержку, чтобы обеспечить полное переключение диода.

Переключение цепочки туннельных диодов в декадной пересчетной схеме, показанной на рис. 44 г, производится импульсами тока. В этой схеме токи максимума туннельных диодов заключены в диапазоне от I ма до 10 ма с интервалом в I ма. Диод $ТД_{10}$, который обеспечивает сброс схемы в исходное состояние, имеет, конечно, наибольший ток максимума - 10 ма. Цепочка $ТД$, $ОД$ и L , используется для формирования входного импульса. Ограничения, накладываемые на токи максимума, являются здесь весьма жесткими (2% для диода с током максимума I ма и 10% - для диода с током максимума 10 ма^{/81/}).

На рис. 44 д представлена схема разравнивающего устройства для уменьшения числа просчетов при регистрации счетчиком случайно распределенных во времени импульсов^{/153/}. Параметры туннельных диодов цепочки подобраны таким образом, чтобы токи максимума и минимума диода $ТД_3$ были меньше соответствующих токов остальных диодов. Тогда при поступлении на вход положительного импульса $ТД_3$

перейдет в состояние с большим напряжением и через транзистор Т запустит обычно закрытый мультивибратор. Если за время одного периода мультивибратора сигналов на входе больше не будет, то отрицательным импульсом, связанным с концом выходного импульса мультивибратора, диод $ТД_3$ переключится обратно в состояние с малым напряжением. В том случае, когда в течение периода мультивибратора на входе появятся другие импульсы, туннельные диоды $ТД_1$ и $ТД_2$ (оба, если вслед за первым поступит еще два импульса) перейдут в состояние с большим напряжением. В результате после одного периода мультивибратора $ТД_3$, имеющий меньший ток минимума возвратится в исходное состояние, после второго периода возвратится один из верхних диодов и после третьего-оставшийся (амплитуда импульса возврата должна быть такой, чтобы переключать только один диод). Входные сигналы могут поступать со скоростью, ограничиваемой только временем переключения туннельных диодов, в то время как период мультивибратора выбирается несколько большим разрешающего времени последующего счетного устройства. В 2.12 отмечалось, что если ряд параметров вольтамперной характеристики туннельных диодов, составляющих последовательную цепочку из n диодов связан определенными соотношениями, то такая схема может иметь 2^n устойчивых состояний. В том случае, когда удовлетворяются условия:

$$\begin{aligned} J_{14} > J_{13} > J_{12} > J_{11}, \\ J_{21} > J_{22} > J_{23} > J_{24} \quad \text{и} \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$U_{34} - U_{33} \sim 2U_{32},$$

схема будет обладать десятью устойчивыми состояниями^{/154/}. При соответствующих устройствах считывания и сброса эта схема может обладать любым числом устойчивых состояний вплоть до десяти. На рис. 44 е показан случай 10-ти устойчивых состояний. Для выполнения

декады требуются всего 4 диода. Ток смещения равен 3,8 ма. Схема сброса срабатывает с приходом десятого импульса на вход, когда $ТД_1$ и $ТД_4$ оба находятся в состоянии с большим напряжением. С выхода цепочки снимается ступенчатое напряжение с величиной отдельных ступенек - 300 мв. Для того, чтобы ступеньки напряжения были равными, что важно для индикации состояний схемы, требуется выбор напряжений туннельных диодов согласно последовательности 0,1; 0,3; 0,6; 1,1; 2,2 и т.д. Для запуска схемы необходимы импульсы напряжения с амплитудой 300 мв и длительностью 0,2 мксек с быстрым временем нарастания и медленным временем спада. При изменении полярности входных импульсов на обратную можно получить реверсивный декадный счетчик. Следует отметить, что для выполнения схемы требуется строгий отбор диодов на основе различных полупроводниковых материалов для того, чтобы были выполнены все условия (3.27). Это обстоятельство ограничивает возможности подобных схем.

3.4. Аналого-цифровые преобразователи

Быстрые аналого-цифровые преобразователи с использованием туннельных диодов применяются в цифровых устройствах обработки информации с аналоговыми входами /I55, I56/, в телеметрии /I57/. Быстрые преобразователи амплитуды в код с большой скоростью преобразования (порядка десятка наносекунд на канал и менее) необходимы в амплитудных анализаторах, работающих с нагрузками порядка миллиона случайно распределенных во времени импульсов в секунду или работающих от импульсных источников таких, как например, ускорители частиц, и в многомерных анализаторах с числом каналов 1000 и более. Предложен ряд схем преобразователей для этих целей /74, I52 I58/.

а) Схемы с использованием метода ступенчатой компенсации.

Туннельные диоды используются как в схемах преобразования методом ступенчатой компенсации, так и в схемах время-импульсного кодирования. Как известно, метод компенсации заключается в сравнении преобразуемого напряжения с рядом эталонных напряжений. Если эталонное напряжение меньше преобразуемого, то оно вычитается из последнего и на выходе схемы возникает импульс, если эталонное напряжение превышает сравниваемое, то оно пропускается и для сравнения берется меньшее эталонное напряжение. Если, например, ряд эталонных напряжений соответствует убывающей последовательности степеней основания 2, то в результате сравнений непрерывное напряжение преобразуется в двоичный код.

Основной ячейкой аналого-цифровых преобразователей, работа которых основана на принципе компенсации эталонных напряжений, является балансная пара туннельных диодов, представленная на рис. 45а^{/155}. Напряжение смещения пары подобрано так, что один из туннельных диодов находится в состоянии с малым, а другой с большим напряжениями. Если последовательно с туннельными диодами включена индуктивность L , то при подаче на вход отрицательного запускающего импульса, как показано на рисунке, схема будет работать подобно одновибратору на одном туннельном диоде, описанному в 2.12 (см. также рис. 26 в). Диод Д, как и в данной ранее схеме, используется для ускорения времени восстановления ячейки. В описанном преобразователе (упрощенная схема приведена на рис. 45 б) балансная пара выполняет функции задержки, порогового элемента и элемента, запоминающего код преобразованного сигнала. Для описания работы преобразователя предположим, что все нижние туннельные диоды находятся в состоянии с большим

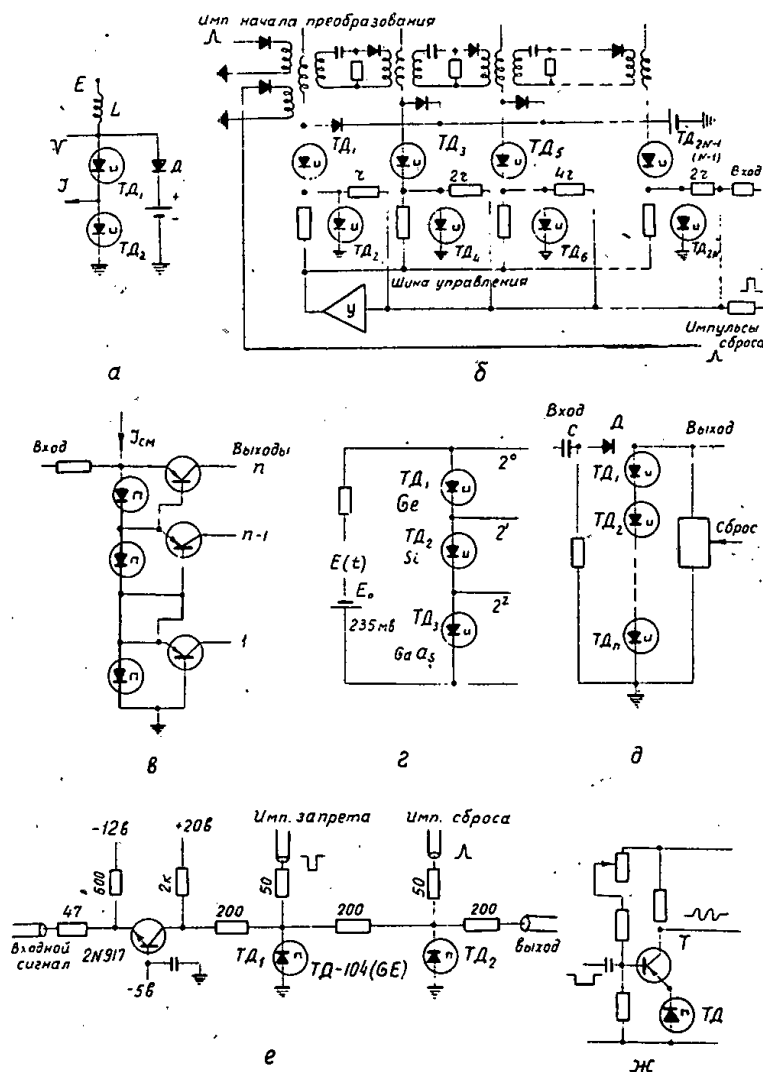


Рис. 45. Схемы и элементы аналого-цифровых преобразователей:

- а) одновибратор на балансной паре с индуктивностью,
- б) аналого-цифровой преобразователь на одновибраторах с балансными парами, работающий по принципу компенсации эталонных напряжений;
- в) аналого-цифровой преобразователь с параллельным выходом;
- г) аналого-цифровой преобразователь с параллельным двоичным выходом;
- д) схема дискретизации аналогового сигнала с последующим запоминанием наибольшего уровня;
- е) основная пороговая схема параллельно-последовательного аналого-цифрового преобразователя с шириной полосы преобразования 25 МГц;
- ж) управляемый генератор аналого-цифрового преобразователя, работающего по принципу время-импульсного кодирования.

напряжением, называемом состоянием "0", а приложенный преобразуемый импульс заставляет следовать наружу токи в точках соединения диодов в парах. Импульс начала преобразования переключает нижний диод, соответствующий наибольшему разряду преобразования ($ТД_2$) и связанный с весовым сопротивлением, в состояние с малым напряжением, обозначаемое как "1". Следовательно, ток, поступающий в усилитель-инвертер обратной связи U , уменьшится на некоторую определенную величину ΔJ . Ток через индуктивность L (здесь индуктивность трансформатора) будет постепенно возрастать, пока не достигнет величины тока максимума диодов, когда начнется переключение. Если ток J , следующий из точек соединения диодных пар, сохранил прежнее направление (наружу), то после переключения нижний диод ($ТД_2$) останется в состоянии с малым напряжением, а верхний окажется в состоянии с большим напряжением. В том случае, когда ток изменит полярность, состояния диодов пары скажутся обратными. В момент переключения пары продифференцированный и инвертированный сигнал поступает на следующий каскад преобразователя. Для правильной работы преобразователя необходимо, чтобы напряжение на шине управления было пропорционально инвертированной разности между суммой весовых эталонных токов и током анализируемого сигнала. Были выполнены две практические схемы преобразователей, которые имели время преобразования 1 мксек при точности в 6 двоичных разрядов. В схемах использовались балансные пары туннельных диодов в комбинации с транзисторами. Введение транзисторов благодаря усилению по току уменьшает требования к однородности характеристик туннельных диодов и увеличивает точность дискриминации.

Предложен ряд параллельных схем для аналого-цифрового преобразования (в параллельных схемах сравнение с эталонными напряжениями)

ями в отличие от последовательных производится одновременно). Аналого-цифровой преобразователь параллельного типа, выполненный на основе комбинации туннельный диод-транзистор в схеме с общей базой /106/, показан на рис. 45 в. Для правильной работы схемы ток максимума каждого последующего диода должен быть на одну и ту же величину больше пикового тока предыдущего, и ток минимума любого диода не должен превышать наименьший ток максимума в цепочке. При подаче входного сигнала переключается в состояние с большим напряжением соответствующий его амплитуде туннельный диод, и в базу триода поступает ток, а ближайший нижний туннельный диод переключается в состояние с малым напряжением. Очевидно, что недостатком схемы является необходимость точного подбора диодов по токам максимума и отсюда ограничение числа выходов и точности преобразования.

При соответствующем выборе параметров туннельных диодов (см. условия 3.27) преобразователь, демонстрируемый на рис. 45 г, трансформирует входное напряжение в параллельный двоичный код /74, 154/. Как уже отмечалось, удовлетворение условий (3.27) требует применения туннельных диодов на основе различных полупроводниковых материалов. Это требование ограничивает возможное число двоичных разрядов преобразователя тремя.

Схема дискретизации непрерывного сигнала с последующим запоминанием наибольшего уровня, которая может быть полезна как в устройствах с преобразованием методом компенсации, так и в преобразователях, основанных на время-импульсном кодировании, показана на рис. 45 д. Во время нарастания входного импульса диод Д проводит, и туннельные диоды в цепочке переключаются в состояние с большим напряжением в соответствии с величиной поданного сигнала до дискретной величины, определяемой амплитудой входного импульса. В момент

спада входного сигнала диод D запирается, и на цепочке сохраняется установившееся дискретное значение напряжения. Подобно всем другим схемам, использующим последовательные цепи туннельных диодов, максимальное число ступеней преобразования в данной схеме ограничивается разбросом параметров туннельных диодов, поэтому несмотря на простоту схем такого рода с их помощью трудно получить хорошую точность преобразования (или большое число каналов в случае амплитудного анализа).

В схемах с параллельным преобразованием требуется большое число пороговых элементов и логических схем. Выше говорилось об ограничениях числа пороговых элементов в схемах на туннельных диодах. Поэтому представляют определенный интерес комбинированные параллельно-последовательные схемы преобразователей. Известен параллельно-последовательный преобразователь, имеющий ширину полосы преобразования 25 МГц, выходной сигнал которого представлен шестью двоичными разрядами /I56/. Частота следования двоичных сигналов равна 300 МГц (как следует из теории, в течение преобразования дискретизация аналоговой кривой должна осуществляться с частотой, вдвое превышающей максимальную частоту сигнала /I59/). В данном преобразователе сигнал поступает на входы трех основных каналов с разделением во времени с помощью линий задержки. Каждый из трех основных каналов, в свою очередь, разделен также на три канала, в которых производится сравнение с пороговыми напряжениями. После сравнения в трех каналах, относящихся к первому основному каналу, на выходах их вырабатываются токовые сигналы с весовыми соотношениями, определяемыми величиной сигнала. Эти токи влияют на результаты сравнения в следующих трех каналах, относящихся ко второму основному каналу и т.д. Основная пороговая схема приводится на рис. 45 е. На пороговый туннельный диод $TД_1$ поступают импульсы

тока длительностью 1 нсек и ток сигнала. Диод смещен так, что в отсутствие сигнала он не может переключиться в состояние с большим напряжением. Когда туннельный диод переключается в это состояние, возврат его обратно производится импульсными сигналами запрета в течение 1 нсек. Второй диод - ТД₂, выполняющий функцию запоминания, при переключении первого переключается также и сохраняет новое состояние до поступления импульса сброса. Пороговый диод может различить уровень тока 50 мка за время 0,3 нсек, что соответствует заряду 0,015 пк (заряд ~ 100000 электронов). Для преобразования выходных сигналов с отдельных каналов в последовательный двоичный код использовались транзисторно-туннельно-диодные логические схемы с подкачкой (см. 3.1.е), работавшие с тактовой частотой 300 Мгц.

б) Схемы время-импульсного кодирования

В схемах амплитудных анализаторов широко применяются время-импульсные схемы преобразования, где анализируемый уровень напряжения сравнивается с линейно нарастающим пилообразным напряжением. Время, в течение которого пилообразное напряжение возрастает от некоторого начального значения до величины, равной амплитуде исследуемого сигнала, прямо пропорционально амплитуде этого сигнала. Например, описанный в работе /158/ аналого-цифровой преобразователь состоит из следующих частей:

1) быстрого конвертера, преобразующего в результате сравнения с пилообразным напряжением амплитуду входного импульса в прямоугольный сигнал с длительностью, пропорциональной амплитуде;

2) генератора, открываемого прямоугольным импульсом с конвертера, таким образом для каждого анализируемого сигнала выдается посылка импульсов, число которых пропорционально его амплитуде.

На вход преобразователя поступают отрицательные импульсы с длительностью от 10^{-8} сек до 0,25 мксек. Преобразование осуществляется в результате разрядки емкости С, заряжаемой анализируемым импульсом через диод. Постоянство тока разрядки обеспечивается одним транзистором, а на коллекторе другого транзистора появляется прямоугольный импульс. Этот транзистор запирается с поступлением отрицательного импульса и открывается, когда емкость С разрядится до первоначального значения потенциала. Пропорциональность преобразования определяется величиной емкости С и постоянством тока разрядки. Постоянство тока обеспечивается большими значениями сопротивлений смещения триода. Ограничение на величину емкости С накладывается скоростью зарядки емкости через диод и пропорциональностью преобразования для первых каналов. Минимальная величина длительности выходного прямоугольного импульса ограничивается временем нарастания триода, равным 20 нсек. Этот импульс поступает на управляемый генератор на туннельном диоде, включенном в эмиттер триода (см. рис. 45 ж). Триод служит для подачи смещения на туннельный диод и для разделения генератора от остальной схемы. Схема является генератором, пока отрицательное сопротивление не компенсируется полностью эквивалентным сопротивлением базы и сопротивлением эмиттера, включенными последовательно. Частота генерации была равна 10 Мгц. При включении малой индуктивности параллельно с диодом частота генерации достигала 40 Мгц. Колебания могут быть разрешены или запрещены в зависимости от положения рабочей точки диода. Они появляются, когда отрицательный импульс поступает на базу триода, и снимаются с коллектора триода. В результате время-импульсного кодирования с выхода преобразователя получают последовательность импуль-

сов. Скорость преобразования в этом случае ограничивается разрешающей способностью счетчиков. Последнее ограничение приводит к необходимости использования в быстрых схемах отдельного преобразователя на каждую точку преобразования. При необходимости получения быстрого действия и использовании малогабаритных и простых преобразователей на полупроводниковых элементах это решение является рациональным. Такой преобразователь, в логических схемах которого применяются аналого-пороговые ячейки "И" на туннельных диодах (см. 3.16), описан в работе /157/. Представленная схема преобразует аналоговый сигнал на 8 уровней. Когда схема используется для амплитудного анализа может быть получено разрешающее время по двойным импульсам 0,1 мксек.

Следует отметить, что описанные выше элементы и схемы никоим образом не исчерпывают возможные применения туннельных диодов в аналого-цифровых преобразователях (см. дополнительную литературу в конце библиографии).

3.5. Амплитудные дискриминаторы

а) Некоторые определения и основная схема

Амплитудные дискриминаторы являются пороговыми устройствами, на выходе которых появляется стандартный сигнал, если входной импульс превышает уровень дискриминации. К числу важнейших характеристик дискриминаторов следует отнести чувствительность, линейность, динамический диапазон входных импульсов, мертвое время или максимальную частоту загрузки (в случае дискриминации периодических сигналов), стабильность порога, минимальную длительность входного импульса, задержку срабатывания и разброс её (при использовании во временных схемах /160/).

Применение туннельных диодов позволило существенно улучшить многие из перечисленных параметров дискриминаторов амплитуды по сравнению с аналогичными ламповыми и транзисторными схемами. Как правило, дискриминаторы на туннельных диодах (в особенности дискриминаторы наносекундного диапазона) значительно проще своих ламповых и даже транзисторных аналогов (см. например, работы /I61, I62/). Стабильность порога обеспечивается слабой зависимостью параметров туннельных диодов от изменения условий окружающей среды по сравнению с транзисторами.

Простейшая схема дискриминатора на туннельном диоде демонстрируется на рис. 46а и б. Когда входной сигнал превышает пороговый ток $J_{см.} + J_1$, диод переключается на диффузионную ветвь, и с выхода снимается импульс напряжения. Дискриминатор на туннельном диоде принципиально является дискриминатором тока, так как для стабильности его работы требуется, чтобы сопротивление источника сигнала было больше модуля отрицательного сопротивления туннельного диода R . Поэтому источники сигналов для дискриминаторов должны быть генераторами тока. В физических экспериментах широко используются сцинтилляционные счетчики, в которых применяются фотоумножители, обладающие, как известно, большим внутренним сопротивлением. Поэтому можно просто осуществить согласование ФЭУ с дискриминаторами на туннельных диодах. В тех случаях, когда источником сигнала является генератор напряжения, требуется преобразование входного импульса в импульс тока с помощью вспомогательных согласующих схем (см. например, работы /I63, I64/).

б) Выбор смещения

Как правило, в исходном состоянии туннельный диод находится на туннельной ветви характеристики. Малое падение напряжения на диоде в этом состоянии позволяет доводить ток обратного смещения

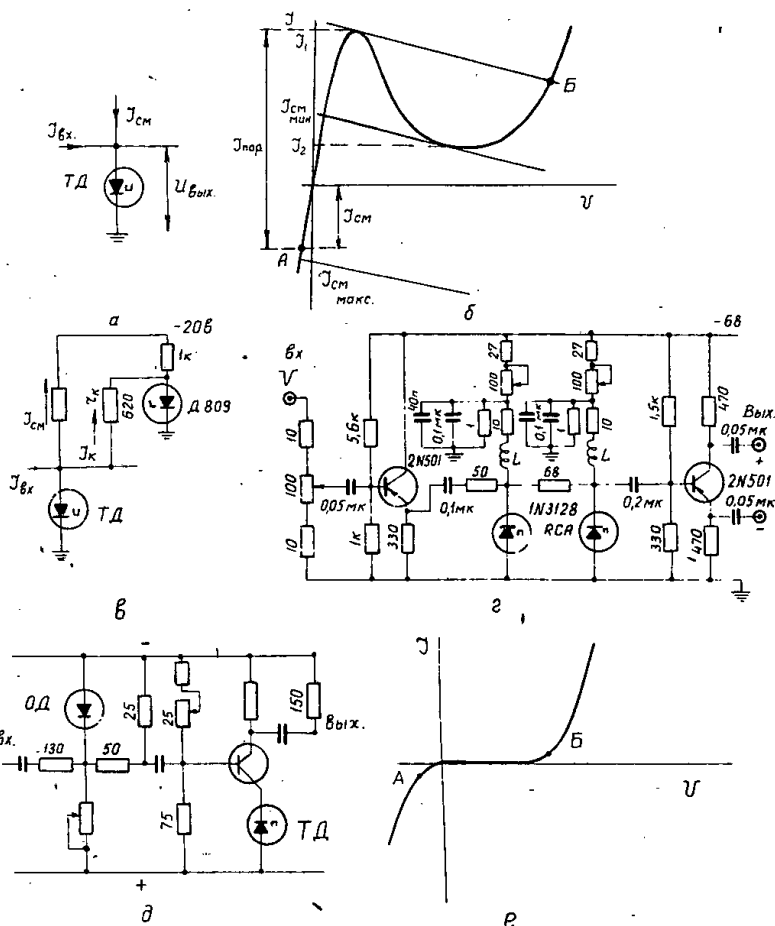


Рис.46. Амплитудные дискриминаторы:

- а), б) основная схема дискриминатора тока и графическое пояснение режима работы,
- в) схема температурной компенсации порога туннельного диода на \mathcal{N} -германии с помощью кремниевого опорного диода,
- г) дискриминатор напряжения на одновибраторах с индуктивностью с минимальным порогом 0,1 в и со скоростью работы порядка 100 Мгц,
- д) дискриминатор напряжения с обращенным диодом в качестве порогового элемента,
- е) графическое пояснение к выбору рабочей точки диода.

до 300-350 мА^{/61/} (для германиевых туннельных диодов), что обеспечивает большой динамический диапазон дискриминатора. Кроме того, при смещении диода в исходном состоянии на диффузионную ветвь, ухудшается передний фронт выходного импульса (см. выражение (67) в части П). Для туннельных диодов на основе арсенида галлия постоянное смещение на диффузионную ветвь характеристики приводит к изменению их параметров при длительной работе. Однако, в отдельных специальных применениях смещение диода на диффузионную ветвь оказывается полезным ^{/165/} (схема будет рассмотрена ниже).

Если исходную рабочую точку на туннельной ветви выбирать ниже тока минимума J_2 , то этим обеспечивается возврат схемы в исходное состояние после прекращения действия входного импульса. В таком случае минимальный порог схемы будет равен $J_{см.} + J_1$, и для повышения чувствительности ее требуется выбирать диоды с возможно меньшим током максимума. В случае больших обратных смещений повышается относительная температурная стабильность порога, обусловленная зависимостью тока максимума от температуры. При выборе рабочей точки между J_1 и J_2 ухудшается относительная стабильность порога и, кроме того, схема после переключения на диффузионную ветвь требует специальных средств для возвращения в исходное состояние. Правда, чувствительность ее значительно улучшается без отбора по току максимума. Для обеспечения возврата схемы в исходное состояние используется режим одновибратора (см. часть 2, раздел 9, а также рис. 20 б и в) с индуктивностью или линией задержки ^{/15, 60, 163/}. С этой целью применяется также схема с задержанной отрицательной обратной связью ^{/94, 166, 138/}. Недостатком последней схемы является необходимость ограничения длительности входных импульсов для предотвращения повторных срабатываний дискриминатора.

в) Стабильность, чувствительность, линейность

Зависимость параметров диодов на n - и p -германии от температуры описывается выражениями (5+7), приведенными в части П. Наиболее чувствительны к температурным изменениям диоды на n -германии (см. I.3). Так как источником сигнала является генератор тока, то температурная стабильность порога определяется температурной зависимостью тока максимума I_1 . Средняя величина температурного коэффициента тока максимума γ_1 равна $-0,28\%/C^0$ с разбросом $15 \pm 20\%$. На рис.46в демонстрируется схема температурной компенсации порога, в которой компенсирующим элементом является кремниевый опорный диод Д809 с температурным коэффициентом $\gamma_k = 0,06\% / \text{град}$. Условие температурной компенсации записывается следующим образом:

$$\gamma_k = \gamma_1 \frac{\gamma_1}{\gamma_k} \quad (3.28)$$

При 10%-ном разбросе сопротивлений и температурных коэффициентов такая схема позволяет улучшить стабильность порога примерно в четыре раза. Экспериментально для диода на n -германии с током максимума 2,5 ма было отмечено изменение порога 0,3 мка / C^0 в диапазоне температур $-30 \pm +60^0C$.

Ток максимума диодов из арсенида галлия в диапазоне температур $\pm 50^0C$ изменяется всего лишь на $1 \pm 2\%$, поэтому в большинстве случаев температурной компенсации не требуется. /61,135/.

Высокая стабильность порога позволяет создавать схемы, превосходящие по чувствительности аналогичные транзисторные. Так в работе /167/ описывается дискриминатор на туннельном диоде с порогом 6,5 мка.

Запуск от высокоомных источников сигнала обеспечивает достаточно высокую интегральную линейность порога, 1% и лучше, в диапазоне величин входных сигналов, отличающихся на три порядка /168/.

Оценка временных характеристик пороговой схемы на туннельном диоде, работающем в режиме переключения напряжения, проводилась в части II (см. 2.9 а) и выражения (65 + 69)), где даны соотношения для фронтов выходного импульса, задержки срабатывания в зависимости от превышения над порогом и минимальной длительности входного импульса. Следует заметить, что при использовании современных быстрых туннельных диодов с временем переключения 1 нсек и менее удастся получить времена задержки срабатывания порядка долей наносекунд, а минимальная длительность входного импульса оказывается порядка наносекунды. Максимальная частота загрузки составляет сотни мегагерц.

Интересно рассмотреть ряд практических схем быстрых дискриминаторов.

г) Интегральные дискриминаторы

В работе /163/ описан быстрый дискриминатор напряжения на одно-вибраторах с индуктивностью. Схема приводится на рис.46 г. Она включает эмиттерный повторитель, дискриминатор на туннельном диоде, формирователь на туннельном диоде и выходной эмиттерный повторитель. Входные импульсы -отрицательные, с минимальной амплитудой 0,1 в. Амплитуда выходного импульса равна 0,4 в при минимальном превышении над порогом и составляет 0,8 в при десятикратном превышении уровня срабатывания. При использовании второго туннельного диода для формирования амплитуда выходного импульса меняется всего на 10% во всем диапазоне амплитуд входных импульсов. Суточный дрейф порога был равен 10 мв (использовались германиевые диоды). Минимальная длительность входного импульса, при которой порог еще не увеличивается, составляет 8 нсек. Разрешение схемы по двойным импульсам (при длительности входных импульсов 5 нсек) равно 10+ 15 нсек. Проверка

дискриминатора от генератора импульсов производилась на частоте 85 МГц, и на этой частоте дискриминатор был еще работоспособным.

В дискриминаторе, изображенном на рис.46 д, пороговым элементом является обращенный диод, смещенный пороговым током в исходном состоянии на туннельную ветвь характеристики (см.рис.46 е). При поступлении на вход импульса тока большего, чем ток смещения обращенного диода, с последнего снимается импульс напряжения с амплитудой 0,3 в, так как рабочая точка перейдет из точки В в Б. Это сигнал вызовет срабатывание одновибратора на туннельном диоде (сопротивление эмиттера транзистора служит сопротивлением смещения). Для использованного типа диодов мертвое время дискриминатора составляет 0,1 мксек. Когда в качестве порогового элемента применялся обычный диод, минимальная длительность входного импульса равнялась $25 \text{ нсек} / I_{69}$. Надо отметить, что обращенные диоды имеют большие по сравнению с туннельными диодами емкости, и, отсюда, следует ожидать некоторого снижения быстродействия, хотя отсутствие гистерезиса схемы может способствовать увеличению скорости работы.

Описанный в работе ^{I48/} быстрый дискриминатор, в котором туннельный диод возвращается в исходное состояние с помощью задержанного сигнала обратной полярности, показан на схеме 47 а. Включение туннельного диода совместно с транзистором в схеме с общей базой обеспечивает быстродействие схемы. Выбор режима работы с двумя устойчивыми состояниями дал наилучшие результаты по сравнению со схемой одновибратора с индуктивностью (как на рис.46г), которая обладает достаточно большим мертвым временем, и по сравнению со схемой типа триггера Шмита (как, например, на рис.46 д), так как в последней туннельный диод шунтируется малым сопротивлением, в результате чего уменьшается отношение $\frac{I_1}{I_2}$ и, соответственно, уве-

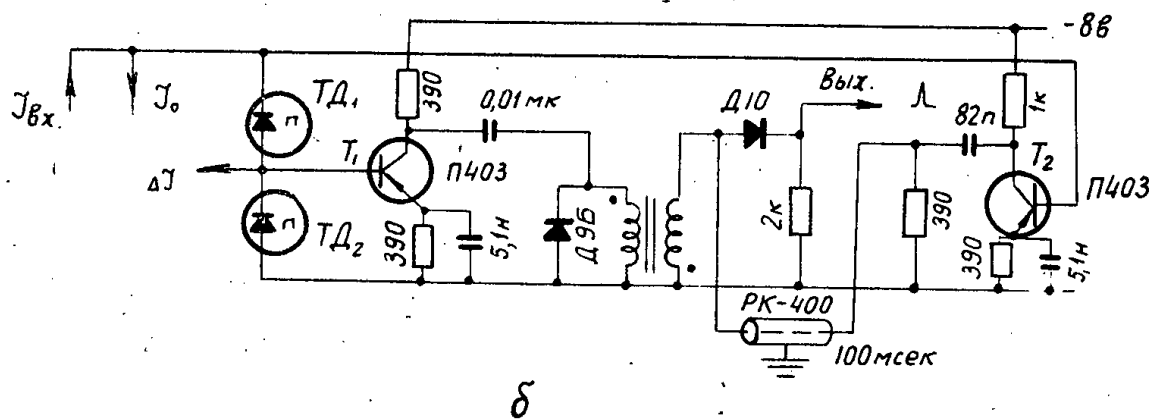
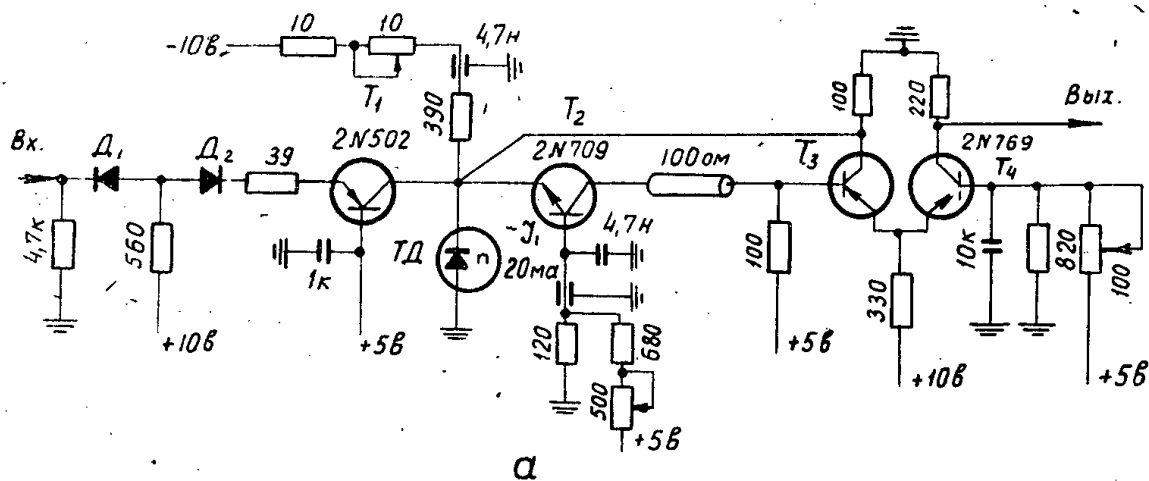


Рис.47. а) Быстрый дискриминатор, в котором возвращение туннельного диода в исходное состояние производится сигналом задержанной отрицательной обратной связи,
 б) дифференциальный амплитудный дискриминатор на двух последовательно включенных туннельных диодах.

личивается время переключения и уменьшается чувствительность.

Дискриминатор работает следующим образом. Отрицательный входной сигнал проходит через диоды D_1 и D_2 (первый служит для отсечки импульсов обратной полярности, второй ограничивает входной импульс так, чтобы обратное напряжение эмиттер-база транзистора T_1 не превышало предельно допустимого), через триод T_1 , который обеспечивает высокоомный источник запускающего сигнала для туннельного диода ТД. Если превышает порог диода, он срабатывает и посылает отрицательный импульс в эмиттер триода T_2 . С выхода T_2 импульс поступает на базу T_3 , инвертируется и сбрасывает туннельный диод в состояние с малым напряжением. С коллектора T_4 снимается импульс с длительностью $T + \Delta T$, где T - задержка в линии, а ΔT - задержка в петле отрицательной обратной связи без включения линии задержки. Для предотвращения повторных срабатываний длительность входного импульса не должна быть больше $2(T + \Delta T)$. Порог в схеме меняется в пределах $2 \div 7$ ма, длительность минимального импульса на входе - 2 нсек, минимальная длительность выходного импульса - 4 нсек, задержка срабатывания была менее 1 нсек.

д) Дифференциальные дискриминаторы

В настоящее время предложен ряд схем дифференциальных амплитудных дискриминаторов /61, 153, 170/. На рис. 47 демонстрируется дифференциальный амплитудный дискриминатор тока на двух последовательно включенных туннельных диодах, описанный в работе /61/. Туннельные диоды $ТД_1$ и $ТД_2$ имеют в общем случае неодинаковые токи максимума I_1' и I_1'' , разность между которыми определяет ширину канала дискриминатора. Дополнительный ток ΔI позволяет подстраивать ширину канала. Положение канала задается током I_0 . Надо отметить, что ток положения канала задается сразу для обоих диодов,

и ширина канала не зависит от величины этого тока. К числу достоинств схемы следует отнести также температурную компенсацию ширины канала при последовательном включении туннельных диодов. При превышении входным током суммы тока максимума I_1 и тока I_0 срабатывает диод ТД₁. Если при этом амплитуда входного импульса не превосходит ширины канала, то дискриминатор верхнего уровня на диоде ТД₂ не срабатывает и на выходе схемы антисовпадений появится импульс. При срабатывании обоих туннельных диодов на выходе схемы антисовпадений импульс отсутствует. Использовались туннельные диоды с током максимума 3 ма. Ширина канала составляла 0,6 ма. Схема применялась для измерений со сцинтилляционными счетчиками и кристаллами $NaI(Tl)$. Ширина канала менялась с температурным коэффициентом 0,5% /C°, а при специальном подборе диодов — 0,1% /C. Мертвое время было равно 0,1 мксек. При обобщении схемы на n -каналов при последовательном соединении ($n + 1$) диодов ее можно использовать для многоканального амплитудного анализа. Подбирая величины токов ΔI можно получить одинаковые или разные ширины каналов. С этой точки зрения схема представляет также интерес для аналого-цифровых преобразователей.

3.6. Схемы формирования выходных сигналов

Сцинтилляционных счетчиков

а) Основные типы формирователей

При временных измерениях в наносекундном диапазоне в ядерной физике используются сцинтилляционные счетчики с пластическими сцинтилляторами, с выхода которых снимаются сигналы, имеющие нередко значительный разброс амплитуд и следующие с большими средними частотами повторения. Поэтому на входах последующих схем совпадений требуются формирующие устройства, обладающие хорошей чувствительностью, стойкие к перегрузкам по амплитуде и интенсивности и обладающие минимальными времен-

ной задержкой и разбросом ее. В предыдущем параграфе упоминалось, что задержка срабатывания пороговых устройств на туннельных диодах и разброс ее при использовании достаточно быстрых диодов находятся в диапазоне десятых долей наносекунды. Известна также стойкость туннельных диодов к перегрузкам по амплитуде. Поэтому и в настоящее время формирователи для сцинтилляционных счетчиков на туннельных диодах доминируют над диодными и транзисторными формирователями, так как первые, как правило, ограничены по быстродействию, а вторые - по допустимым амплитудным перегрузкам. Формирующее устройство на туннельном диоде представляет собой обычно триггер или одновибратор, порог которого изменяется в небольших пределах, так как основное назначение последнего - отсечка шумовых импульсов с детектора. Анализ характеристик формирователей на туннельных диодах посвящены работы /15, 17, 59, 171, 174/, в которых исследуются вопросы амплитудного формирования, согласования с фотоумножителями и временные характеристики. Принципиальная схема формирователя (см. рис. 48а) подобна схеме дискриминатора и режимы работы ее - те же (см. рис. 48 б): это - режим работы с двумя устойчивыми состояниями (на рис. 48 б этот режим соответствует кривой, проходящей через точки А и В), в котором для возвращения диода в исходное состояние используются сигналы отрицательной задержанной обратной связи /138, 148, 152, 166, 175/; режим работы одновибратора, когда диод возвращается в исходное состояние благодаря специальному выбору начального смещения /169, 171, 173/ (как показано на рис. 48 б для линий нагрузки, проходящих через точки А и В), или благодаря отсутствию начального смещения вообще /17, 57, 148, 176, 177/; режимы одновибраторов с индуктивностью /59, 135, 171, 172, 174, 177, 180/ и линией задержки /15, 59, 60, 135, 173/, которые были описаны в разделе 2.9.

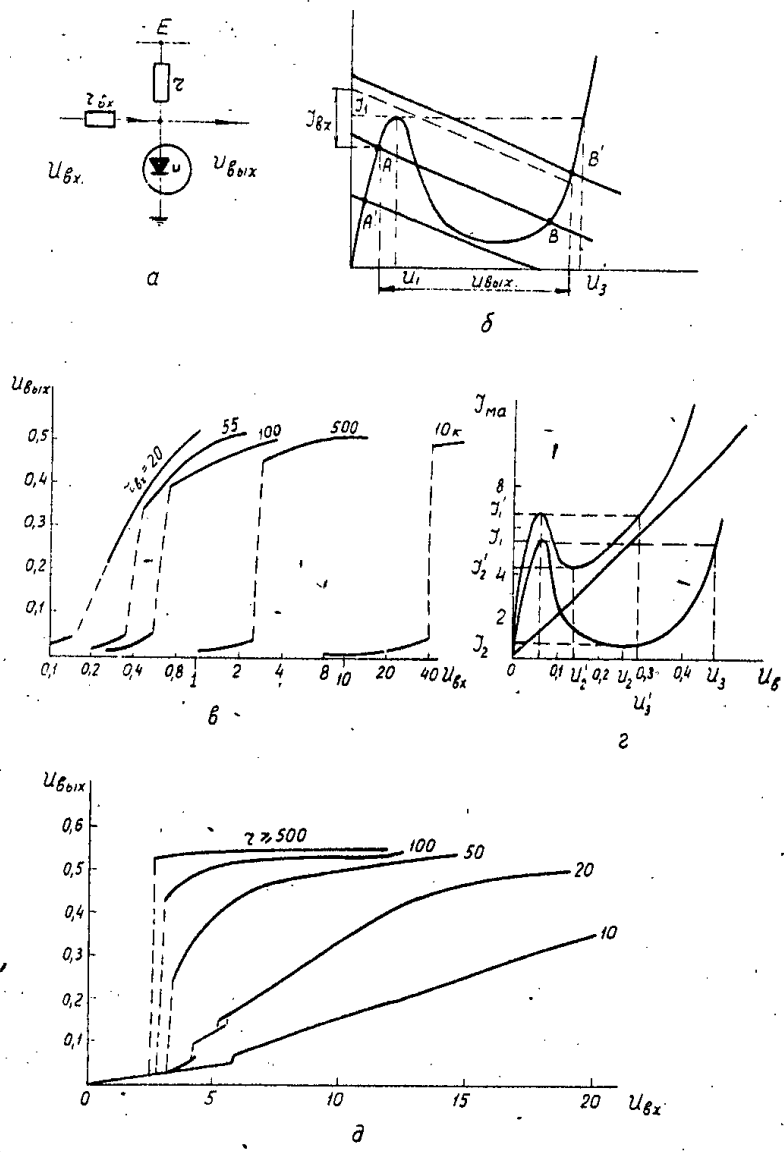


Рис.48. Формирователи выходных сигналов сцинтилляционных счетчиков:

- а) основная схема,
- б) выбор режимов работы,
- в) зависимость выходного напряжения формирователя на туннельном диоде от входного при различных сопротивлениях источника сигнала,
- г) изменение параметров вольтамперной характеристики формирователя при подключении параллельного сопротивления нагрузки,
- д) зависимость амплитуды выходного сигнала от величины сопротивления нагрузки.

б) Формирование по амплитуде

Формирование по амплитуде обеспечивается большой крутизной туннельной и диффузионной ветвей характеристики туннельного диода (при задании начальной рабочей точки на диффузионной или туннельной ветвях соответственно). Эти участки характеристики описываются выражениями (8) и (10) (см. 2, I). Надо отметить, что, если для формирования вершины используется туннельная ветвь, то качество формирования получается лучше, чем при формировании вершины диффузионной ветвью, однако, обычно начальную рабочую точку во временных схемах задают на туннельной ветви характеристики из-за лучших временных параметров формирователя в этом режиме. Пользуясь выражением (10), можно записать оценочное соотношение для отношения максимального выходного импульса к минимальному, которое характеризует качество формирования (предполагается, что запуск производится от генератора тока)

$$\frac{U_{\text{макс.}} - U_1}{U_3 - U_1} = 1 + \frac{I_T R_n \frac{I_{\text{макс.}}}{I_1}}{U_3} \quad (3.29)$$

У туннельных диодов на n -германии при отношении входных токов $\frac{I_{\text{макс.}}}{I_1} = 50$, величина $\frac{U_{\text{макс.}} - U_1}{U_3 - U_1}$ изменяется всего лишь на 20%. В динамике, для наносекундных импульсов, необходимо учитывать последовательную индуктивность монтажа и самого туннельного диода, которая ухудшает качество формирования.

Качество формирования зависит также от сопротивления источника сигнала $Z_{\text{вх}}$ и параллельного сопротивления нагрузки. Зависимость выходного напряжения от входного при различных сопротивлениях источника сигнала демонстрируется на рис. 48 в (предполагается, что сопротивление нагрузки бесконечно велико).

Из рис. 48 г видно, как изменяются параметры вольтамперной характеристики при увеличении нагрузки. Пользуясь кусочно-степенной аппроксимацией характеристики диода (см. 2.1), можно определить эти параметры:

$$j_1' = j_1 + \frac{v_1}{z}, \quad (3.30)$$

$$v_1' = v_1, \quad (3.31)$$

$$v_2' = v_2 - \Delta v_2', \quad (3.32)$$

где $\Delta v_2' = \left[\frac{v_3 - v_2}{z(j_1 - j_2) \gamma} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}$, а z - сопротивление нагрузки и

$$j_2' = j_2 + \frac{v_2}{z} - \frac{\Delta v_2'}{z} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (3.33)$$

При увеличении нагрузки амплитуда выходного сигнала, равная $v_2' - v_1$, падает. Зависимость амплитуды выходного сигнала от сопротивления нагрузки иллюстрируется графически на рис. 48 д. Видно, что, начиная с величины $z = 500$ ом (все кривые на рис. 48 в, г, д даны для германиевых туннельных диодов), качество формирования практически не изменяется.

в) временные характеристики

В части II в разделе 2.10а приведены соотношения для определения фронтов, задержки срабатывания и минимальной длительности запускающего импульса, необходимой для переключения диода (см. выражения (63), (65), (68), (69)). На графике, показанном на рис. 49 а, дается зависимость задержки срабатывания входного импульса, превышающего порог на 10%, по сравнению с бесконечно большим входным сигналом от тока максимума и емкости германиевого туннельного диода. График рассчитан исходя из кусочно-параболической аппроксимации харак-

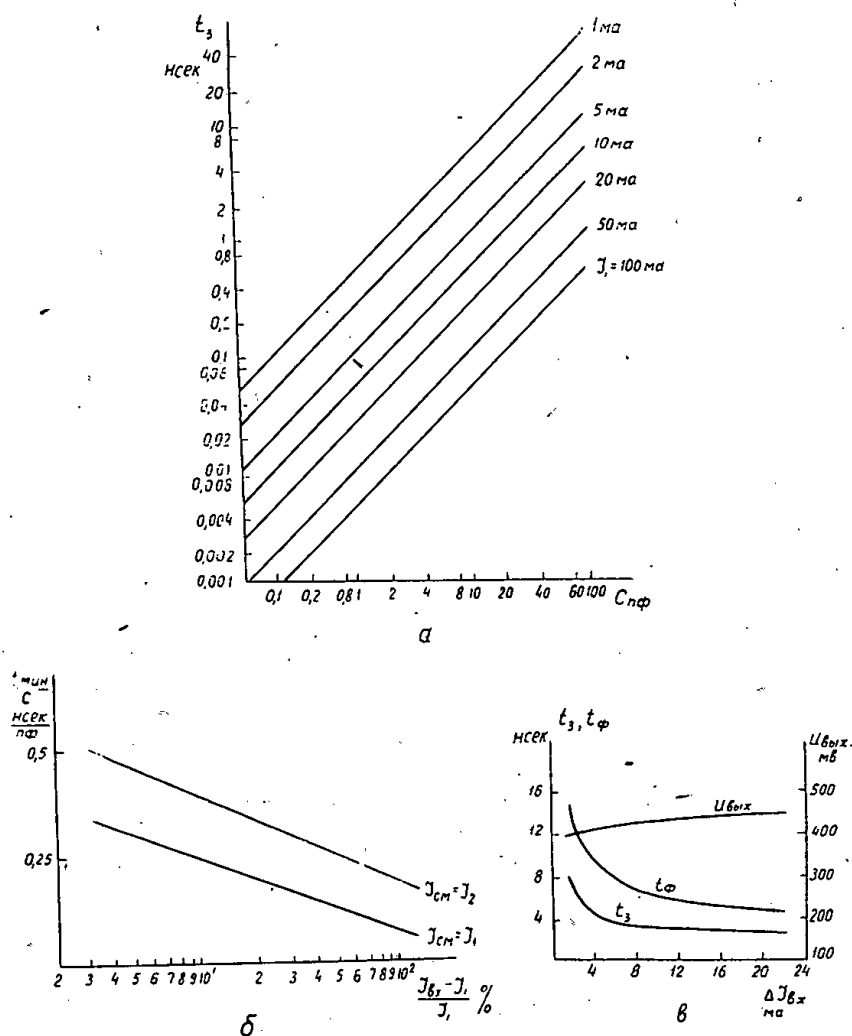


Рис. 49. Временные характеристики формирователей:

- зависимость задержки срабатывания для входного импульса, превышающего порог на 10%, по сравнению с бесконечно большим входным сигналом от тока максимума и емкости для германиевого туннельного диода,
- зависимость минимальной длительности входного импульса, необходимого для переключения диода, от емкости и относительного превышения над током максимума,
- зависимость задержки срабатывания, фронта выходного импульса и максимальной амплитуды от превышения входного сигнала ФЗУ над порогом для диодов на основе Ge -германия

теристики диода I_1, I_2 . у туннельного диода с током максимума 10 ма и емкостью 5 пф задержка срабатывания составляет 0,2 нсек. Для сравнения можно отметить, что в ламповых пороговых схемах эта задержка на один-два порядка больше. На рис. 49 б приведены кривые, позволяющие определить минимальную длительность входного импульса, необходимого, чтобы переключить диод, в зависимости от емкости и относительного превышения над током максимума. График был рассчитан исходя из кусочно-линейной аппроксимации характеристики I_5 . у германиевого диода с током максимума 10 ма, емкостью 5 пф и превышением входного импульса над током максимума 10%, наименьшая длительность запускающего импульса составляет 2 нсек. Выходные сигналы ФЭУ I_{81} значительно отличаются от идеальных прямоугольных импульсов, для которых выводились соотношения (63 + 68) и были рассчитаны графики, представленные на рис. 49 а) и б). В работе ⁵⁹ нелинейное дифференциальное уравнение, описывающее процесс прямого и обратного переключения диода сигналами ФЭУ, решалось на цифровой вычислительной машине. На рис. 49 в приведены рассчитанные зависимости задержки срабатывания, фронта импульса и максимальной амплитуды от превышения входного сигнала над порогом. Данные диода: $I_1 = 4,5$ ма, $I_2 = 0,5$ ма, $C = 150$ пф. Предполагалось, что дисперсия времени собирания электронов в ФЭУ составляла 4 нсек при времени высвечивания сцинтиллятора 30 нсек. Из графиков видно, что зависимость параметров выходного импульса становится слабой для превышений над порогом порядка 50%. Результаты работы показывают возможность использования медленных диодов с быстрыми сцинтилляторами при небольших значениях превышения (порядка 0,3).

г) формирователи с индуктивностью

Одновибратор на туннельном диоде с индуктивностью (см. раздел 2.9) обеспечивает формирование сигналов по длительности. Начальную рабочую точку одновибратора можно установить вблизи тока максимума, поэтому чувствительность формирователя с индуктивностью может быть сделана высокой. Источник сигнала подключается к формирователю через достаточно большое сопротивление Z_3 (см. рис. 50а), а в случае ФЭУ, который сам обладает большим сопротивлением, туннельный диод можно подключать непосредственно к выходу фотоумножителя, обеспечивая этим хорошие условия запуска. Сигналы с фотоумножителей в сцинтилляционных счетчиках обычно передаются с помощью высокочастотных коаксиальных кабелей, сопротивление которых находится в пределах 50-150 ом, поэтому, если волновое сопротивление кабеля является нагрузкой формирователя, необходимо, чтобы она не ухудшала существенно формирование по амплитуде (см. рис. 48 г). Когда формирователь ставится на выходе кабеля, чувствительность его оказывается ниже и, кроме того, необходимо обеспечить согласование кабеля на входе формирователя или согласовывать кабель сразу на выходе ФЭУ (что понижает в два раза амплитуду его выходных импульсов), в противном случае возможны повторные срабатывания схемы от отраженных сигналов.

Длительность выходных импульсов одновибратора с индуктивностью определяется в основном индуктивностью и, в меньшей степени, амплитудой входного сигнала. Длительность выходных импульсов можно оценить по формуле (50), приведенной в разделе 2.9. График, показанный на рис. 50 б, демонстрирует зависимость длительности выходных импульсов одновибратора от величины индуктивности. Кривые для герма-

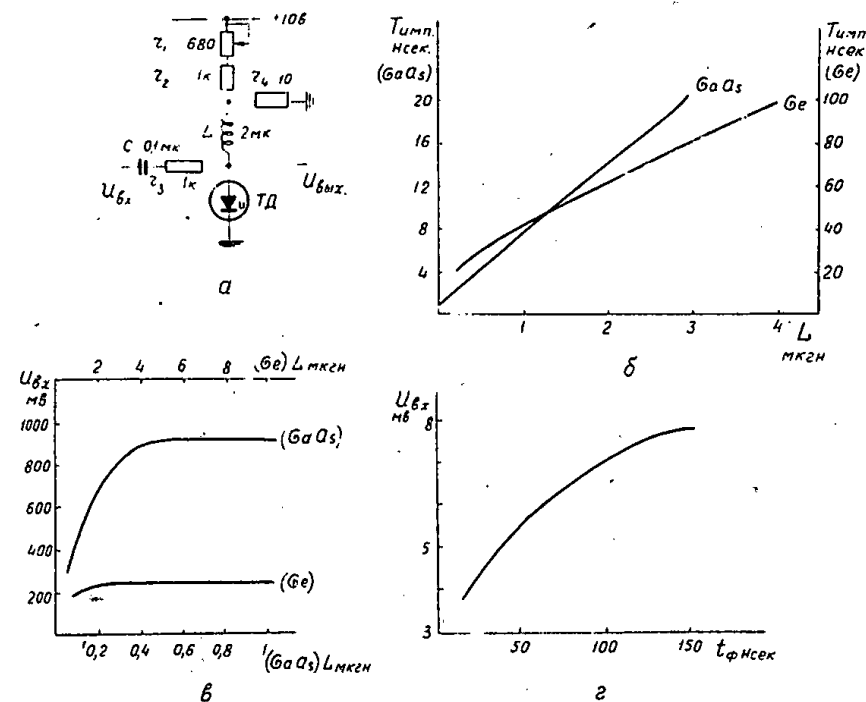


Рис.50. Формирователи на одновибраторах с индуктивностью:

- а) пример схемы формирователя с индуктивностью,
- б) зависимость длительности выходных сигналов формирователя от величины индуктивности для германиевых и арсенидно-галлиевых диодов,
- в) зависимость амплитуды выходного импульса формирователя от величины индуктивности для германиевых диодов и диодов на основе арсенида галлия,
- г) зависимость порога срабатывания формирователя от длительности фронта запускающего импульса (для германиевых туннельных диодов).

ниевых и арсенидо-галлиевых диодов взяты из работ /174, 178/, соответственно. Данные диодов из арсенида галлия: ток максимума - 10 ма; сопротивление, включенное последовательно в индуктивность - 13 ом. Амплитуда выходного импульса, начиная с некоторого значения индуктивности, при увеличении последней остается постоянной (см. кривые на рис. 50 в). К числу недостатков одновибраторов с индуктивностью надо отнести зависимость порога срабатывания от фронта входного импульса, которая для германиевых диодов качественно показана на рис. 50 г. Для работы формирователя в широком диапазоне фронтов входных импульсов и получения большей амплитуды на выходе следует увеличивать индуктивность, однако, это приводит к увеличению длительности выходных сигналов, что не всегда желательно, и к увеличению мертвого времени одновибратора (для диодов из арсенида галлия зависимость мертвого времени формирователя, определяемого как расстояние между парой импульсов, второй из которых на 10% выше порога, от величины индуктивности демонстрируется на графике, представленном на рис. 51 а).

Показанная на рис. 50 а схема формирователя /59/ выполнена на германиевых туннельных диодах с током максимума 4,5 ма и емкостью 150 пф. С выхода схемы снимается сигнал с амплитудой 300 мв и длительностью 60 нсек. Чувствительность схемы ограничивается температурной зависимостью тока максимума и при чувствительности 0,2 J_1 при +20°C она устойчиво работает в диапазоне от 0 до +60°C. При использовании диодов на основе р-германия и арсенида галлия чувствительность может быть повышена. При запуске схемы длительными сигналами большой амплитуды она переходит в режим генератора. Для расширения динамического диапазона импульсов и улучшения формирования по длительности используются многокаскадные схемы формирователей.

д) Многокаскадные формирователи

На рис.51 б показан формирователь с предварительным формированием по амплитуде с помощью триггера на туннельном диоде. Порог первого дискриминатора регулируется в пределах $5 \div 50$ ма. С выходного одновибратора получают импульс с амплитудой 0,3 в и длительностью на полувьсоте 5 нсек в широком диапазоне амплитуд и длительностей входных импульсов /Г71/. Недостатком схемы с триггером на входе является относительно плохая чувствительность, поэтому в тех случаях, когда длительность входных импульсов заключена в известных пределах (как, например, при работе со сцинтилляционными счетчиками), применяются последовательные каскады одновибраторов. Так в работе /Г74/ описан каскадный формирователь для сцинтилляционных счетчиков с разбросом входных амплитуд от 10 мв до 100 в, выходной сигнал которого имеет длительность 10 нсек, а максимальная амплитуда равна 2 в (для увеличения амплитуды в последнем каскаде вместо индуктивности ставился повышающий трансформатор).

На рис.51 в демонстрируется двухкаскадный формирователь. На входе для согласования туннельного диода с 50-омным кабелем применялся повышающий трансформатор. Чувствительность схемы равна 50 мв, хотя она работает и при импульсах с амплитудой 50 в. Всюду использовались диоды на основе арсенида галлия, а для обеспечения направленности работы схемы применялись разделительные германиевые диоды. Для индуктивности $L = 0,47$ мкгн выходной импульс имеет амплитуду 0,33 в при длительности на полувьсоте 3 нсек. При этом мертвое время составляет 40 нсек и задержка на каскад равна 3 нсек.

е) формирователи с линиями задержки

формирователи на одновибраторах с линиями задержки (см.2.9, рис.20б и рис.52а) позволяют получить более короткие выходные им-

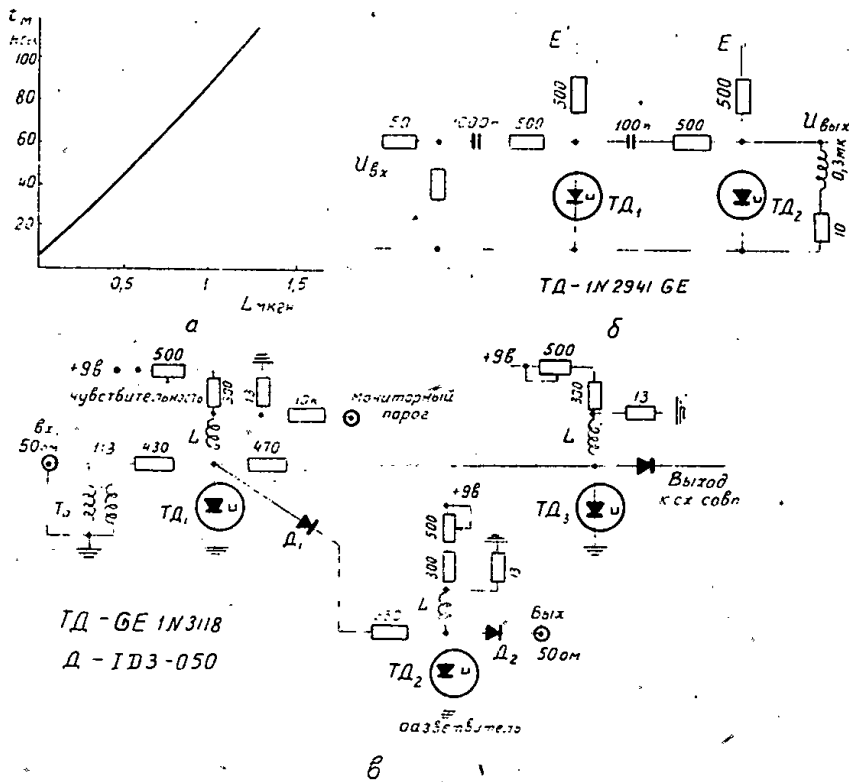


Рис.5I. Формирователи на одновибраторах с индуктивностью:

- а) зависимость мертвого времени формирователя с индуктивностью от величины индуктивности (для диодов на основе арсенида галлия),
- б) формирователь с предварительным формированием по амплитуде с помощью триггера на туннельном диоде, с амплитудой выходного импульса 0,3 в и длительностью 5 нсек,
- в) двухкаскадный формирователь с индуктивностью, амплитуда выходного импульса которого равна 0,33 в при длительности 3 нсек (индуктивность $L = 0,47 \text{ мкГн}$).

пульсы и меньшие мертвые времена, чем формирователи с индуктивностью. Кроме того, они обеспечивают более качественное формирование по длительности. Принцип работы формирователя поясняется на рис. 52б. Кривая 1 соответствует вольтамперной характеристике ненагруженного диода, кривая 2 - характеристике диода, нагруженного по постоянному току согласующим сопротивлением ρ . В динамическом режиме последовательно с сопротивлением ρ оказывается включенным волновое сопротивление кабеля, и линия нагрузки можно подобрать так, чтобы в динамике схема имела два устойчивых состояния, а в статическом режиме лишь одно. Ситуация иллюстрируется кривой 3. Волновое сопротивление кабеля в сумме с последовательным согласующим сопротивлением для обеспечения прямого опрокидывания должно превышать абсолютную величину минимального отрицательного сопротивления. В то же время слишком большое волновое сопротивление уменьшает отраженную волну тока и затягивает время обратного переключения.

В работе /60/ описывается схема дискриминатора, показанная на рис. 52 в, в которой возврат схемы в исходное состояние осуществляется отраженным импульсом с несогласованной линией. Сопротивление линии выбрано достаточно большим, чтобы сохранить переключающую характеристику туннельного диода и равно 400 ом. Линия нагружена на 200 ом. Это сопротивление выбрано таким, чтобы избежать большого числа отражений и чтобы, в то же время, обеспечить импульс обратной полярности, достаточный для возвращения диода в исходное состояние. Импульс, отраженный от конца линии, после ряда повторных отражений переключает диод в исходное состояние. Туннельный диод формирует входные сигналы по амплитуде, поэтому амплитуда отраженного сигнала мало зависит от амплитуды входного импульса. Отсюда при больших

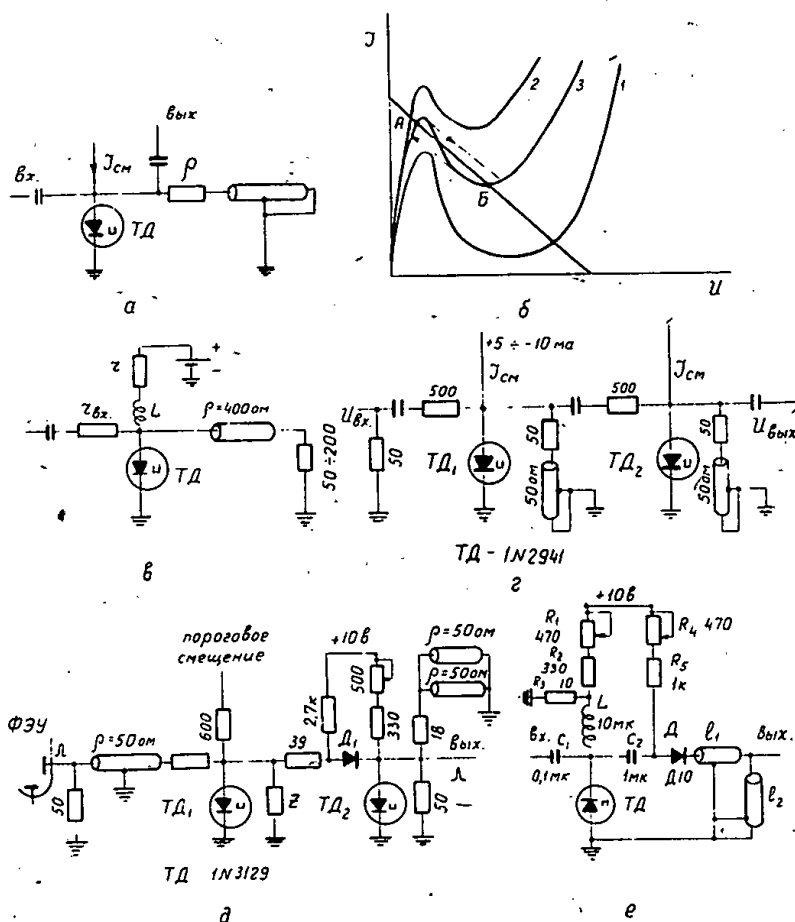


Рис.52. Формирователи с линиями задержки:

- а) основная схема формирователя,
- б) графическое пояснение принципа работы,
- в) формирователь с неполностью согласованной линией задержки
- г), д) двухкаскадные формирователи с линиями задержки с мертвым временем 12 нсек,
- е) формирователь, в котором длительность выходного импульса определяется короткозамкнутым отрезком кабеля и не зависит от скорости сброса диода.

амплитудах входных импульсов условия сброса ухудшаются, и длительность выходного сигнала увеличивается. Из-за этого приходится принимать меры, обеспечивающие независимость длительности выходного импульса от входного. В частности, можно включать предварительный каскад, формирующий сигналы по амплитуде.

Практическая схема дискриминатора, описанная в работе^{/15/}, приводится на рис. 52 г. Первый диод является дискриминатором с порогом от -10 до $+5$ ма, второй диод получает сформированные по амплитуде и длительности импульсы с первого. Было выполнено две схемы такого типа: одна - с кабелем 75 см длиной, которая работала с переключающими импульсами с длительностью 6 нсек и позволяла разделить импульсы, отстоящие друг от друга на 16 нсек, и вторая - с кабелем 25 см длиной, которая срабатывала от импульсов с длительностью 3 нсек, разделенных промежутком 12 нсек. Длительность выходного импульса в первой схеме была 8 нсек, во второй - 4 нсек. На рис. 52 д демонстрируется еще одна схема такого рода. Формирование по амплитуде обеспечивается здесь туннельным диодом $ТД_1$, а диод $ТД_2$ окончательно формирует входной сигнал по амплитуде и длительности. Диод $Д$ предотвращает обратное влияние второго каскада на первый. Нагрузка Z , помещенная параллельно диоду $ТД_1$, позволяет увеличить чувствительность схемы за счет увеличения ее мертвого времени или соответственным образом уменьшить. Ранее на рис. 48 г показывалось, как увеличивается ток минимума диода I_2' , нагруженного на параллельное сопротивление. Ясно, что вслед за увеличением тока минимума можно увеличивать начальное смещение, тем самым уменьшая порог схемы. В описываемой схеме^{/173/} в отсутствие нагрузки ($Z = \infty$) получают наименьшее разрешающее время 12 нсек при минимальной чувствительности I в. При нагрузке, представляющей собою последовательное включение сопротив-

ления II ом и индуктивности 0,1 мкГн (т.е. при использовании схемы одновибратора), чувствительность равна 12 мВ при мертвом времени 20 нсек и динамическом диапазоне амплитуд входных импульсов порядка 250. В обоих вариантах схемы разброс задержки срабатывания равен 3 нсек в динамическом диапазоне входных амплитуд порядка 10. При длине формирующего кабеля 0,2 м длительность выходного импульса составляет 4 нсек при амплитуде 0,35 в.

На рис. 52 е показана схема формирователя, в которой длительность выходного импульса вообще не зависит от скорости сброса диода /I35/. Высокочастотный кабель, составленный из двух отрезков, служит не только для возвращения диода в исходное состояние, но и формирует короткий импульс, длительность которого практически не зависит от длительности входного сигнала. Затягивание обратного переключения при больших входных сигналах приводит лишь к увеличению времени восстановления, которое, однако, не больше, чем в обычном одновибраторе с линией задержки. Собственно формирование выходного импульса по длительности происходит на отрезке кабеля l_2 . Длину отрезка l_1 выбирают так, чтобы обратное переключение диода не оказывало влияния на форму импульса. Для этого достаточно, чтобы задержка кабеля l_2 была больше времени нарастания напряжения на диоде при прямом опрокидывании. При проверке формирователя со сцинтилляционным счетчиком при более чем десятикратном разбросе амплитуд сигналов с ФЭУ разброс амплитуд сформированных импульсов не превышал 15%, а разброс задержек срабатывания составлял 3+5 нсек. Параметры использованного диода были следующими: $I_1 = 11$ ма, $I_2 = 1$ ма; $C = 100$ пф, применялся кабель РК-2 с $l_1 = 1$ м, $l_2 = 0,5$ м. Диод Д был введен для устранения влияния отражений, вызванных несогласованностью кабеля на передающем конце, на амплитуду выходного импульса.

ж) формирователи с задержанной отрицательной обратной связью.

Наибольшим быстродействием из известных схем формирователей обладают формирователи с задержанной отрицательной обратной связью. По принципу действия они близки к формирователям с линиями задержки, однако, сигнал сброса обычно усиливается, обеспечивая быстрое обратное переключение диода. Упрощенная схема такого формирователя приводится на рис. 53а. Для возвращения диода в исходное состояние и для формирования выходного импульса используются три транзистора. Транзистор T_2 управляет переключением тока из эмиттера триода T_3 в эмиттер T_4 . Выходной триод T_3 открыт в исходном состоянии и закрывается при переключении диода. Связанный с ним по эмиттеру триод T_4 при этом открывается и посылает в линию задержки сигнал, возвращающий диод в исходное состояние. Время переключения выходного триода равно 3 нсек, таково же время задержки в кабеле, поэтому мертвое время схемы равно 12 нсек. Диод предотвращает преждевременное переключение туннельного диода, вызываемое положительным заходом входного импульса. Это переключение происходит все же для токов смещения больших 5 ма. При смещениях, меньших 2 ма, на стабильность порога оказывает влияние ток утечки коллектора триода, поэтому порог устанавливается в пределах 2 ÷ 5 ма. Для импульсов с длительностью 1,1 нсек порог повышается лишь на 5% и при частоте повторения 100 Мгц - на 10%. Температурный коэффициент порога при токе 3 ма был равен 0,6% / $^{\circ}$ C в диапазоне температур от +20 до +40 $^{\circ}$ C (применялись германиевые диоды). Интегральная нелинейность при порогах от 0,75 ма до 7,5 ма не превышала 2%. Для детекторов с более низкими уровнями сигналов, например, черенковских счетчиков, был выполнен дискриминатор с усилением сигнала /138/, изображенный упрощенно на рис. 53 б. Уровень дискримина-

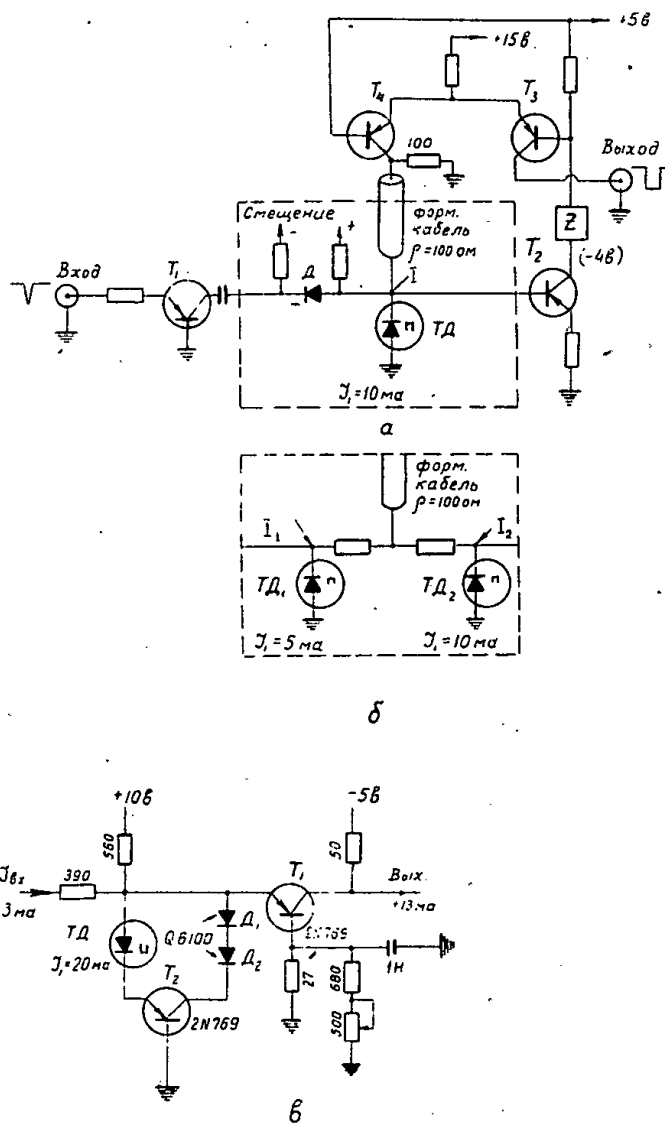


Рис.53. формирователи с задержанной отрицательной обратной связью:

- а) упрощенная схема,
- б) упрощенная схема формирователя с повышенной чувствительностью,
- в) формирователь с мертвым временем 8 нсек и длительностью выходного импульса порядка 4 нсек.

ции определяется первым диодом $TД_1$ с током максимума 5 ма. При переключении этого диода происходит срабатывание второго диода $TД_2$ с током максимума 10 ма. Оба диода возвращаются в исходное состояние сигналом с формирующего кабеля. Первый туннельный диод, который определяет чувствительность порога, изолирован от сопротивления базы триода T_2 и от влияния тока утечки коллектора триода T_4 вторым диодом. Если происходит преждевременное обратное переключение первого диода, импульс с него недостаточен для переключения назад второго диода и это переключение на выходном импульсе схемы не сказывается. Время задержки срабатывания, равное 8 нсек, и временной сдвиг - в два раза больше, чем у первого дискриминатора; температурный коэффициент тот же самый. Интегральная нелинейность составляла 4%. Порог дискриминатора устанавливался в пределах $0,5 \pm 2$ ма.

Еще один быстрый формирователь такого типа /148/ показан на рис.53 в. Туннельный диод $TД$ обычно находится в состоянии с малым напряжением, так что транзистор T_I закрыт. Ток смещения удерживает триод T_2 вблизи режима насыщения. Диоды D_1 и D_2 обеспечивают необходимую разность потенциалов между коллектором T_2 и эмиттером T_I . Положительный входной импульс, превосходящий ток максимума диода $TД$, переключает разность тока смещения и тока минимума туннельного диода в эмиттер триода T_I . Та же самая разность токов поступает в диоды $D_1 + D_2$, обуславливая этим обратное переключение туннельного диода в состояние с малым напряжением. С коллектора транзистора T_I снимается положительный импульс с амплитудой 13 ма, длительность которого равна задержке в петле обратной связи и составляет 4 нсек. Мертвое время по принципу работы схемы равно 8 нсек. Входной импульс должен быть более 3 ма с длительностью менее 4 нсек, в противном случае возможны повторные срабатывания схемы. Необходимость ограни-

чения входных сигналов по длительности является недостатком формирователей с задержанной отрицательной обратной связью, как уже указывалось ранее.

3) Детекторы нулевого уровня, мостовые схемы.

Для получения хорошего временного разрешения схем совпадения существенно, чтобы сигналы, поступающие с входных формирователей, имели малый разброс во времени, несмотря на разброс амплитуд и фронтов импульсов от ФЭУ. Для наиболее полного извлечения временной информации из выходных сигналов ФЭУ используется ряд способов. В частности, с этой целью импульсы с ФЭУ дифференцируются с помощью одного из известных методов (обычно применяется формирование методом апериодического контура или с помощью отрезка короткозамкнутого высокочастотного кабеля /182/), и детектируется в качестве начала отсчета момент пересечения нулевой линии продифференцированным сигналом. Высокая чувствительность дискриминаторов на туннельных диодах позволяет применять их в качестве детекторов нулевого уровня /179, 182, 183/. Кернс и др. разработали мостовую схему дискриминатора для этой цели /182, 183/. С выхода мостовой схемы сигнал снимается только тогда, когда имеется разбаланс, то есть при переключении туннельного диода, поэтому такая схема обеспечивает хорошее качество формирования по амплитуде и независимость выходного сигнала от параметров входного в широком динамическом диапазоне входных импульсов. Один из вариантов мостового дискриминатора представлен на рис. 54а. Дискриминатор был предназначен для работы непосредственно от ФЭУ в динамическом диапазоне амплитуд $30 : 1$. Импульсы от ФЭУ формировались таким образом, чтобы обратный заход составлял половину самого сигнала. Сформированный импульс прикладывается к мосту, в одно из плеч которого включен туннельный диод ТД. Мост разбалансируется при превышении сигналом порога дискриминатора (40 мВ), и с выхода моста в эмиттер триода Т поступает продифференцированный импульс, несущий временную информацию. Транзистор

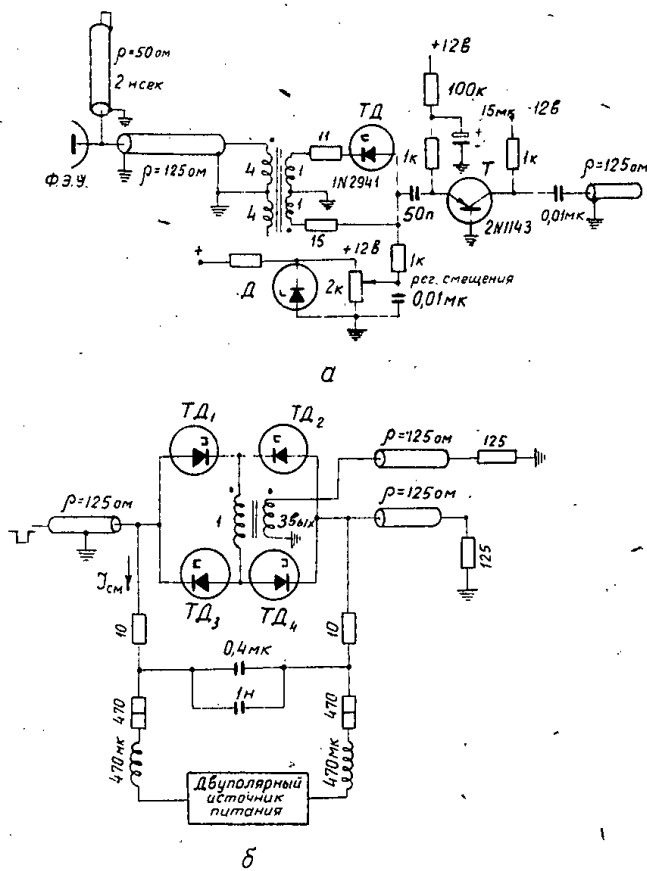


Рис.54. Мостовые схемы дискриминаторов:

- а) схема формирователя-детектора нулевого уровня с малым разбросом задержки срабатывания,
- б) дискриминатор с улучшенной балансировкой моста.

слегка приоткрыт током $0,1$ ма и не пропускает отрицательный заход продифференцированного сигнала. Сопротивления в плечах моста должны быть достаточно большими, чтобы устранить влияние нелинейности активных сопротивлений диода ТД и разброса этих сопротивлений на балансировку. В то же время суммарная величина их должна быть достаточно малой, чтобы обеспечить лишь одно устойчивое состояние туннельного диода. Выходной сигнал формирователя, снимаемый с коллектора транзистора Т, имеет длительность 7 нсек и амплитуду 200 мв на нагрузке 125 ом. При изменении амплитуд входных сигналов в 30 раз амплитуда выходного импульса изменяется на 30% . Температурная стабильность порога составляла $-0,3$ мв/с⁰. В схеме применялся туннельный диод с током максимума $4,7$ ма и емкостью 30 пф. В измерениях с ФЭУ 7046 при изменении уровня сигнала от 6 фотоэлектронов до 22 -х задержка срабатывания изменялась от 4 нсек до 1 нсек. Мертвое время дискриминатора (вместе с трансформатором) равно 50 нсек. В дальнейшем тем же авторам удалось уменьшить мертвое время дискриминатора до 25 нсек^{/183/}.

Еще один вариант мостового дискриминатора, имеющий ряд преимуществ по сравнению со схемой, представленной выше, описан в работе^{/184/}. Дискриминатор (см.рис.54 б) предназначен для работы последовательно с коаксиальным высокочастотным кабелем, так что входной сигнал, пройдя через дискриминатор, может быть использован для других целей. Несогласование, вносимое схемой, не превышает 5% . Если входной импульс превышает порог, переключается пара диодов соответствующей полярности (например, для отрицательных импульсов срабатывают диоды ТД₂ и ТД₃) и со вторичной обмотки выходного трансформатора получают импульс с амплитудой $0,4$ в, в то время как входной импульс с амплитудой, уменьшенной на $0,4$ в, следует дальше.

Когда дискриминатор не срабатывает, то схема уменьшает амплитуду входного импульса лишь на 5%. Для каждой полярности входного сигнала переключаются только два диода, остальные служат в качестве активных сопротивлений, однако, при использовании сопротивлений вместо этих диодов ухудшается балансировка моста. Использование пары туннельных диодов для дискриминатора позволяет удвоить амплитуду выходного импульса. При изменении амплитуды входных сигналов на порядок амплитуда выходного импульса изменяется лишь на 20%. Минимальная длительность входного импульса - 5 нсек. Мертвое время схемы составляет 20 нсек.

В работе /165/ описана схема дискриминатора, предназначенного для быстрых сцинтилляционных счетчиков, разброс задержки срабатывания у которой не превышает 1 нсек при хороших амплитудных и пороговых характеристиках. В схеме имеется два дискриминирующих элемента на туннельных диодах, один из которых детектирует момент пересечения нулевого уровня продифференцированным сигналом с ФЭУ и обладает малой задержкой срабатывания. Этот дискриминатор открывает ворота для обычного амплитудного дискриминатора на туннельном диоде. Диод, используемый в качестве детектора нулевого уровня, в начальном состоянии смещен на диффузионную ветвь характеристики. Достаточно большой входной импульс переключает его на туннельную ветвь характеристики. В исходное состояние диод возвращается лишь тогда, когда входной ток превысит ток максимума. Таким образом, первоначальное напряжение на диоде восстанавливается в момент времени, весьма близкий к моменту пересечения нуля входным двуполярным сигналом.

3.7. Схемы совпадений

Использование туннельных диодов в быстрых схемах совпадений, в особенности, в схемах наносекундного диапазона привело к созданию относительно простых схем с разрешающими временами до десятых долей наносекунды с мертвыми временами порядка единиц наносекунд. Быстрые схемы совпадений на туннельных диодах имеют разрешающие и мертвые времена, находящиеся на границе возможностей современных ФЭУ, и еще меньшие разрешающие времена могут быть получены только при улучшении временных характеристик самих детекторов.

а) Диодные и транзисторные схемы со входными формирователями на туннельных диодах.

Туннельные диоды применяются, во-первых, как входные формирователи (см. предыдущий раздел), во-вторых, как собственно элемент отбора совпадений. Использование туннельных диодов в качестве формирователей на входах обычных диодных схем совпадений /Г76, Г77, 185/ существенно улучшило характеристики последних. Так, например, в работе /Г76/ описана диодная схема совпадений с формирователями на туннельных диодах (см.рис. 55 а) с разрешающим временем при работе со сцинтилляционными счетчиками, равным 1,5 нсек (см.рис.55 б), при работе от генератора наносекундных импульсов - 0,5 нсек. Мертвое время схемы составляет 5 нсек. Применялись германиевые диоды с током максимума 1 ма. Когда импульс поступает на один из входов, соответствующий диод переключается в состояние с большим напряжением, а рабочая точка другого диода за счет увеличения тока перемещается несколько вверх по туннельной ветви. На выходе схемы напряжение практически не изменяется (это изменение составляет 0,01 в). При

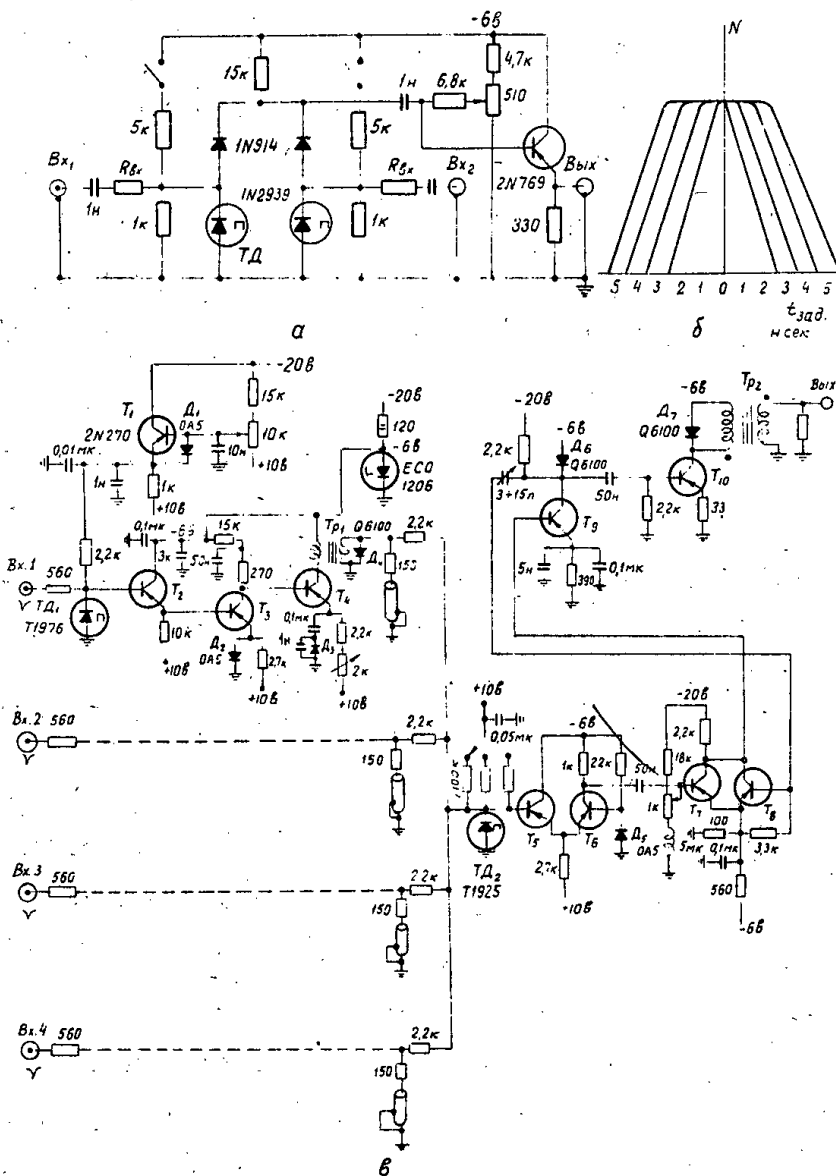


Рис. 55. а) Диодная схема совпадений со входными формирователями на туннельных диодах,
 б) кривая разрешения схемы совпадений,
 в) схема с входными формирователями на транзисторах и туннельных диодах и туннельным диодом в качестве элемента отбора совпадений.

поступлении импульсов на оба входа переключаются оба туннельные диода, и с выхода снимается импульс напряжения с амплитудой 0,5 в. Хорошее качество формирования туннельными диодами обеспечивает независимость амплитуд сигналов на схеме совпадений от разброса амплитуд входных импульсов. К числу достоинств схемы следует отнести то, что она дискриминирует шумовые импульсы, так как срабатывание схемы вызывает только импульсы тока с амплитудой более 1 ма, одновременно ограничивая входные импульсы и устраняя сигналы неполных совпадений, что скорости переключения туннельных диодов не накладывает ограничений на разрешение и мертвое время схемы и что схема имеет большой коэффициент отбора (10 и более). Для увеличения разрешающей способности входные импульсы должны быть возможно короче. Переключение туннельного диода в обратную сторону ускоряется отрицательным выбросом, который имеется всегда, когда формирование сигналов по длительности осуществляется короткозамкнутым кабелем на выходе ФЭУ. При инвертировании импульса на одном из входов схема может быть использована как схема антисовпадений.

б) Туннельный диод как элемент отбора совпадений.

Как правило, туннельный диод в качестве элемента отбора совпадений используется в схемах "И" аналого-порогового типа (см. 3.1.6). Применяемые в физическом эксперименте схемы совпадений имеют, как правило, сравнительно небольшое число входов (2-5), поэтому требования к допускам на разброс параметров диодов, ограничивающие число возможных входов аналого-пороговых схем (см. выражения (3.6) и (3.9)), являются здесь не слишком жесткими. Кроме того при небольшом числе входов и использовании отдельных образцов возможны индивидуальная наладка, введение регулировок и предварительный отбор диодов. Начальное смещение туннельного диода выбирают таким образом, чтобы он переключался в состояние с большим напряжением при пос-

туплении импульсов одновременно на все входы и оставался в состоянии с малым напряжением, если на одном из входов или нескольких сигналы отсутствуют. (Надо отметить, что простым изменением порогового смещения такая схема преобразуется в мажоритарную схему, срабатывающую при наличии сигналов лишь на определенной части входов из общего числа, которая позволяет упростить в некоторых случаях логические схемы, используемые в эксперименте). Возвращение диода в исходное состояние обеспечивается либо выбором начального тока смещения меньшим, чем ток минимума /I17, I38, I58, I69, I86, I87/, либо применением режима одновибратора с индуктивностью /I78, I80/. Условия по выбору смещения в аналого-пороговой схеме "И" были изложены в разделе 3.1б (см. выражения (3.1) и (3.2)).

Что касается входных формирователей, то схемы совпадений, выполненные полностью на туннельных диодах /I78, I80/, являются более простыми, обладают часто лучшими разрешающими временами, и динамический диапазон этих схем, как правило, шире, чем у схем, в которых входные формирующие устройства выполнены на транзисторах и диодах /I7, I38, I48, I66, I86, I87/. Кроме того, стандартизация входного сигнала по времени с помощью одновибраторов с индуктивностью, позволяет избежать применения конструктивно неудобных отрезков высокочастотного кабеля, обычно используемых для формирования сигналов по длительности в транзисторных формирователях. Однако схемы с запуском через транзисторные каскады менее чувствительны к разбросу параметров туннельных диодов и сопротивлений, могут работать с низкими уровнями входных сигналов и часто имеют меньшие мертвые времена, чем схемы с применением одновибраторов с индуктивностью. Таким образом, окончательный выбор типа схемы определяется конкретными условиями опыта. Ниже рассматривается ряд примеров типичных схем.

в) Схемы на туннельных диодах с запуском через транзисторы.

Описанная в работе /17/ быстрая схема совпадений показана на рис. 55 в. Отрицательные импульсы, амплитуда которых достаточна, чтобы переключить входные туннельные диоды ($ТД_I$) после входных дискриминаторов стандартизируются по амплитуде. Таким образом отсекается фон малых импульсов. Требуемое смещение входного туннельного диода ($ТД_I$) обеспечивается током эмиттерного повторителя на транзисторе T_I . Диод D_I увеличивает область линейности дискриминатора. Импульсы с туннельного диода повторяются эмиттерным повторителем на триоде T_2 и открывают триод T_3 , обычно закрытый, так что сигналы несовпадений на выходы не проходят. Когда транзистор T_4 закрывается, на его выходе появляется сформированный по амплитуде импульс, формируемый по длительности закороченным отрезком кабеля. Таким образом на туннельный диод совпадений поступает стандартный импульс тока от каждого канала. В зависимости от положения переключателя, смещения определяется кратность совпадений. Антисовпадения осуществляются просто инвертированием входных импульсов, то есть переменной полярности одной из обмоток трансформатора Tr_I . Сигнал с выхода совпадений усиливается каскадом на триодах T_5 и T_6 и поступает на одновибратор (транзисторы T_7, T_8, T_9). С повторителя T_{10} снимается выходной импульс требуемой полярности с амплитудой 5 в на нагрузке 125 ом и с длительностью 50 нсек. Мертвое время входного дискриминатора составляет 50 нсек. При работе с ФЭУ RCA 6810A с пластическими сцинтилляторами размером 28 x 10 x 1 см при регистрации космических лучей было получено разрешающее время $\tau = 2$ нсек.

В схемах, работающих при больших нагрузках, для устранения смещения уровня применяется непосредственная связь между элементами,

которая легко обеспечивается в гибридных схемах использованием двух-трех разнополярных источников питания, как это сделано в схеме, представленной на рис.55 в. Однако, в этой схеме формирователь содержит достаточно большое число элементов. Здесь туннельный диод смещен в обратном направлении током, поступающим от источника питания. Сформированный по амплитуде входной сигнал в коллекторе триода T_4 (формирование по амплитуде осуществляется обычно закрыванием триода положительным входным импульсом) необходимо инвертировать, чтобы он мог переключить туннельный диод. Рядом преимуществ с точки зрения простоты и улучшения характеристик схем совпадений на туннельных диодах с запуском через коллекторы транзисторов обладает вариант с "противосмещением" /138, 148, 187/, иллюстрируемый на рис.56 а, который по принципу работы напоминает логические элементы с подкачкой (см.3.1.е). В такой схеме туннельный диод смещается током от источника питания в направлении, благоприятствующем срабатыванию (током $J_{см.}$), а суммой входных токов J - в обратном направлении, так что в исходном состоянии диод находится на туннельной ветви характеристики. Входные импульсы перекрывают генераторы токов J_i , и туннельный диод переключается током от источника питания на диффузионную ветвь.

На рис.56 б приведена практическая схема такого типа, описанная в работе /138/. К преимуществам схемы следует отнести то, что применяется переключение тока, позволяющее избежать перезарядки емкостей и то, что амплитуда выходного импульса не зависит от времени нарастания входного импульса. В схеме благодаря применению непосредственной связи по постоянному току отсутствует смещение уровня. Смещение туннельного диода определяется требуемым числом входов. Для обеспечения минимального коэффициента отражения на входах схемы стоят триоды, работающие в режиме линейного усиления.

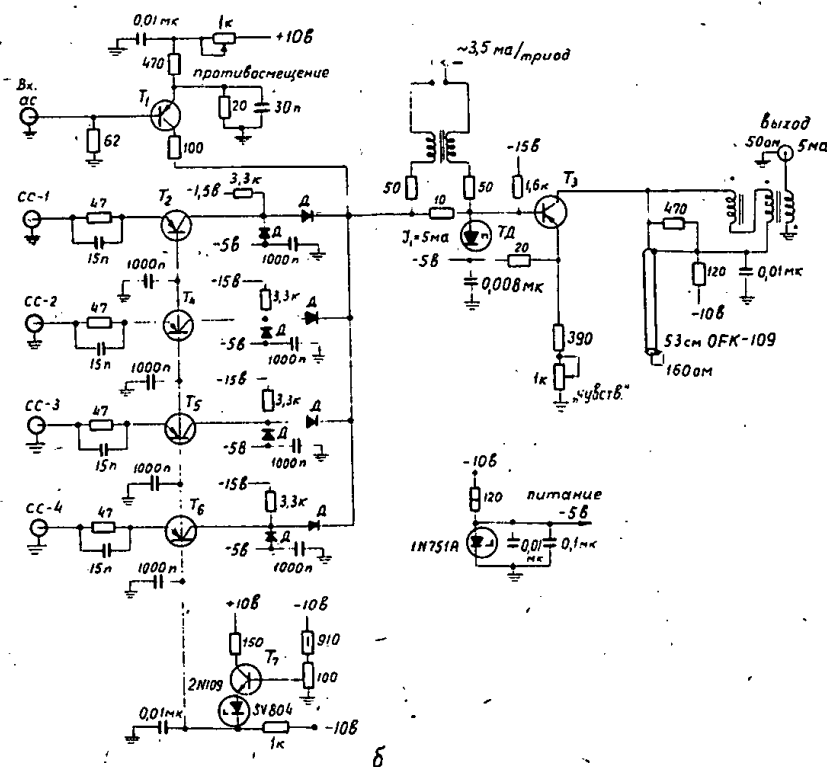
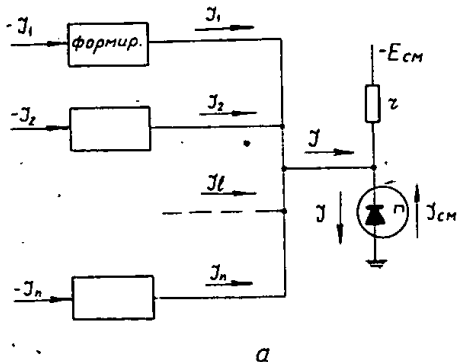
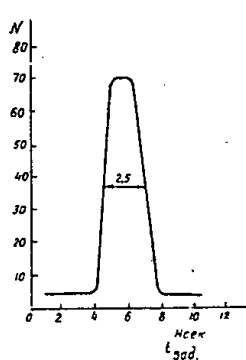
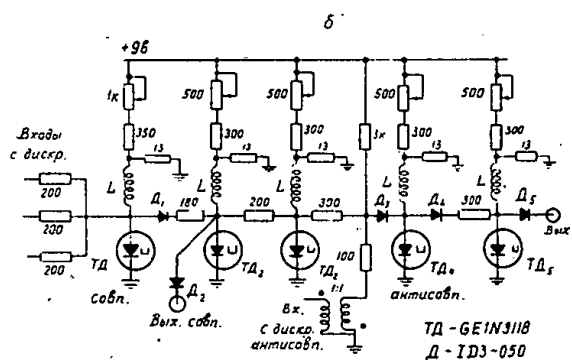
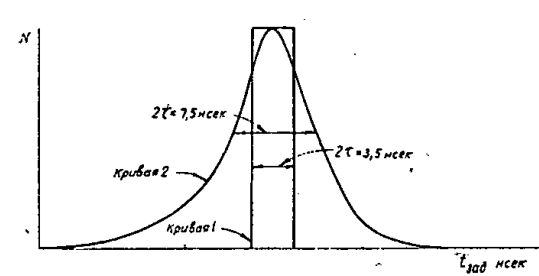
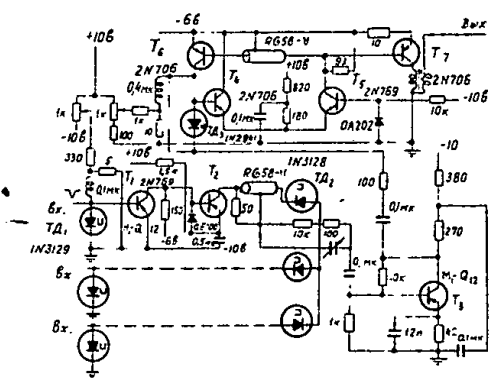


Рис.56. а) Рациональный вариант смещения туннельного диода в схеме совпадений с запуском через транзисторы,
б) практическая схема подобного типа.

Температурные изменения на переходе эмиттер-база скомпенсированы кремниевым стабилитроном и п-р-п триодом T_7 . Шунтирующие диоды фиксируют коллекторные напряжения после закрывания триодов, что обеспечивает быстрое восстановление. Ток каждого из диодов (3 ± 4 ма), которые нормально открыты, проходит через туннельный диод T_D , смещая его в обратном направлении. Когда все диоды закрываются, напряжение на туннельном диоде изменяется только на 120 мв, и на него через сопротивление 1,5 ком поступает ток смещения, равный 6 ма, который переключает диод в состояние с большим напряжением. До переключения диод работает как обычный диод в схеме Гарвина. Выходной триод T_3 смещен ниже уровня отсечки, что исключает возможность прохождения импульса несовпадений. Коэффициент отбора в худшем случае равен 10. При отключении одного из входов соответствующий последовательный диод D автоматически закрывается. Минимальное число каналов - два - определяется тем, что при токе смещения 3 ± 4 ма по крайней мере два канала должны открыться, чтобы туннельный диод вернулся в начальное состояние. Разрешающее время схемы равно 1,2 нсек (полуширина на полувьоте) и имеет температурный коэффициент $-0,3\% / ^\circ C$. При повышении температуры пик кривой разрешения сужается.

На рис. 57а демонстрируется быстрая схема совпадений, реализованная на основе схемы "И", описанной в работе^{/73/} (см. 3.1.3), а также рис. 36 а) и б)), в которой используется неодинаковость сопротивлений на туннельном участке и в области "седла" характеристики диода^{/72/}.

Входной туннельный диод смещен в режим одновибратора и работает при максимальной чувствительности. Поскольку с кабеля в данном



- Рис.57. а) Схема совпадений, в которой используется различие сопротивлений на туннельном участке и в области "седла" характеристики диода;
- б) кривые разрешения схемы для случаев работы с генератором и со сцинтилляционными счетчиками;
- в) схема совпадений, выполненная на одновибраторах с индуктивностью;
- г) кривая разрешения, снятая со сцинтилляционными счетчиками.

случае поступает импульс напряжения, необходимо согласующее сопротивление у выхода ФЭУ. При срабатывании диода перекрывается эмиттерный ток триода T_2 , равный 10 ма, и на коллекторе появляется импульс стандартной амплитуды. Он формируется по длительности закороченным отрезком кабеля, и длина кабеля определяет разрешающее время схемы. Сопротивление кабеля 50 ом. Полоса транзистора T_2 равна 300 Мгц. Сформированный импульс напряжения подается на схему совпадений. Использование импульсов напряжения вместо импульсов тока для переключения туннельных диодов в самой схеме совпадений представляет преимущества с точки зрения независимости работы схемы от характеристик диодов. Коэффициент отбора схемы можно увеличить интегрированием выходного импульса с постоянной времени, равной времени переключения диода. Выходной сигнал со схемы совпадений инвертируется и усиливается триодом T_3 . Затем он подается на формирователь с задержанной отрицательной обратной связью на туннельном диоде $ТД_3$. Диод возвращается в низковольтное состояние транзисторами T_4, T_5 и T_6 через время, определяемое кабелем задержки. Триод T_7 насыщается при поступлении сигнала с формирователя, и с выхода снимается стандартный импульс с амплитудой 4 в. Поскольку схема имеет отрицательные обратные связи характеристики её стабильны при температурных изменениях (за 8 часов работы схемы замечено изменение порогов дискриминаторов лишь на 1%). Минимальный порог схемы равен 2 ма при частоте следования сигналов на входе 20 Мгц. Разрешающее время схемы при работе от генератора равно 1,75 нсек. При проверке схемы от источника C^{60} с пластическими сцинтилляторами оно составляет 3,75 нсек (полуширина на полувисоте). Кривая разрешения показана для обоих случаев на рис.57 б.

г) Схемы, выполненные полностью на туннельных диодах.

В качестве примера схемы совпадений, выполненной полностью на туннельных диодах на рис. 57 в приведена аналого-пороговая схема на одновибраторах с индуктивностью $178/$. Входные формирователи для этой схемы, выполненные также на одновибраторах с индуктивностью, были описаны ранее (см. 3.6.г) и рис. 51 в).

На вход схемы поступают треугольные импульсы. Пороговый туннельный диод имеет ток максимума 10 ма при разбросе 5%. В каждой одновибраторе предусмотрена, однако, регулировка для выбора оптимального режима смещения. Применялись туннельные диоды из арсенида галлия. Между отдельными каскадами для устранения их взаимного влияния включены германиевые диоды. Антисовпадения осуществляются за счет инвертирования импульса в одном из каналов и сложения его с импульсом совпадений.

Кривая разрешения схемы, снятая от источника Co^{60} с пластическими сцинтилляторами толщиной 2,5 см и ФЭУ 58 АVP, приведена на рис. 57 г. Видно, что разрешающее время схемы составляет 1,25 нсек (полуширина на полувисоте). Разрешающее время существенно зависит от величины индуктивности, которая здесь была равна 0,1 мкн.

Из других схем с использованием туннельных диодов, предназначенных для временного анализа, следует остановиться на описанном в работе $175/$ время-амплитудном преобразователе. Принцип работы его основан на переключении туннельного диода в состояние с большим напряжением импульсом первого события и обратном переключении сигналом второго события с последующим интегрированием выходного импульса напряжения с диода, так что амплитуда выходного сигнала с интегрирующей цепочки пропорциональна измеряемому интервалу времени. Преобразователь

использовался со сцинтилляционными счетчиками с кристаллами *NaJ(Te)*.
Выходные сигналы поступали на 256-канальный амплитудный анализатор.
При проверке схемы от генератора на ртутном реле неопределенность
во времени для всех временных интервалов была менее 2 нсек. Преоб-
разователь линеен в диапазоне $20 \div 200$ нсек.

3.8. Генераторы наносекундных импульсов и некоторые измерительные схемы.

При настройке быстрых пересчетных и других цифровых схем, схем
совпадений и т.д. целесообразно применять генераторы прямоугольных
импульсов, выполненные на туннельных диодах, так как они позволяют
получить импульсы с фронтами и длительностями, сравнимыми с получае-
мыми от генераторов на ртутных реле. В отличие от последних в гене-
раторах на туннельных диодах частоты повторения импульсов могут дос-
тигать сотен мегагерц.

Туннельные диоды применяются, прежде всего для генерации коле-
баний соответствующей частоты с определенными параметрами выходных
сигналов. Условия смещения диодов в режим генерации и принципы ра-
боты генераторов с индуктивностью и линиями задержки ^{/60, 152, 166/},
а также выражения для расчета параметров выходных импульсов были
приведены ранее в части II в разделе 2.8 (см. выражения (43 \div 48)).
Кроме того, для получения коротких импульсов можно комбинировать
обычные лабораторные генераторы и формирователи на туннельных дио-
дах (см. 3.6.)

На рис. 58 а показана схема генератора посылок импульсов с час-
тотой повторения до 85 Мгц. Такие схемы применяются при настройке
экспериментальной аппаратуры для регистрации частиц, получаемых с
ускорителей высоких энергий, работающих в импульсном режиме.

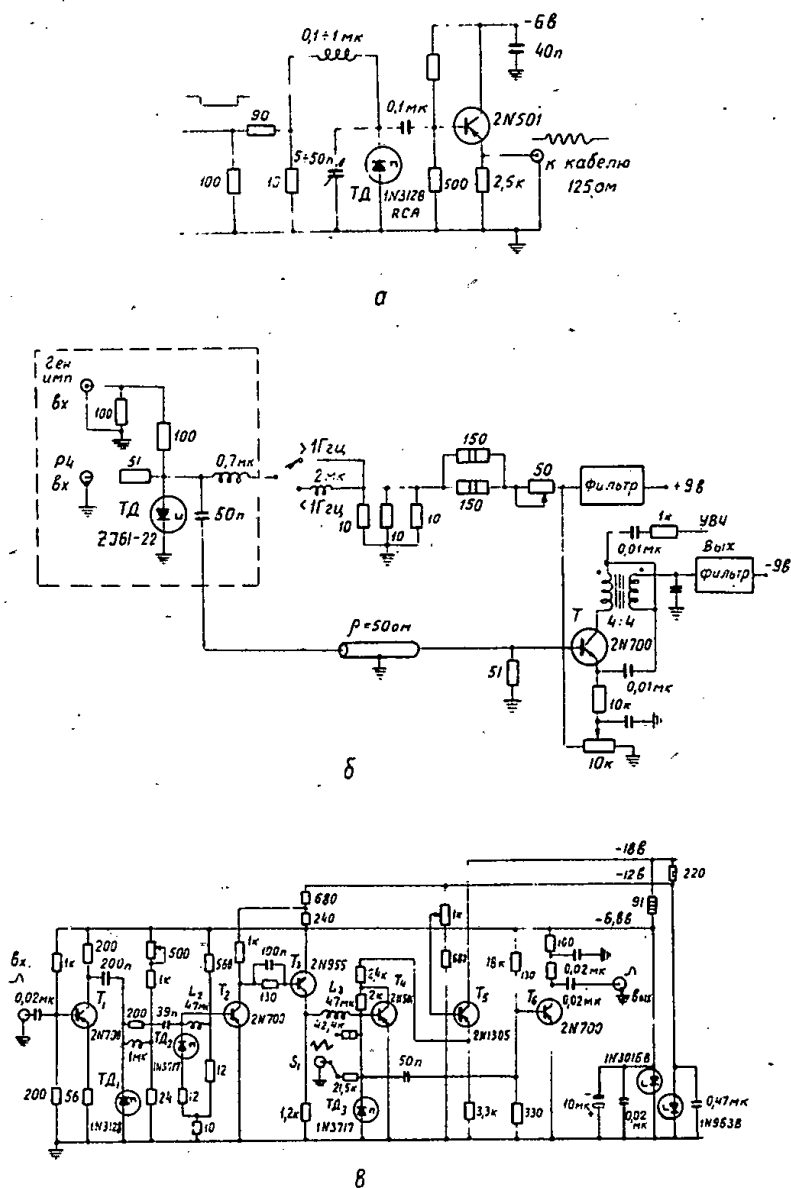


рис.58. а) Генератор посылок импульсов с частотой повторения 85 МГц;
 б) схема синхронизатора периодических сигналов до частоты 2 Гц;
 в) схема переменной задержки, регулируемой внешним сигналом, прибора для получения временных характеристик быстрых схем совпадений и время-амплитудных преобразователей.

В описываемой схеме /I63/ входной импульс подается от стандартного генератора. Этот сигнал переводит туннельный диод в область отрицательного сопротивления. Последовательное сопротивление 10 ом и индуктивность обеспечивают возникновение колебаний. Выходной эмиттерный повторитель согласует генератор с испытываемым прибором.

При настройке с осциллографами импульсных схем, работающих с частотами повторения порядка сотен мегагерц, характерными для схем с туннельными диодами, для согласования наблюдаемых сигналов с разверткой осциллографа требуются соответствующие схемы синхронизаторов. Ламповые и транзисторные синхронизаторы на эти частоты сложны и работают недостаточно надежно.

На рис. 58 б показан синхронизатор на туннельном диоде для наблюдения периодических сигналов до частоты 2 Гц /I66/. Схема вырабатывает импульс запуска на каждый импульс, поступающий от генератора на ртутном реле, через 1 мксек после его прихода. Импульс запуска синхронизован с радиочастотными сигналами, которые поступают на второй вход схемы. Сигнал от генератора переключает туннельный диод в состояние с большим напряжением, в котором он удерживается индуктивностью, пока под действием радиочастотных импульсов не произойдет обратный переход. Таким образом, задний фронт сигнала с диода оказывается синхронизованным по фазе с радиочастотными сигналами. Задний фронт импульса дифференцируется, и от полученного импульса запускается выходной блокинг-генератор на транзисторе Т.

В работе /I88/ описывается схема прибора для получения временных характеристик схем совпадений и время-амплитудных преобразователей наносекундного диапазона. Прибор значительно упрощает процесс получения кривых разрешения. Принцип работы схемы заключается в том, что один из входных сигналов подается на схему совпадений через устрой-

ство переменной задержки. Последнее управляется пилообразным напряжением развертки осциллографа. Время задержки является линейной функцией модулирующего напряжения. Выходные сигналы испытываемой схемы поступают на измеритель скорости счета накопительного типа и оттуда на вход осциллографа. На экране осциллографа наблюдается кривая разрешения.

Принципиальная схема устройства задержки демонстрируется на рис. 58 в. Одновибраторы на диодах $ТД_1$ и $ТД_2$ формируют из входного сигнала импульс с длительностью 70 нсек, который, пройдя через триод $Т_2$, вводит транзистор $Т_3$ в режим насыщения. После открывания транзистора $Т_3$ начинает нарастать ток через индуктивность L_3 , который проходит через диод $ТД_3$. Момент переключения диода $ТД_3$ линейно зависит от его начального тока, являющегося, в свою очередь, линейной функцией мгновенной величины поступающего со входа S_1 модулирующего напряжения. В начальный момент или после переключения, когда ток, проходящий через индуктивность L_3 , падает ниже определенного уровня, туннельный диод $ТД_3$ в состоянии с большим напряжением находиться уже не может, так как в этом случае триод $Т_4$ оказывается насыщенным. Последний переключает туннельный диод в состояние с малым напряжением и закрывается. Сигнал с диода $ТД_3$ дифференцируется и поступает на выход схемы. Время задержки устройства изменяется в пределах 30 ± 65 нсек. Максимальная частота входных импульсов 3 Мгц. Отклонения от линейности не превышают ± 15 нсек. Задержка срабатывания для импульсов с длительностью 2,5 нсек и с амплитудой, вдвое превосходящей порог схемы, составляет менее 30 нсек. Температурный коэффициент в диапазоне $+25 \pm +35^\circ\text{C}$ равен 30 нсек/ $^\circ\text{C}$.

В заключение автор пользуется случаем, чтобы поблагодарить С.М.Коренченко за внимание к данной работе и ряд полезных советов, Ю.К.Акимова, А.Н.Синаева, И.А.Голутвина и Ю.В.Заневского за обсуждения рукописи и высказанные критические замечания.

Л и т е р а т у р а

79. Р.К.Ричардс. Арифметические операции на цифровых вычислительных машинах. пер.с англ., ИЛ, (1957).
80. G.R.Loury, J.Giorgis, E.Gottlieb, R.C.Weischadel. "Manual on G.E. Tunnel Diodes". Semicond. Prod. Department Advent. and Sales Promotion. G.E. Company, Kelley Building, Liverpool, N.Y. (1960).
81. I.Aleksander, R.W.A.Scarr. Tunnel Diodes as Switching Elements. Journ. of the Brit. IRE, 23, N 3, 177-192 (1962).
82. G.B.Herzog. Utilisation de la diode tunnel comme element de calcul a vitesse extremement elevee. L'onde electrique, 41, N 409, 370-381 (1961). См.также "Экспресс-информация", сер.ВТ, № 38, реф.189, (1961), ВИНТИ.
83. E.Gottlieb and J.Giorgis.Tunnel-Diode Logic Circuits. Electronics, 36, N 27, 26 (1963).
84. A.Judenstein. Utilisation des diodes tunnel dans les circuits de communication electronique. L'Onde electrique, XLIII, N 439, 1040 (1963).
85. P.Meyers. Circuit Trends in Nanosecond Switching, Electronics, 36, 35 (1963).
86. G.P.Sarraffian. Tunnel Diode Threshold Logic. 1961 IRE Int. Conv.Rec., p. 2, 271-276.
87. W.F.Chow, Tunnel Diode Digital Circuitry. IRE Trans. EC-9, N 3, 295-301 (1960).

88. W.F.Chow, Tunnel Diode Logic Circuits. Tolerance determines number of inputs and outputs. Electronics, 33, N 26, 103-107, (1960).
89. G.W.Neff et al., Esaki Diode Logic Circuits. IRE TRANS., EC-9, N 4, 423 (1960).
90. P.M.Thompson. J.Bateson. An Introduction to the Tunnel Diode as a Circuit Element. J.Brit. IRE, 22, N 1, 75-79(1961).
91. H.K.Gummel and F.M.Smits. Margin Considerations for an Esaki-Diode-Resistor Gate. The Bell Syst. Tech. Journ., XL, N 1, 243 (1961).
92. B.Rabinovici. Tunnel Diode Shift Register. Proc. IRE, 50, N 4, 1 (1962).
93. H.S.Yorke, S.A.Butler and W.G.Strom. Esaki Diode NOT-OR Logic Circuits. IRE Trans., EC-10, N 2, 183 (1961).
94. R.H.Bergman, Tunnel Diode Logic Circuits, IRE Trans., EC-9, N 4, 430 (1960).
95. R.H.Bergman, M.Cooperman and H.Ur. High Speed Circuits Using Tunnel Diodes, RCA Review, XXIII, N 2, 152 (1962).
96. M.Cooperman and R.H.Bergman. Tunnel-Resistor-New Device to Speed up Tunnel Diodes. Electronics, 36, N 28, 42 (1963).
См.также"Экспресс-информация",сер.ВТ,реф.344,(1963),ВИНИТИ.
97. Brian E. Sear. Constant--Current Design of Tunnel-Diode Logic Circuits. IRE Trans., CT-10, N 1, 48 (1963).
98. М.С.Нейман, Г.П.Земцов. Амплитудные логические элементы на туннельных диодах. "Радиотехника", 18, № 9, 12, (1963).
99. C.K.Alford. Analysis and Design of the Twin-Tunnel-Diode Logic Circuits. 1960 IRE Wescon. Conv.Rec., p. 2, 94.

100. H.P.Kaupp and D.R.Crossby. Calculated Waveforms for Tunnel Diode Locked Pair. Proc. IRE, 49, N 1, 146-155 (1961).
101. G.B.Herzog. Tunnel-Diode Balanced-Pair Switching Analysis. RCA Review, XXIII, N 2, 187 (1962).
102. J.J.Gibson. An Analysis of the Effects of Reactances on the Performance of the Tunnel-Diode Balanced-Pair Logic Circuit. RCA Review, XXIII, N 4, 457 (1962).
103. W.Mead and A.Wolterman. Considerations in the Design of a Goto Logical System. IRE Trans. NS-9, N 1, 228 (1962).
104. H.S.Miller and R.A.Powlus. An Evaluation on Tunnel-Diode Balanced-Pair Logic Systems. RCA Review, XXIII, N 4, 489 (1962).
105. Michael Lorant. New Tunnel Diode Circuits Use as High-Speed Computer Elements. Wireless World, 68, N 9, 445-446 (1962).
106. J.Amodei and W.F.Kosonocky. High Speed Logic Circuits Using Common-Base Transistors and Tunnel Diodes. RCA Review, XXII, N 4, 669 (1961).
107. W.V.Harrison and R.S.Foote. Tunnel Diodes Increase Digital Circuit Switching Speeds. Electronics, 34, N 32, 154 (1961).
108. W.V.Harrison and R.S.Foote. High Speed Switching Circuitry Using Tunnel Diodes. IRE Trans., CT-8, N 4, 468 (1961).
109. A.Hemel. A Study of Tunnel Diodes for Digital Electronic Circuits. Proc. Nat. Electronics. Conf. Chicago, Ill., XVII, 163 (1961).
110. H.S.Miller. High Speed Arithmetic Employing Tunnel Diodes. RCA Review, XXIV, N 1, 47 (1963).
111. P.I.Langlois. Tunnel Diodes Boost TRL Speed. Electronics, 36, N 19, 50 (1963). См. также "Экспресс-информация", сер. ВТ, № 37, (1963), ВИНТИ.

112. W.R.Smith and A.V.Pohm. A New Approach to Resistor-Transistor-Tunnel-Diode Nanosecond Logic. IRE Trans. EC-11, N 5, 658 (1962).
См. также "Экспресс-информация", сер. ВТ; № 15, (1963), ВИНТИ.
113. Y.C.Hwang, H.Raillard. An Analysis and Tolerance Study of a New Pumped Tunnel Diode-Transistor Logic Circuit. Proc. Nat. Electronics Conf., Chicago, Ill., XVII, 177 (1961).
114. S.B.Akers, E.P.Stabler. Logic Design and Implementation in a Pumped Tunnel-Diode-Transistor Logic System. IRE Trans., CE, N 66, 282 (1963).
См. также "Экспресс-информация", сер. ВТ, № 39, (1963), ВИНТИ.
115. Tunnel-Diode Transistor Provides Fast Logic. Electronics, 35, N 1, 72 (1962).
116. Brian E. Sear. Charge Controlled Nanosecond Logic Circuitry. Proc. IEEE, 51, N 9, 1215 (1963).
117. P.Chow and I.Cubert. A Key to Nanosecond Switching-Combining Tunnel and Charge-Storage Diodes. Electronics, 36, N 42, 42 (1963).
118. B.Rabinovici and C.A.Renton. Tunnel-Diode Full Binary Adder. Proc. IRE, 49, N 7 (1961).
119. C.A.Renton and B.Rabinivici. Tunnel-Diode Full Binary Adder. IRE Trans., EC-11, N 2, 213 (1962).
120. W.H.Ko. Unique Tunnel-Diode Circuit Performs Odd-and-Even Logic. Electronics, 35, N 42, 61 (1962).
121. R.A.Kaenel. Hysteresis-Free Tunnel-Diode Amplitude Com-

122. Y.Hazoni. Circuit a plusieurs etats stables utilisant des diodes tunnel. Nucl.Instr. and Meth., 10, N 3, 229(1961).
123. W.G.Trabold. Tunnel Diodes Save Parts Continuous Readout of Magnetic Cores. Electronics, 36, N 36, 38 (1963).
124. T.A.Smey, A.V.Pohm. Design of Logic Circuits Using Thin Films and Tunnel Diodes. Electronics, 34, N 37, 59(1961).
125. R.E.Morgan. Tunnel Diode-Saturable Reactor Insulated Control Amplifier. IEEE Trans., CE, N 66, 292 (1963).
126. J.A.Rajchman. Computer Memories: A Survey of the State-of-the-Art. Proc. IRE, 49, N 1, 104-127 (1961).
127. J.A.Rajchman. Computer Memories-Possible Future Developments. RCA Review, XXIII, N 2, 137 (1962).
128. А.А.Иванов, Л.А.Маталин. Быстродействующее промежуточное запоминающее устройство на туннельных диодах. ПТЭ, №2, 81(1963)
129. Ш.И.Барилко, А.А.Зарецкий. Промежуточная память на туннельных диодах для многоканального временного анализатора. Препринт ОИЯИ, 1301, Дубна, (1963).
130. Digital Applications of Magnetic Devices. Edited by Albert I. Meyerhoff, John Wiley and Sons Inc., NY-L(1960).
131. M.M.Kaufman. A Tunnel Diode Tenth Microsecond Memory. 1960 IRE Int. Conv.Rec., p. 2, 114 (1960).
132. J.M.Tyszka. Tunnel-Diode Memory. Electr. Commun., 37, N 4, 387-397 (1962).
См. также "Экспресс-информация, сер. ВТ, №19, реф. 89, ВИНТИ, (1963
133. J.Y.Payton. A Practical Non-Destructive Random Access Tunnel Diode Memory. 1962 Wescon, 2.1.

134. C.M.Wine, L.S.Cosentino. Experimental Tunnel-Diode Electro-magnetic Delay Line Storage Registers. Proc. IEEE, 51, N 4, 625-626 (1963).
См. также "Экспресс-информация", сер. ВТ, №36, реф. I64, ВИНТИ (1963)
135. Б.Н.Кононов, А.С.Сидоров. Применение туннельных диодов в узлах электронно-физической аппаратуры. Труды 5-ой научно-технич. конф. по ядерн. электронике, I, I69, Госатомиздат, М, (1962)
136. G.N.Roberts. Tunnel Diodes. Electronic Technology, 37, N 6, 217-222 (1960).
137. В.С.Изох, М.К.Ефимчик. Пересчетная схема на туннельных диодах. ПТЭ, № 3, 86-87, (1962).
138. R.Sugarman et al., 100-Mc Counting System. Proc. of International Atomic Energy Agency. Belgrade Conf. III, 3, Vienna (1962). См. также
R.Sugarman et al. 100 Megacycle Counting System, rep. BNL 5390, Upton, N.Y., USA.
139. Y.Hazoni. A Fast Flip-Flop Circuit Utilizing Tunnel Diodes. Nucl.Instr. and Meth. 13, N 1, 95 (1961).
140. V.Uzunoglu. A Bistable Flip-Flop Circuit Using Tunnel Diodes. Proc. IRE, 49, N 9, 1440 (1961).
141. R.A.Kaenel. One Tunnel-Diode Flip-Flop. Proc. IRE, 49, N 2, 622 (1961).
142. Hanoch Ur. Tunnel-Diode Binary Circuit . Proc. IRE, 49, N 6, 1092 (1961).
143. A.L.Whetstone et al., One-Tunnel-Diode Binary. Proc. IRE, 49, N 9, 1445 (1961).

144. I.F.Banzhaf III and H.S.Katzenstein. One-Tunnel-Diode Flip-Flop. Proc. IRE, 50, N 2, 212 (1962).
145. Henry Guckel. One-Tunnel-Diode Flip-Flop H.F.Behaviour. Proc. IRE, 49, N 11, 1685 (1961).
146. Hanoch Ur. Tunnel Diode High Speed Circuits, Proc. Int. Conf. on Instrumentation for High-Energy Physics, Berk., 45 (1960).
147. Thomas Maguire. Electro-optical developments highlight NEREM, Electronics, 34, N 45, 73-77 (1961).
См. также "Экспресс-информация" сер. "Радиотехника СВЧ", № 12, реф. 69, ВИНТИ, (1962).
148. F.Bartoccini et al., Tunnel Diode and Common-Base Transistor Circuit in Fast Electronics and Fast Decade Transistor Scalers. Comitato Nazionale Energia Nucleare, PT/EL (62)18. Roma. dicembre 1962.
149. Fred P. Heiman. 100-Mc Tunnel-Diode Ring Counter. Proc. IRE, 49, N 7, 1215 (1961).
150. E.Baldinger et al. Untersetzter mit Tunnelioden. Helvetica Physica Acta. XXXIV, N 4-5, 237-241 (1962).
151. Philip Spiegel. High Speed Scaler Using Tunnel Diodes. Rev.Sci.Instr., 31, N 7, 754 (1960).
152. А.А.Курашов, Г.П.Мельников. Применение туннельных диодов в приборах экспериментальной ядерной физики. Труды 5-ой научно-технической конференции по ядерной электронике, I, 185-197, Госатомиздат, М., (1962).
153. John D. Mc Gervy. A Pulse Resolver Using Tunnel Diodes. Nucl. Instr. and Meth. 14, N 3, 351 (1961).
154. B.Rabinovici. Tunnel Diode Decade Counter. Rev.Sci.Instr. 33, N 12, 1391-1392 (1962).
155. R.A.Kaenel. High-Speed Analog-to-Digital Converters Utilizing Tunnel Diodes. IRE Trans. EC-10, N 2, 273 (1961).

156. Hans R.Schinder. Using the Latest Semiconductor Circuits in a UHF Digital Converter. *Electronics*, 36, N35, 37-40 (1963).
157. A.A.Fleischer and Edwards Johnson. New Digital Conversion Method Provides Nanosecond Resolution. *Electronics* 36, N18, 55-57 (1963).
158. Y.Hazoni. Convertisseur analogique numerique rapide. *Comptes Rendus*, 251, N3, 343 (1960).
159. М.Клейн, Г.Морган, М.Аронсон. Цифровая техника для вычислений и управления. Пер.с англ., ИЛ, (1960).
160. C.Infante and V.Pellegrini. Review and Evaluation of Integral Discriminator Circuits. *Proc. Int. Conf. on Instrum. for High-Energy Physcis, Berk., Intersci. Publishers,75,N.Y.-L.* (1961).
161. J.P.Duchemin et J.Mey. Discriminateur d'amplitude et echelle 200 megahertz. *Proc. of Intern. Atomic Energy Agency Belgrade Conference, III, 15, Vienna (1962).*
162. H.Verweij.A 100 Mc/s Discriminator and Scaler. *Nucl.Instr. and Meth.* 20, 323-329 (1963). См.также H.Verweij. A Fast Trigger Unit, CERN, Geneva, NP Electronics Group, Note 60-3, April (1961).
163. A.Adler et al. 100 Mc/s Tunnel-Diode Discriminator and Pulse-Shaper. *Nucl.Instr. and Meth.*, 13, N 2, 197-200(1961).
164. T.Hvam and M.Smedsdal. A Voltage-Sensitive Tunnel Diode Discriminator. *Nuclear Instruments and Methods*, 24, N1, 55-56 (1963).

165. P.K.Orman. A Synchronizing Discriminator for Scintillation Counter Pulses. Nucl.Instr. a. Meth. 21,N1,121-125(1963).
166. R.M.Sugarman and W.A.Higinbotham. Nanosecond Counter System Proc. Int. Conf. on Instrumentation for High-Energy Physics, Berkeley, 54, Sept. (1960).
167. Samaun. Tunnel Diodes for Low-Level Triggers. Electronics, 34, N47, 52-53(1961).
168. J.Lacour. Circuits Impulsionnels Fondamentaux a Diodes Tunnel. L'Onde electrique, XLI, N414,745(1961).
169. Y.Hazoni. A Tunnel Diode Univibrator and Pulse Height Discriminator. Nucl.Instr. and Meth. 10,N3,231-233(1961).
170. G.Verroust et C.Victor. Utilisation des diodes tunnel et diodes PNP en electronique rapide dans les dispositifs de discrimination et de comptage en physique nucleaire. Proc. of International Atomic Energy Agency Belgrade Conference. III, 19, Vienna (1962).
171. S.Gorodetzky et al. Sur une circuit rapide de mise en forme a seuil réglable utilisant des diodes tunnel. Nucl.Instr. a. Meth. 13, N3,282(1961).
172. C.Infante. F.Pandarese. Tunnel Diodes Stabilize Coincidence Circuit. Electronics 34, N46, 133-135(1961).
173. R.Van Zurk. Circuit discriminateur d'amplitude utilisant des diodes "tunnel". Nucl.Instr. a. Meth., 16, N2,157(1962).
174. В.В.Изох, В.П.Багринцев. формирование импульсов с использованием туннельных диодов. ПТЭ, № 5, I20-I22, (1963).
175. G.C.Bret and Erwin F.Shrader. Fast Tunnel Diode Circuits for NaI(Tl) Detectors. NuclInstr. a. Meth. 13,N2,177-182(1961).

176. Paolo Franzini. Tunnel Diode Nanosecond Coincidence Circuit. Rev.Sci.Instr. 32, N11, 1222 (1961).
177. И.А.Голутвин, Ю.В.Заневский. Система универсальных модулей для сцинтилляционных счетчиков. Препринт ОИЯИ, I424, Дубна, (1963).
178. A.Whetstone and S.Kounosu. Nanosecond Coincidence Circuit Using Tunnel Diodes. Rev.Sci.Instr. 33, N 4, 423 (1962).
179. C.Wiegand. Electronic Counter Technique at Berkeley. Nucl.Instr. a. Meth. 20, 313-318 (1963).
180. S.Gorodetzky et al. Circuit de coincidence a diodes tunnel. Nucl.Instr. a. Meth. 14, N2, 205-208 (1961).
181. И.Львис, Ф.Уэлс. Миллимикросекундная импульсная техника, III, 1956
182. Arthur E.Bjerke et al. Pulse Shaping and Standardizing of Photomultiplier Signals for Optimum Timing Information Using Tunnel Diodes. Nucl.Instr. a. Meth. 15, N3, 249-267 (1962).
183. Quentin A.Kerns et al. Tunnel Diode Discriminator. Proc. Intern.Conf. on Instrum. for High-Energy Physics, Berkely, 1960, Interscience Publishers, N.Y.-L., 62 (1961).
184. F.Pandarese and F.Villa. Tunnel Diode Fast Discriminator Circuit. Nucl.Instr. a. Meth. 20, 319-322 (1963).
185. M.Kanter and U.Galil. Simple Tunnel Diode Coincidence Circuit for Liquid Scintillation Counting. Rev.Sci.Instr. 32, N 11, 1259 (1961).
186. J.Hayashi, N.Yoshimura. Fast Counting Circuits for the Pulsed Accelerators. Proc. of Int. Atomic Energy Agency Belgrade Conference, III, 157, Vienna (1962).

187. И.Ф.Колпаков. Многоканальная схема совпадений-антисовпадений
наносекундного диапазона на полупроводниковых элементах.
Препринт ОИЯИ, I4I7, Дубна, (1963).
188. Meir Birk et al. Electronic Variable Delay For Tracing
Characteristic Curves of Coincidence Circuits and Time-to-
to-Height Converters. Rev.Sci.Instr. 34, N9, 1026 (1963).

Дополнительная литература

Физические свойства, конструирование и параметры

1. Туннельные диоды. Сб. статей под ред. В.И. Фистуля, ИЛ, 1961.
2. Daten von Tunnel-Dioden. Elektronik, 9 Jg, N6 (1960).
3. W.W. Gartner. Tunnel-Dioden. Elektronische Rundschau, 14 Jg, N7 (1960).
4. H.J. Hartmann et al. Die Tunnelodiode. Zeitschrift fur Instrumentkunde, 69 Jg, Heft 4 (1961).
5. C.A. Burrus. Gallium Antimonide Esaki Diodes for High-Frequency Applications. Proc. IRE 46, N6, 1101 (1961).
6. B. Mrosewicz and E. Heasell. The Characteristics of Some Germanium Tunnel Diodes. J. of Electronics and Control, X, N6, 405 (1961).
7. A.E. Brewster. The Tunnel Diode as a Solid-State Circuit Element. J. Brit. IRE, 22, N6, 489 (1961).
8. J. Pazybylski et al. The Design and Construction of Tunnel Diodes. Journ. Brit. IRE, 22, N 6, 497 (1961).
9. E.L. Bomin and I.K. Biard. Tunnel-Diode Series Resistance. Proc. IRE, 49, N 11, 1679 (1961).
10. А.Н. Ковалев. Экспериментальное исследование зависимости отрицательного сопротивления германиевых туннельных диодов от напряжения. "Радиотехника и электроника", 7, № 8, 1416 (1962)
11. R.S.C. Cobbold, Mahabala N.H. A Tunnel Diode Analogue and Its Applications. Proc. IRE, 110, N1, 51-63 (1963).
См. также "Экспресс-информация", сер. "электроника", № 18, реф. 118, (1963); ВИНИТИ.

12. W. Bernard et al. Junction Potential Studies in Tunnel Diodes. Phys. Rev. 131, N2, 627-63 (1963). (1963), ВИНТИ. См. также "экспресс-информация", сер. "электроника", №42, реф.325,
 13. D.E. Thomas. Tunnel Diode Junction Capacitance Measurements. IEEE Trans. ED-10, N4 (1963).
 14. А.Н.Ковалев, Н.Е.Скворцова. Влияние степени легирования германия на основные радиотехнические параметры туннельных диодов. "Радиотехника и электроника", 8, № 6, 1009, (1963).
 15. В.В.Кукушкин. Туннельный диод с управляемой реактивностью. "Радиотехника и электроника", 8, № 9, (1963).
 16. A.P.Nanavati, C.A.Morato de Andrade. Tunnel Diode Junction Capacitance in the Vicinity of Built-in Voltage. Proc. IEEE, 51, N 11, 1679 (1963).
 17. G.J.Hoover and R.S.Zucker. Light Emission from Alloyed Junction GaAs. Tunnel Diodes. Proc. IEEE, 51, N9, 1237(1963).
 18. Н.А.Белова. Влияние различных легирующих примесей на вольт-амперные характеристики туннельных диодов. "Радиотехника и электроника", 8, № 12, 2091, (1963).
- Усилители, генераторы, радиотехнические применения
19. R.F.Rutz, A 3000 Mc Lumped-Parameter Oscillator using an Esaki Negative Resistance Diode. JBM Journal of Research, Oct., (1959).
 20. J.B.Schultz, H.B.Yin. Negative-Resistance Amplifier Design Electronics, 33, N22, 110 (1960).
 21. C.M.Barrack and M.C.Watkins. Tunnel Diode Relaxation Oscillators. Electronic Design, 8, 13, 54-57 (1960).
 22. E.S.Kuh and J.D.Patterson. Design Theory of Optimum Negative Resistance Amplifiers. Proc. IRE, 49, N 6, 1043 (1961).

23. S.B.Geller, P.A.Mantel. Tunnel Diode Large-Signal Equivalent Circuit. *Engineering and Instrumentation. Section C*, 66, N 1, 45-51 (1962).
24. Die oberste grenzfrequenz von Esaki-Dioden. *Elektronik*, 11, Jg, N 3, 90 (1962).
25. F.Sterrer, Stability of Tunnel-Diode Oscillators. *RCA, Review XXIII*, N 3, 396 (1962).
26. J.C.Hoover. Practical Problems in the Design of Tunnel Diode Amplifiers. 1962 Wescon. Conv. Rec. 7.4 (1962).
27. R.S.Pepper. Minimum Period of Oscillation of Tunnel-Diode Oscillators. 1962 Wescon. Conv. Rec. 1.3 (1962).
28. J.S.Docherty, R.E.Aitchinson. Waveforms in Tunnel Diode Oscillators. *Proc. IRE (Australian)* 23, N 5 (1962).
29. A.C.Scott. The Distributed Tunnel Diode Oscillator. *IEEE Trans, CT-10*, N 1, 53 (1963).
30. R.S.Pepper. Minimum Period of Electronic Oscillations. *IEEE Trans., CT-10*, N 1, 60 (1963).
31. A.S.Clorfeine. Unconditional Stability in Tunnel-Diode Amplifiers. *RCA Review*, XXIV, N 1, 94 (1963).
32. E.Gottlieb, J.Giorgis. Tunnel Diodes. Part I. Oscillators. *Electronics*, 36, N 24, 36 (1963).
33. E.Gottlieb, J.Giorgis. Tunnel Diodes. Part II. Working Beyond Transistor Capabilities. *Electronics* 36, N 25, 68 (1963).
34. E.Gottlieb, J.Giorgis. Tunnel Diodes. Part III. Mixer and Converter Circuits. *Electronics* 36, N 26 (1963).
35. B.S.Golosman, R.W.Newcomb. Natural Frequencies of Negative Resistors with Parasitics. *IEEE Trans., CE*, N 68, 527(1963).

36. Dieter Seitzer. A Diagram for Stability Gain and Bandwidth of a Linear One-Stage Tunnel Diode Amplifier. Proc. IEEE, 51, N 8, 1157 (1963).
37. Э.А.Акчурин, П.Д.Берестнев. Сверхрегенеративный усилитель на туннельных диодах. "Радиотехника", 18, № 8, 31, (1963).
38. Э.А.Акчурин, В.А.Стыблик. Исследование генераторов на туннельных диодах. "Электросвязь", № 8, 68, (1963).
39. В.В.Васильев. Максимальное произведение коэффициента передачи на полосу пропускания для преобразователя частоты на туннельном диоде. "Радиотехника и электроника", 8, № 8, 1485-1486, (1963).
40. Э.А.Акчурин, В.А.Стыблик. Генераторы на туннельных диодах с повышенной мощностью. "Радиотехника", 18, № 11, 45, (1963).
41. Л.Н.Никулина и др. Преобразователь СВЧ на туннельном диоде. "Электросвязь", № 11, 1, (1963).
42. John Reindel. The Tunnel Diode as a CW Detector. Proc. IEEE, 51, N 11, 1677 (1963).
43. John Reindel. A Tunnel Diode Super-Regenerative Detector. Proc. IEEE, 51, N 11, 1678 (1963).

Импульсная техника

44. V.S.Davidson et al. Designing with Tunnel Diodes. Electronic Design, 8, 50-55, 66-71 (1960).
45. Von Ulrich L.Rohde und Hans-Jorg Thaler. Die Anwendungen von Tunnel dioden in der Impulstechnik. Elektronik, 10Jg, N 2, 33-37 (1961).
46. J.M.Marzolf. Generating Square Waves with Tunnel Diodes and Cores. Electronics, 34, N 51 (1961).

47. E.J.Dalley. Tunnel Diode Square Wave Oscillator. Electronic Design, April 26, 36-41 (1961).
48. C.D.Todd. Tunnel Diode Application. Electrical Eng., April(1961).
49. Srers. Neue Schaltungen mit Esaki-Dioden. Elektronik, N 12, 360 (1961).
50. G.Haussmann. Unwendungen der Tunnelodiode. Elektronische Rundschau. Bd. 16, N 1, 7-21 (1961).
51. J.K.Skilling. Tunnel-Diode Switching Waveforms. Electronics, 35, N 50, 49 (1962).
52. E.Adler, B.Selikson. A Review of the Tunnel Diode. Electronic Eng. 34, N 408, 82 (1962).
53. N.Moody et al. A Four Pulse Generator for Testing Tunnel Diode Circuits. Electronic Eng. 35, N 420 (1963).

Цифровая техника

54. E.K.Beck, G.A.Brum. Experimental 100-Mc Tunnel-Diode Digital Differential Analyser. 1962 Wescon Conv. Rec., 8.3 (1962).
55. F.W.Kantor. Tunnel-Diode Gate Has Subnanosecond Rise Time. Electronics 35, N 15, 62 (1962).
56. B.A.Kaufman and J.S.Hammond. A High Speed Direct-Coupled Magnetic Memory Sense Amplifier Employing Tunnel-Diode Discriminators. IEEE Trans., EC-12, N 3 (1963).
57. E.T.Ulzurrun. Tunnel Diode Threshold Discriminator Tolerance Analysis. IEE Trans., EC-12, N3, 296 (1963).
58. H.Weinstein. A High-Speed "Compare" Circuit. IEEE Trans. EC-12, N 4, 372 (1963).

59. L.L.Williams and D.J.Hamilton. How to Make Tunnel Diodes Even More Useful. Electronics, 36, N 33, 52 (1963).
60. H.C.Josephs and J.T.Maupin. Saving Microcircuit Power with Tunnel-Diode Coupling. Electronics 36, N 34 (1963).
61. C.A.Budde. One-Stage Scaler. Electronics, 36, N 39, 32(1963).
62. W.G.Daly and J.F.Krudy. A High-Speed Arithmetic Unit Using Tunnel Diodes. IEEE Trans., EC-12, N 5, 503 (1963).
63. S.B.Geller and P.A.Manter. A 100 Megapulse Per Second Binary Counter with Impedance Steering. IEEE Trans., EC-12, N 5, 568 (1963).
64. D.B.G.Edwards and M.J.Lanigan. Tunnel Diode Storage System with Non-Destructive Read-out. The Radio and Electronic Engineering, 26, N 5, 359 (1963).
65. Brian E. Sear. The Design of Modular 250-Mc Computing Circuitry. Proc. Nat. Electronic Conf., Chicago, Ill., XIX, 158(1963).
66. J.F.Krudy and C.V.Ramamoorthy. Composite Synchronous-Asynchronous Logic Circuits for Nanosecond Computing. Proc. Nat. Elect. Conf., Chicago, Ill. XIX, 173 (1963).
67. R.Marolf. 200 Mbit/sec Pseudo Random Sequence Generator for Very Wide Band Secure Communication System. Proc. Nat. Electr. Conf., Chicago, Ill., XIX, 183 (1963).
68. W.Pelli et al. Nanosecond Analog to Digital Conversion. Proc. Nat. Electronic Conf., Chicago. Ill. XIX, 794 (1963).
69. E.S.Schlig. Tunnel-Diode-Cryotron Circuit for Interrogation of Cryotronic Systems. Proc. IEEE, 51, N 10, 1359 (1963).
70. Hilman Gutfeld. Quarzuhr mit Frequenzteilung durch Tunnel-dioden. Elektronik, N 11, 346 (1963).

Схемы физического эксперимента

71. D.L.Wieber. A Fast Wide-Range, Time-to-Height Conversion System. Nucl.Instr. and Meth., 24, N3, 269-279(1963).
72. R.Arnal, R.Bonchi. Un convertisseur analogique digital, 100 canaux, 500 nanoseconds. Colloque Int. sur l'electronique nucleaire, Paris, 25-27 Novembre (1963).
73. R.Van Zurk. Selecteur en temps nanoseconde a conversion temps-amplitude et a preselection. Colloque Int. sur l'electronique nucleaire. Paris, 25-27 Novembre (1963).
74. P.Klopf et al. A Nanosecond Time Coder with Great Analysis Range for Time-of-Flight Experiments. Colloque. Int. sur l'electronique nucleaire. Paris, 25-27, Novembre (1963).
75. J.K.Whittaker, F.W.Firk. A 100 Mc/s Digital Time-of-Flight System. Colloque Int. sur l'electronique nucleaire., Paris, 25-27, Novembre, 1963.
76. G.Fraysse et al., Dispositifs d'electronique rapide utilises dans des mesures de section efficaces de fission. Colloque Int. sur l'electronique nucleaire, Paris, 25-27, Novembre, (1963).
77. J.P.Duchemin. Ensembles de comptage a faible temps de resolution a semiconducteurs. Colloque Int. sur l'electronique nucleaire. Paris, 25-27, Novembre (1963).
78. E.Altman and S.Rozen. Transistorized Pulse Shape Discriminator. Colloque Int. sur l'electronique nucleaire, Paris, 25-27, Novembre (1963).
79. E. De Blust et al. Tunnel Diode Low Level Discriminator. Colloque. Int. sur l'electronique nucleaire., Paris, 25-27, Novembre (1963).

80. V. Polivka. An Aperiodic Amplifier Using the Tunnel Diode. Colloque Int. sur l'electronique nucleaire, Paris, 25-27, Novembre (1963).
81. А.Ф. Дунайцев. Наносекундная многократная схема совпадений и антисовпадений на туннельных диодах и транзисторах. Препринт ОИЯИ, Р-1437, Дубна (1963).
82. Ю.К. Акимов. Сцинтилляционные методы регистрации частиц больших энергий. Изд. МГУ, (1963).
83. И.А. Голутвин, Ю.В. Заневский. Быстрая наносекундная схема совпадений на транзисторах и туннельных диодах. Препринт ОИЯИ, I519, Дубна (1964).
84. И.А. Голутвин, Ю.В. Заневский. Современные схемы совпадений наносекундного диапазона, предназначенные для использования в экспериментах на ускорителях. Препринт ОИЯИ, I558, Дубна, (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

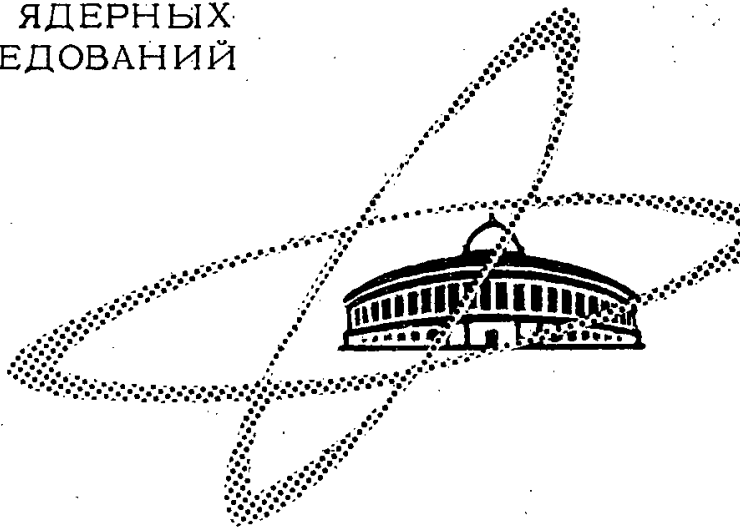
4 апреля 1964 г.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3709. Тираж 400. 6,9 уч.-изд. л.
Техн. редактор В.Р.Саранцева Апрель 1964 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

E-1659 STAT



G.A.Chilashvili, R.M.Muradyan, V.P.Shelest,
A.N.Tavkheldze

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ON AN INVESTIGATION OF THE ANALYTIC
PROPERTIES OF SCATTERING AMPLITUDES IN THE
NONRELATIVISTIC THREE-BODY PROBLEM

II

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release

2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

E-1659

Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н., Чилашвили Г.А.,
Шелест В.П.

К исследованию аналитических свойств амплитуды
рассеяния в нерелятивистской задаче трех тел II

Уравнения Фаддеева для амплитуды рассеяния в нерелятивист-
ской задаче трех тел разлагаются по парциальным волнам. Полу-
чены интегральные уравнения с ядрами, выражающимися через
амплитуды рассеяния двухчастичной задачи.

Работа издается только на английском языке.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

E-1659

G.A.Chilashvili, R.M.Muradyan, V.P.Shelest

A.N.Tavkhelidze

On an Investigation of the Analytic Properties of
Scattering Amplitudes in the Nonrelativistic Three-Body
Problem II

The Faddeev equations for the scattering amplitude in the non-relativistic three-body
problem are expanded in the partial waves. The integral equations with kernels ex-
pressed in terms of the scattering amplitudes of the two-body problem are obtained.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release search.

2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

G.A.Chilashvili, R.M.Muradyan, V.P.Shelest,
A.N.Tavkheldze

E-1659

ON AN INVESTIGATION OF THE ANALYTIC
PROPERTIES OF SCATTERING AMPLITUDES IN THE
NONRELATIVISTIC THREE-BODY PROBLEM

II

Дубна 1964

1. Introduction

Great attention has been recently paid to the study of the analytic properties of the nonrelativistic three-body scattering amplitudes in the complex k -plane^[1-4].

There exist several methods for separating the total angular momentum in the three-body problem. The first one suggested by Newton^[1] consists in separating the two relative orbital momenta and combining them in order to get the total angular momentum with the aid of the Clebsch-Gordan coefficients. Difficulties arising in the analytic continuation of the partial scattering amplitude obtained by this method have been discussed in^[2,4].

Another method of introduction of the total angular momentum has been suggested in Omnes's papers^[2]. The merit of this method is demonstrated in investigating the three-body problem in the absence of the bound states.

In the following we present a recipe of introducing the total angular momentum which is convenient to study the problems of scattering on the bound state. Notice that this method is easily generalized to the $N(N > 3)$ body problem where one can use, e.g., the Weinberg equations.

2. The kinematics of the three-body system

Let us consider the problem of scattering of a particle with mass m_1 on the bound state of two other particles with masses m_2 and m_3 . The particles interact through the two-body spherically-symmetrical potentials.

The state of the three-body system can be characterized by the three momenta $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3$. In place of these it is convenient to introduce momenta corresponding to the well-known Jacobi coordinates: $(\vec{K}, \vec{k}_{23}, \vec{p}_1)$

$$\begin{aligned}\vec{K} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 \\ \vec{k}_{23} &= \frac{m_3 \vec{k}_2 - m_2 \vec{k}_3}{m_{23}} \\ \vec{p}_1 &= \frac{1}{M} \{ m_1 (\vec{k}_2 + \vec{k}_3) - m_{23} \vec{k}_1 \}\end{aligned}\tag{2.1}$$

where \vec{K} is the total momentum of the system, \vec{k}_{23} is the relative momentum of particles 2 and 3, \vec{p}_1 is the momentum of the particle 1 with respect to the center-of-mass of the two other particles, M is the total mass of the system

$$M = m_1 + m_2 + m_3 \quad (2.2)$$

and

$$m_{23} = m_2 + m_3 \quad (2.3)$$

Other possible sets of variables, $(\vec{K}, \vec{k}_{31}, \vec{p}_2)$ and $(\vec{K}, \vec{k}_{12}, \vec{p}_3)$ are determined in a similar way.

In the center of mass system we have

$$\begin{aligned} \vec{K} &= 0 \\ \vec{k}_{23} &= \frac{m_3 \vec{k}_2 - m_2 \vec{k}_3}{m_{23}} \\ \vec{p}_1 &= \vec{k}_2 + \vec{k}_3 \end{aligned} \quad (2.4)$$

and the same for sets of variables $(\vec{K}, \vec{k}_{31}, \vec{p}_2)$ and $(\vec{K}, \vec{k}_{12}, \vec{p}_3)$.

Thus, in the center-of-mass system the state of the three-body system can be described by the total momentum of two particles (which is equal to the momentum of a remaining particle but with opposite sign) and by the momentum of the relative motion of these two particles^{x)}.

We shall describe the state of the system by the state vectors $|\Psi\rangle$ which form the Hilbert space. In this space as a basis we can choose the set of vectors $|\vec{k}_{23}, \vec{p}_1\rangle$ possessing the orthonormality and completeness properties:

$$\langle \vec{k}'_{23}, \vec{p}'_1 | \vec{k}_{23}, \vec{p}_1 \rangle = \delta(\vec{k}_{23} - \vec{k}'_{23}) \delta(\vec{p}_1 - \vec{p}'_1) \quad (2.5)$$

$$\int |\vec{k}_{23}, \vec{p}_1\rangle \langle \vec{k}_{23}, \vec{p}_1| d\vec{k}_{23} d\vec{p}_1 = 1 \quad (2.6)$$

As another basis a complete set of vectors $|IM \ell_{23} m_{23} \vec{k}_{23} \vec{p}_1\rangle$ can be chosen where I, M are the total angular momentum of the system and its projection on an arbitrary axis, ℓ_{23} and m_{23} are the orbital momentum, of the

x) The Dalitz variables⁷⁾ which are specified in two different inertial systems are convenient for relativistic problems^{8,9)} In the nonrelativistic case they are identical to the Jacobi coordinates used by us.

relative motion of particles 2 and 3 and its projection on \vec{p}_1 , respectively, and $k_{23} = |\vec{k}_{23}|$, $p_1 = |\vec{p}_1|$. The orthonormality and completeness relations for these vectors are of the form

$$\langle I^M \ell'_{23} m'_{23} k'_{23} p'_1 | I^M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 \rangle = \delta_{ll'} \delta_{MM'} \delta_{\ell'_{23} \ell_{23}} \times$$

$$\times \delta_{m'_{23} m_{23}} \frac{\delta(k_{23} - k'_{23})}{k_{23}^2} \frac{\delta(p_1 - p'_1)}{p_1^2} \quad (2.7)$$

$$\sum_{I^M \ell m} \int | I^M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 \rangle \langle I^M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 | \cdot k_{23}^2 p_1^2 dk_{23} dp_1 = 1 \quad (2.8)$$

These bases are linked by the following transformation function

$$\langle I^M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 | \vec{k}_{23} \vec{p}_1 \rangle = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} D^I_{M m_{23}}(\vec{p}_1) \times$$

$$\times Y_{\ell_{23} m_{23}}(\vec{k}_{23}) \frac{\delta(k_{23} - k'_{23})}{k_{23}^2} \frac{\delta(p_1 - p'_1)}{p_1^2} \quad (2.9)$$

where $D^I_{M m_{23}}(\vec{p}_1)$ is the Wigner function.

The transformation functions $\langle I^M \ell_{31} m_{31} k_{31} p_2 | \vec{k}_{31} \vec{p}_2 \rangle$ and $\langle I^M \ell_{12} m_{12} k_{12} p_3 | \vec{k}_{12} \vec{p}_3 \rangle$ can be written analogously.

3. Expansion of the Faddeev equations for the wave function in partial waves

Let us consider the Faddeev equations for scattering of particle 1 on the bound state of other particles:

$$|\Psi^{(1)}\rangle = |\Phi_{23}\rangle - G_0(z) T_{23}(z) \{ |\Psi^{(2)}\rangle + |\Psi^{(3)}\rangle \}$$

$$|\Psi^{(2)}\rangle = -G_0(z) T_{31}(z) \{ |\Psi^{(1)}\rangle + |\Psi^{(3)}\rangle \} \quad (3.1)$$

$$|\Psi^{(3)}\rangle = -G_0(z) T_{12}(z) \{ |\Psi^{(1)}\rangle + |\Psi^{(2)}\rangle \}$$

Here $G_0(z)$ is the free Green function

$$G_0(z) = \{ H_0 - z \}^{-1} \quad (3.2)$$

where H_0 is the total kinetic energy which is expressed in terms of the Jacobi variables

$$H_0 = -\frac{1}{2\mu_{23}} \Delta_{23} - \frac{1}{2\mu_1} \Delta_1 = -\frac{1}{2\mu_{31}} \Delta_{31} - \frac{1}{2\mu_2} \Delta_2 = -\frac{1}{2\mu_{12}} \Delta_{12} - \frac{1}{2\mu_3} \Delta_3 \quad (3.3)$$

$$\mu_{ik} = \frac{m_i m_k}{m_{ik}}; \quad \mu_\ell = \frac{m_\ell m_{ik}}{M}; \quad i, k \neq \ell \quad (3.4)$$

and

$$z = \frac{p_1^2}{2\mu_1} - \epsilon_{23} + i\eta; \quad \eta \rightarrow 0 \quad (3.5)$$

where ϵ_{23} is the binding energy of particles 2 and 3. The operators T_{ik} satisfy the equations

$$T_{ik}(z) = V_{ik} - V_{ik} G_0(z) T_{ik}(z) \quad (3.6)$$

where V_{ik} denotes the two-body potentials.

The initial state is characterized by the state vector

$$|\Phi_{23}\rangle = |\Phi_{23}\rangle_{\vec{p}_1}^{\circ} \ell_{23}^{\circ} m_{23}^{\circ} \epsilon_{23}^{\circ} = \int d\vec{q} \phi_{\ell_{23}^{\circ} m_{23}^{\circ} \epsilon_{23}^{\circ}}(\vec{q}) |q\rangle_{\vec{p}_1}^{\circ} \quad (3.7)$$

where

$$\phi_{\ell_{23}^{\circ} m_{23}^{\circ} \epsilon_{23}^{\circ}}(\vec{q}) = \phi_{\ell_{23}^{\circ} \epsilon_{23}^{\circ}}(\vec{q}) Y_{\ell_{23}^{\circ} m_{23}^{\circ}}(\vec{q}) \quad (3.8)$$

is the wave function of the bound state of particles 2 and 3 in the momentum representation.

To expand the set of equations (3.1) in partial wave we need the following matrix elements

$$\begin{aligned} & \langle I' M' \ell'_{23} m'_{23} k'_{23} p'_1 | G_0(z) | I M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 \rangle = \\ & = \delta_{I'I'} \delta_{MM'} \delta_{\ell_{23}\ell'_{23}} \delta_{m_{23}m'_{23}} \frac{\delta(k_{23}-k'_{23})}{k_{23}^2} \frac{\delta(p_1-p'_1)}{p_1^2} G_0(k_{23} p_1 z) \end{aligned} \quad (3.9)$$

where

$$G_0(k_{23} p_1 z) = \left(\frac{k_{23}^2}{2\mu_{23}} + \frac{p_1^2}{2\mu_1} - z \right)^{-1} \quad (3.10)$$

and

$$\begin{aligned} & \langle I' M' \ell'_{23} m'_{23} k'_{23} p'_1 | T_{23}(z) | I M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 \rangle = \\ & = \delta_{II'} \delta_{MM'} \delta_{\ell_{23} \ell'_{23}} \delta_{m_{23} m'_{23}} \frac{\delta(p_1 - p'_1)}{p_1^2} \times \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\times \langle k'_{23} | t_{23}^{\ell_{23}}(z - \frac{p_1^2}{2\mu_1}) | k_{23} \rangle$$

here $t_{23}^{\ell_{23}}(\xi)$ is a partial two-body scattering amplitudes outside the energy surface and satisfies the equation

$$\begin{aligned} & \langle k'_{23} | t_{23}^{\ell_{23}}(\xi) | k_{23} \rangle = \langle k'_{23} | V_{23}^{\ell_{23}} | k_{23} \rangle - \\ & - \int \frac{d q_{23} q_{23}^2 \langle k'_{23} | V_{23} | q_{23} \rangle \langle q_{23} | t_{23}^{\ell_{23}} | k_{23} \rangle}{\frac{q_{23}^2}{2\mu_{23}} - \xi} \end{aligned} \quad (3.12)$$

in this case

$$\langle k'_{23} | V_{23}^{\ell_{23}} | k_{23} \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} j_{\ell_{23}}(k'_{23} r) j_{\ell_{23}}(k_{23} r) V(r) r^2 dr \quad (3.13)$$

where $j_{\ell_{23}}$ are the Bessel spherical functions.

The matrix elements of the operators $T_{31}(z)$ and $T_{12}(z)$

$$\langle I' M' \ell'_{31} m'_{31} k'_{31} p'_2 | T_{31}(z) | I M \ell_{31} m_{31} k_{31} p_2 \rangle \quad (3.14)$$

$$\langle I' M' \ell'_{12} m'_{12} k'_{12} p'_3 | T_{12}(z) | I M \ell_{12} m_{12} k_{12} p_3 \rangle$$

can be written in a similar way.

In expanding the set (3.1) in partial waves it is convenient to write the first equation in the basis $| I M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 \rangle$, the second one in $| I M \ell_{31} m_{31} k_{31} p_2 \rangle$ and the third equation in the basis $| I M \ell_{12} m_{12} k_{12} p_3 \rangle$. Multiplying the set of the equations (3.1) by the appropriate bra vectors we get

$$\begin{aligned} & \langle I M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 | \Psi^{(1)} \rangle = \langle I M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 | \Phi \rangle_{\substack{1 \\ 23}} \langle \ell_{23} m_{23} \epsilon_{23} | \\ & - \langle I M \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 | G_0 T_{23} \{ | \Psi^{(2)} \rangle + | \Psi^{(3)} \rangle \} \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\langle f_{M \ell_{31} m_{31} k_{31} p_2} | \Psi^{(2)} \rangle = - \langle f_{M \ell_{31} m_{31} k_{31} p_2} | G_0 T_{31} \{ | \Psi^{(1)} \rangle + | \Psi^{(3)} \rangle \}$$

$$\langle f_{M \ell_{12} m_{12} k_{12} p_3} | \Psi^{(3)} \rangle = - \langle f_{M \ell_{12} m_{12} k_{12} p_3} | G_0 T_{12} \{ | \Psi^{(1)} \rangle + | \Psi^{(2)} \rangle \}$$

Making use of (3.17) and (3.8) for the initial state in the basis $\langle f_{M \ell_{28} m_{28} k_{28} p_1} |$ we have

$$\begin{aligned} \Phi_{f_{M \ell_{28} m_{28} k_{28} p_1}} &= \langle f_{M \ell_{28} m_{28} k_{28} p_1} | \Phi \rangle = \int_{p_1^0}^{\vec{p}_1^0} \int_{\ell_{28}^0}^{\vec{\ell}_{28}^0} \int_{m_{28}^0}^{\vec{m}_{28}^0} \int_{\epsilon_{28}^0}^{\vec{\epsilon}_{28}^0} = \\ &= \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} D_{M m_{28}}^l(p_1^0) \delta_{\ell_{28}^0}^{\vec{\ell}_{28}^0} \delta_{m_{28}^0}^{\vec{m}_{28}^0} \frac{\delta(p_1 - p_1^0)}{p_1^2} \phi_{\ell_{28}^0 \epsilon_{28}^0}(k_{28}) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Introducing the following notation

$$\Psi_{f_{M \ell} m}^{(i)}(k p) = \langle f_{M \ell} m k p | \Psi^{(i)} \rangle \quad (3.17)$$

and using (2.6), (2.8), (3.9), (3.11), (3.16) and (3.13) we obtain

$$\begin{aligned} \Psi_{f_{M \ell_{28} m_{28}}^{(1)}}(k_{28} p_1) &= \Phi_{f_{M \ell_{28} m_{28} k_{28} p_1}} - G_0(p_1, k_{28}, z) \times \\ &\times \int d k'_{28} \int_{\ell_{28}^0}^{\vec{\ell}_{28}^0} \int_{m_{28}^0}^{\vec{m}_{28}^0} \int_{\epsilon_{28}^0}^{\vec{\epsilon}_{28}^0} \{ \Psi_{f_{M \ell_{28} m_{28}}^{(2)}}(k'_{28} p_1) + \Psi_{f_{M \ell_{28} m_{28}}^{(3)}}(k'_{28} p_1) \} \\ \Psi_{f_{M \ell_{31} m_{31}}^{(2)}}(k_{31} p_2) &= - G_0(p_2, k_{31}, z) \int d k'_{31} \int_{\ell_{31}^0}^{\vec{\ell}_{31}^0} \int_{m_{31}^0}^{\vec{m}_{31}^0} \int_{\epsilon_{31}^0}^{\vec{\epsilon}_{31}^0} \times \\ &\times \int_{\ell_{31}^0}^{\vec{\ell}_{31}^0} \int_{m_{31}^0}^{\vec{m}_{31}^0} \int_{\epsilon_{31}^0}^{\vec{\epsilon}_{31}^0} \{ \Psi_{f_{M \ell_{31} m_{31}}^{(1)}}(k'_{31} p_2) + \Psi_{f_{M \ell_{31} m_{31}}^{(3)}}(k'_{31} p_2) \} \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{f_{M \ell_{12} m_{12}}^{(3)}}(k_{12} p_3) &= - G_0(p_3, k_{12}, z) \int d k'_{12} \int_{\ell_{12}^0}^{\vec{\ell}_{12}^0} \int_{m_{12}^0}^{\vec{m}_{12}^0} \int_{\epsilon_{12}^0}^{\vec{\epsilon}_{12}^0} \times \\ &\times \int_{\ell_{12}^0}^{\vec{\ell}_{12}^0} \int_{m_{12}^0}^{\vec{m}_{12}^0} \int_{\epsilon_{12}^0}^{\vec{\epsilon}_{12}^0} \{ \Psi_{f_{M \ell_{12} m_{12}}^{(1)}}(k'_{12} p_3) + \Psi_{f_{M \ell_{12} m_{12}}^{(2)}}(k'_{12} p_3) \} \end{aligned}$$

To link the functions of (3.18) written in different bases we employ the formula

$$\Psi_{IM \ell_{23} m_{23}}^{(1)}(k_{23} p_1) = \int d k_{31} d p_2 k_{31}^2 p_2^2 \times \quad (3.19)$$

$$\times \sum_{\ell_{31} m_{31}} \langle IM \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 | IM \ell_{31} m_{31} k_{31} p_2 \rangle \Psi_{IM \ell_{31} m_{31}}^{(1)}(k_{31} p_2)$$

and so on, where the quantities like $\langle IM \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 | IM \ell_{31} m_{31} k_{31} p_2 \rangle$ are referred to as recoupling coefficients ^{/10/} and given by

$$\langle IM \ell_{23} m_{23} k_{23} p_1 | IM \ell_{31} m_{31} k_{31} p_2 \rangle = A \delta_{II'} \delta_{MM'} \times \quad (3.20)$$

$$\times \delta \left(\frac{k_{23}^2}{2\mu_{23}} + \frac{p_1^2}{2\mu_1} - \frac{k_{31}^2}{2\mu_{31}} - \frac{p_2^2}{2\mu_2} \right) \sqrt{(2\ell_{23} + 1)(2\ell_{31} + 1)} \times$$

$$\times d_{m_{23} m_{31}}^{\ell_{23}}(\chi) d_{m_{23}}^{\ell_{23}}(\theta_{23}) d_{m_{31}}^{\ell_{31}}(\theta_{31})$$

Here χ is the angle between \vec{k}_1 and \vec{k}_2 , θ_{23} is the angle between \vec{k}_1 and \vec{k}_{23} , θ_{31} is the angle between \vec{k}_2 and \vec{k}_{31} and A is definite constant.

Thus, using (3.19) we obtain the set of integral equations for partial waves.

The merit of these equations is that their kernels contain no Clebsch-Gordan coefficients but are expressed in terms of the Wigner D -function possessing the well-known analytic properties in the total angular momentum.

The latter circumstance will play an essential role in investigating the analytic continuation of the Faddeev functions in the total angular momentum ^{/11/}.

In conclusion we express our gratitude to N.N.Bogolubov, A.A.Logunov, B.A.Arbusov, O.A.Khrustalev and A.T.Filippov for valuable discussions.

References

1. R. Newton. Nuovo Cim. 29, 400 (1963).
2. R. Omnes. Preprint UCRL-11162 (1963), 11186 (1963), 11219 (1963).
3. M. MacMillan. Preprint, Cambridge, August (1963).
4. И.Ш.Вашакидзе, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, Г.А.Чилашвили, В.П.Шелест
Препринт ОИЯИ, Р-1882, Дубна, 1964.
5. Л.Д.Фаддеев. ЖЭТФ, 29, стр.1459 (1960).

6. Weinberg. Phys. Rev. 133, B232 (1964).
7. Dalitz. Phys. Rev. 94, 1046 (1954).
8. М.И.Широков. ЖЭТФ, 39, 633 (1960).
9. К.А.Тер-Мартirosян. ЖЭТФ, 44, 341 (1963).
10. Wick. Annals of Phys. 18, 65 (1962).
11. Tamarkin. Ann. of Math. 28, 127 (1927).

Received by Publishing Department
on April 28, 1964.

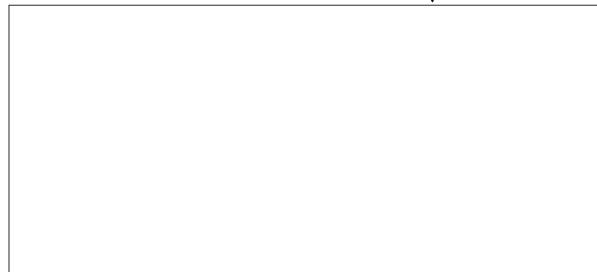
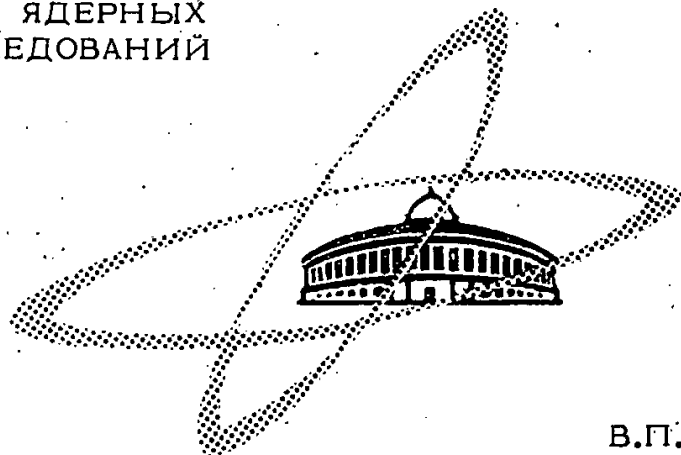
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3758. Тираж 430. 0,6 уч.-изд. л.
Техн. ред. В.Р.Саранцева Май 1984 г.
Перевод И.С.Зарубиной.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1876

STAT



В.П. Зрелов

НЕИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ
ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release ^{КОВ}
2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

В статье рассмотрены две неиспользованные возможности создания черенковских счетчиков полного внутреннего отражения для строго коллимированных пучков частиц. Обе возможности основаны на большой чувствительности направления выхода черенковского излучения из радиатора от угла черенковского излучения, который близок к углу полного внутреннего отражения.

В одном варианте измеряется угол преломления черенковского излучения на грани радиатора, перпендикулярной направлению движения частицы, а в другом - на гранях радиатора, параллельных направлению скорости частицы.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Zrelov V.P.

On Some Possibilities of Total Reflection Cherenkov Counters

Two possibilities, which were not yet used, of constructing total reflection Cherenkov counters for well - collimated particle beams are treated. Both possibilities are based on a strong dependence of the direction of the Cherenkov radiation yield from the radiator upon the angle of the Cherenkov radiation which is close to the total reflection one. The first possibility is concerned with a measurement of the refraction angle for the Cherenkov radiation on the radiator edge perpendicular to the direction of particle motion and the other possibility considers the case when the particles are travelling parallel to the radiator edges.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release
2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

P - 1676

В.П. Зрелов

НЕИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ
ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Направлено в ПТЭ

В в е д е н и е

Черенковские счетчики полного внутреннего отражения, или, сокращенно, п.в.о., использовались уже неоднократно^{/1-4/}, но все они имели разрешающую способность по скоростям не лучше чем $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 10^{-2}$.

В настоящей заметке рассмотрены два возможных варианта черенковских счетчиков п.в.о., которые в принципе позволяют получать существенно лучшее разрешение, не уступающее даже разрешающей способности дифференциальных газовых черенковских счетчиков.

Основная идея улучшения разрешающей способности черенковского счетчика п.в.о. заключается в использовании комбинации счетчика п.в.о. и дифференциального черенковского счетчика.

Известно, что разрешающая способность дифференциального черенковского счетчика определяется выражением $\frac{\Delta\beta}{\beta} = \operatorname{tg}\theta\Delta\theta$, из которого видно, что для получения высокого разрешения по скоростям можно идти двумя путями: либо работать с малыми θ и $\Delta\theta$, либо с большими θ и очень малыми $\Delta\theta$.

В дифференциальных газовых черенковских счетчиках выбран первый путь, недостатком которого является необходимость использования больших длин газового радиатора вследствие слабой интенсивности излучения при малых θ ($\approx \operatorname{Sin}^2\theta$).

Второй путь, о котором пойдет здесь речь, позволяет увеличить чувствительность по $\Delta\theta$, благодаря явлению полного внутреннего отражения, настолько, что даже при $\operatorname{tg}\theta = 1$ можно получать высокое разрешение по скоростям.

Преимуществом этого пути является компактность счетчика вследствие высокой интенсивности излучения при сравнительно малой длине радиатора (≈ 5 см).

Предлагаемый счетчик п.в.о. с высоким разрешением по скоростям может быть осуществлен в двух вариантах.

В а р и а н т 1

Рассмотрим прохождение заряженной частицы через радиатор с показателем преломления n , перпендикулярно границе раздела сред, т.е. так, как показано на рис. 1а).

В этом случае черенковское излучение, испущенное в радиаторе с n_1 под углом θ , будет падать на границу раздела сред под тем же углом, а выходить в среду с n_2 под углом r , определяемым по обычному закону преломления Снеллиуса:

$$\sin r = \frac{n_1 \sin \theta}{n_2} \quad (1)$$

Продифференцировав (1) по θ , получим:

$$\Delta \theta = n_2 \beta \cos r \Delta r \quad (2)$$

При больших r и малых Δr получаются очень малые $\Delta \theta$. Так, при $r = 89^\circ$, $\beta = 1$ и $\Delta r = 10^{-3}$ рад $\Delta \theta = 1,75 \cdot 10^{-5}$ рад.

Таким образом, регистрируя черенковское излучение, выходящее через границу раздела сред под углом r , близким к $\pi/2$, и при малом Δr можно заметить незначительные изменения $\Delta \theta$, а следовательно, и малые изменения в скорости.

Разрешающая способность такого счетчика п.в.о. через r и Δr выражается так:

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{n_2^2 \beta^2}{2} \sin 2r \Delta r \quad (3)$$

$$\text{При } r = \frac{\pi}{2} \text{ и } n_2 = 1 \quad \frac{\Delta \beta}{\beta} = \cos r \Delta r.$$

Поскольку большие углы выхода излучения получаются при углах θ , близких к углу полного внутреннего отражения $\theta^* = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$, то максимальная величина r , которую можно использовать, будет ограничиваться интенсивностью выходящего излучения (при $r = \frac{\pi}{2}$ она равна нулю).

Зависимость интенсивности черенковского излучения, вышедшего из радиатора $I_{пр}$, от $\Delta \theta = \theta^* - \theta$ вблизи θ^* в удобной форме дана в ^{15/} и для случая электрического вектора, лежащего в плоскости падения, который осуществляется в нашем случае, имеет следующий вид:

$$I_{пр}^2 = 32\pi^4 (n^2 - 1)^{-2} \Delta \theta, \quad (4)$$

где $n = \frac{n_1}{n_2}$. При $\Delta \theta = 8,7 \cdot 10^{-4}$ рад, $n_1 = 1,450$; $n_2 = 1$ получается, что $I_{пр} = 36\%$, а $r = 87^\circ 27'$. Если при этих же условиях $\Delta r = 10^{-3}$ рад, то согласно (3) $\frac{\Delta \beta}{\beta} = 4,45 \cdot 10^{-5}$. Такая разрешающая способность позволяет разделить, например, π - и K -мезоны с импульсом 45 Гэв/с.

При оценке разрешающей способности мы приняли, что в среде с n_2 излучение практически не расходится, что верно лишь для монохроматического излучения. Однако мы знаем, что черенковское излучение имеет непрерывный спектр, а поэтому влияние дисперсии весьма значительно.

Расходимость черенковского излучения Δr в среде с n_2 за счет дисперсии радиатора с n_1 равна:

$$\Delta r_1 = \frac{n_1 \Delta n_1}{n_2^2 \sin r \cos r} \quad (5)$$

Дисперсия показателя преломления среды с n_2 , в которую выходит излучение, уменьшает расходимость, получающуюся за счет дисперсии радиатора на величину

$$\Delta r_2 = - \frac{\Delta n_2 \sin r}{n_2 \cos r} \quad (6)$$

Но при $n_2 \approx 1$ Δn_2 мало и $\Delta r_2 \ll \Delta r_1$, так что суммарная расходимость $\Delta r = \Delta r_1 + \Delta r_2 \approx \Delta r_1$.

Если радиатор выполнен из стекла 01 ($n_D = 1,4686$), то в диапазоне длин волн $\lambda_1 = 486,1$ нм и $\lambda_2 = 589,3$ нм $\Delta n_1 = 5 \cdot 10^{-3}$, а $\Delta r = 1,7 \cdot 10^{-1}$ рад. При такой большой расходимости Δr невозможно получить $\frac{\Delta \beta}{\beta}$ лучше чем 10^{-3} .

Уменьшить Δr можно двумя путями: либо сильно ограничивая интервал регистрируемых частот, например интерференционным фильтром (что нежелательно, так как это сильно уменьшает интенсивность излучения, а следовательно, и эффективность регистрации); либо компенсируя расходимость Δr ахроматической призмой, так, как это показано на рис. 16).

В последнем случае, если призма работает в минимуме угла отклонения, должно соблюдаться условие:

$$\frac{n_1}{n_2^2 \sin r \cos r} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \text{ рад.} = \frac{2 \sin \frac{a}{2}}{(1 - n_{\text{пр}}^2 \sin^2 \frac{a}{2})^{1/2}} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \text{ пр.}, \quad (7)$$

где a - преломляющий угол призмы, $\left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \text{ рад.}$, $\left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \text{ пр.}$ - дисперсии радиатора и призмы.

Такая ахроматическая призма позволит уменьшить Δr до нескольких минут, так, как это имело место в приборе Мазера^{/6/}. Для большего уменьшения Δr за призмой последняя может быть выполнена в виде двух-трех отдельных призм с соответствующими a .

Показатель преломления n_1 радиатора счетчика выбирается таким, чтобы угол черенковского излучения θ от наименьшей из анализируемых скоростей превышал угол полного внутреннего отражения θ^* .

Выведение излучения из радиатора с n_1 , возможно лишь при увеличении угла θ^* , что может быть осуществлено путем увеличения n_2 , так как $\theta^* = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$.

Чтобы вывести излучение от частиц в заданном диапазоне $\Delta\beta$ из радиатора n_1 в среду с n_2 надо изменить n_2 на величину:

$$\Delta n_2 = - \frac{\Delta\beta}{\beta^3 n_2} . \quad (8)$$

Если $\Delta\beta < 0$, то $\Delta n_2 > 0$. При $\beta \approx 1$ и $n_2 \approx 1$ $\Delta n_2 = -\Delta\beta$. Для рабочего диапазона скоростей $\Delta\beta = 10^{-3}$, и при использовании в качестве среды с n_2 газа пентана ($n_D = 1,001$ при давлении в 1 атм) необходимо увеличение давления приблизительно на одну атмосферу.

Обратим внимание на один существенный недостаток такого счетчика, связанный с тем, что счетчик позволяет получать высокое разрешение по скоростям лишь при условии, если естественная расходимость пучка, многократное рассеяние и замедление частиц дают суммарный угловой разброс частиц $\Delta\alpha$, удовлетворяющий условию:

$$\Delta\alpha < n_2 \beta \cos r \Delta r , \quad (9)$$

т.е. $\Delta\alpha \approx \Delta\beta$.

Конструктивно счетчик может иметь вид, изображенный на рис. 2. Система собирания излучения, вышедшего под скользящим углом из радиатора, состоит из 6 ахроматических призм, цилиндрических фокусирующих линз и 6 фотоумножителей с диафрагмами перед фотокатодами.

В принципе для лучшего собирания излучения и компенсации дисперсии радиатора может быть применена кольцевая призмная система Френеля, подобная использующейся в световых источниках на морских маяках.

Для уменьшения влияния зависимости эффективности регистрации частиц от их расстояния от оси радиатора и для уменьшения aberrаций оптической системы, диаметр, на котором располагаются ахроматические призмы, должен в несколько раз превышать диаметр пучка частиц.

К счетчикам описанного типа можно отнести дифференциальный счетчик Минье и др.^{/7/} с ахроматической системой. Но этот счетчик не позволял получать разрешение $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ лучше чем 10^{-3} , так как в нем использовались углы выхода излучения из радиатора $r \approx 43^\circ$.

Недавно появилась работа Содиксона и др.^{/8/} по исследованию упругого рассеяния K^- -мезонов на протонах в области 1 Гэв/с, в которой использовался черенковский счетчик п.в.о. с углом выхода излучения $r \approx 90^\circ$. Но в этом счетчике не использовалась ахроматическая система, а отсюда и низкое его разрешение

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = 2,5 \cdot 10^{-2} .$$

В а р и а н т 2

Пусть частица движется строго параллельно границе раздела сред, так, как показано на рис. 3, причем $n_1 > n_2$:

Используя закон преломления и то, что в данном случае $\sin \phi = \cos \theta = \frac{1}{n_1 \beta}$, получим:

$$\sin r = \frac{1}{\beta n_2} \quad \text{или} \quad \cos \Phi = \frac{1}{\beta n_2}, \quad (10)$$

где $\Phi = \frac{\pi}{2} - r$ - угол между границей раздела и направлением излучения во второй среде (n_2).

Таким образом, условие появления черенковского излучения в среде с n_2 , но при движении ее в среде с n_1 получается таким, как если бы частица двигалась в среде с n_2 , т.е. определяется обычным пороговым условием для среды n_2 :

$$\beta > n_2^{-1}. \quad (11)$$

На это обстоятельство указывал еще Ван Россум^{/3/}.

Разумеется, условие (11) автоматически удовлетворяет и пороговое условие для среды n_1 ($\beta > n_1^{-1}$), так как $n_1 > n_2$.

Замечательной особенностью рассмотренного случая является то, что разброс по углам $\Delta \Phi$ выходящего из радиатора черенковского излучения определяется лишь дисперсией среды, в которую выходит излучение, а не дисперсией радиатора, через который движется частица. Это обстоятельство создает благоприятные условия для точного измерения угла Φ , а следовательно, и скорости:

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \operatorname{tg} \Phi \Delta \Phi. \quad (12)$$

Показатель преломления радиатора n_1 выгоднее брать большим, что увеличивает интенсивность черенковского излучения. А показатель преломления n_2 выбирается малым и таким, чтобы черенковское излучение от частиц β_{\max} в исследуемом пучке еще не выходило в среду с n_2 ($\beta_{\max} < n_2^{-1}$).

Поскольку предполагается, что такие счетчики могут использоваться с большим успехом для частиц с $\beta \approx 1$, то среда с n_2 - это газ при небольшом давлении, а следовательно, дисперсия n_2 до разрешений $\frac{\Delta \beta}{\beta} = 10^{-5}$ не играет роли.

Для проведения анализа частиц, проходящих через радиатор, по скоростям необходимо постепенно выводить излучение в среду с n_2 путем увеличения давления в среде с n_2 (n_2 - газ) до величины $n_2 = \beta_{\min}^{-1}$.

Примерная конструкция счетчика п.в.о. во втором варианте показана на рис. 4. Черенковское излучение, вышедшее из радиатора квадратного сечения после отражения от четырех плоских зеркал фокусируется четырьмя цилиндрическими линзами на четыре фотоумножителя, работающие на совпадение.

Ширина светового пучка, выходящего из радиатора длиной 5 см под углом $\Phi = 1^\circ$, составит всего 0,9 мм без учета дисперсии n_2 , что по сравнению со счетчиком, описанным в первом варианте, облегчает собирание излучения и уменьшает возможные aberrации. Однако изготовление радиатора более сложное, так как излучение приходится выводить через несколько граней (или цилиндрическую поверхность значительного диаметра), а они должны быть строго параллельны и тщательно обработаны.

К недостаткам счетчика в этом варианте следует отнести его большую чувствительность к угловой расходимости анализируемых частиц, для которой должно быть соблюдено то же условие (9), что и для счетчика в первом варианте.

Использование двух таких счетчиков, расположенных один за другим, позволит получать высокие разрешения по скоростям, так как один из них будет задавать направление частиц, а другой определять их скорость.

Л и т е р а т у р а

1. V.Fitch and R.Motly. Phys. Rev., 101, 496 (1956).
2. А.С. Вовенко, А.Л. Любимов, И.А. Савин, В.С. Ставинский, Т.Т. Стойчев. ПТЭ, №5, 119 (1960).
3. G.W.Hutchinson. Progr. Nucl. Phys., 8, 197 (1960).
4. В.Г. Вовченко, А.С. Кузнецов, В.В. Святковский. Дифференцирующий черенковский счетчик. Б1-1672, Дубна, 1962.
5. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, Москва, 1957.
6. R.L.Mather. Phys. Rev., 84, 181 (1951).
7. R.Meunier, J.P.Stroot, B.Leontic, S.Lyndby, P.Duteil. Nucl. Instr. Meth., 17, 20 (1962).
8. L.Sodickson, I.Mamielli, D.Frisch and M.Wahlig. Phys. Rev., 133, 3B, B 757 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1964 г.

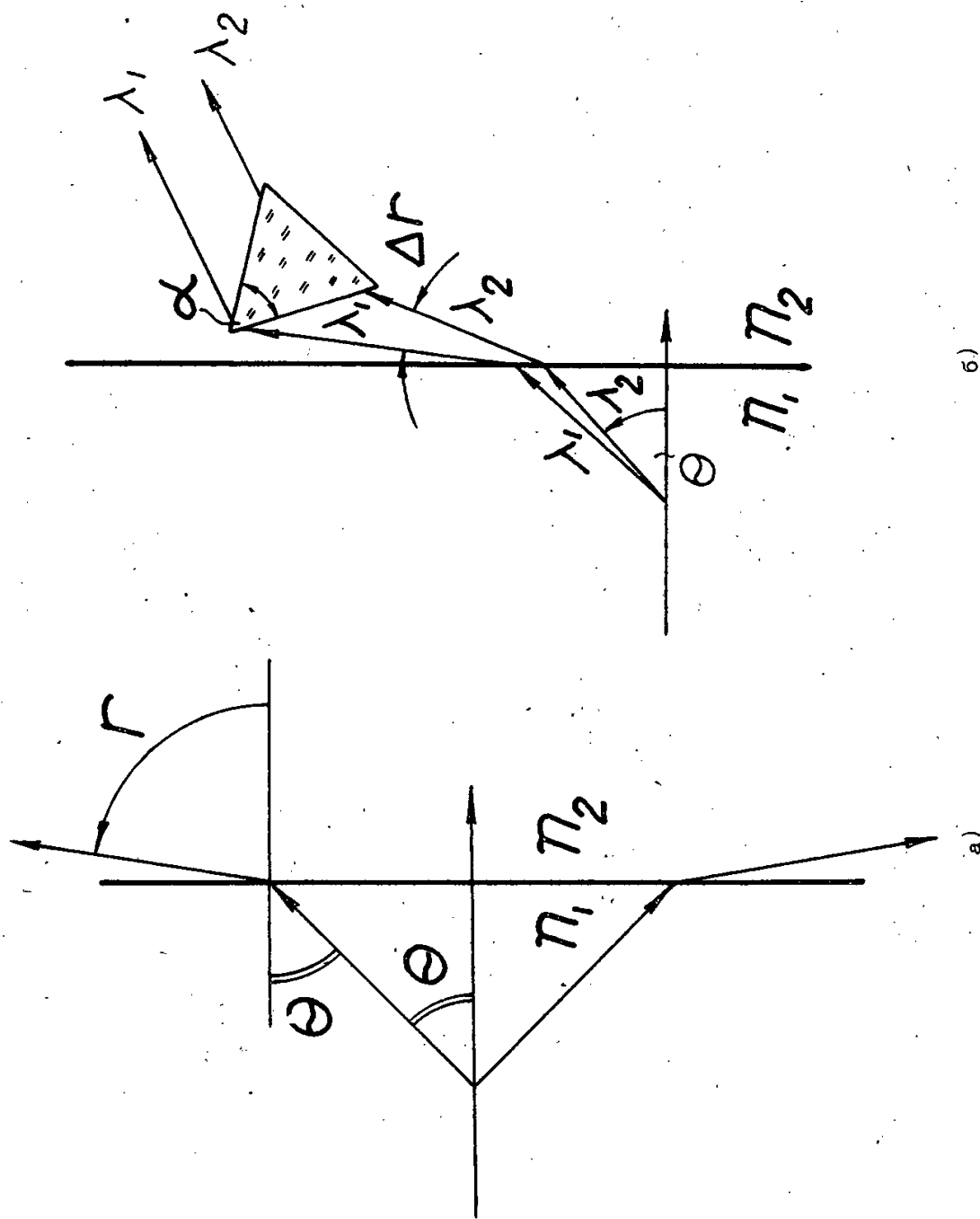


Рис. 1

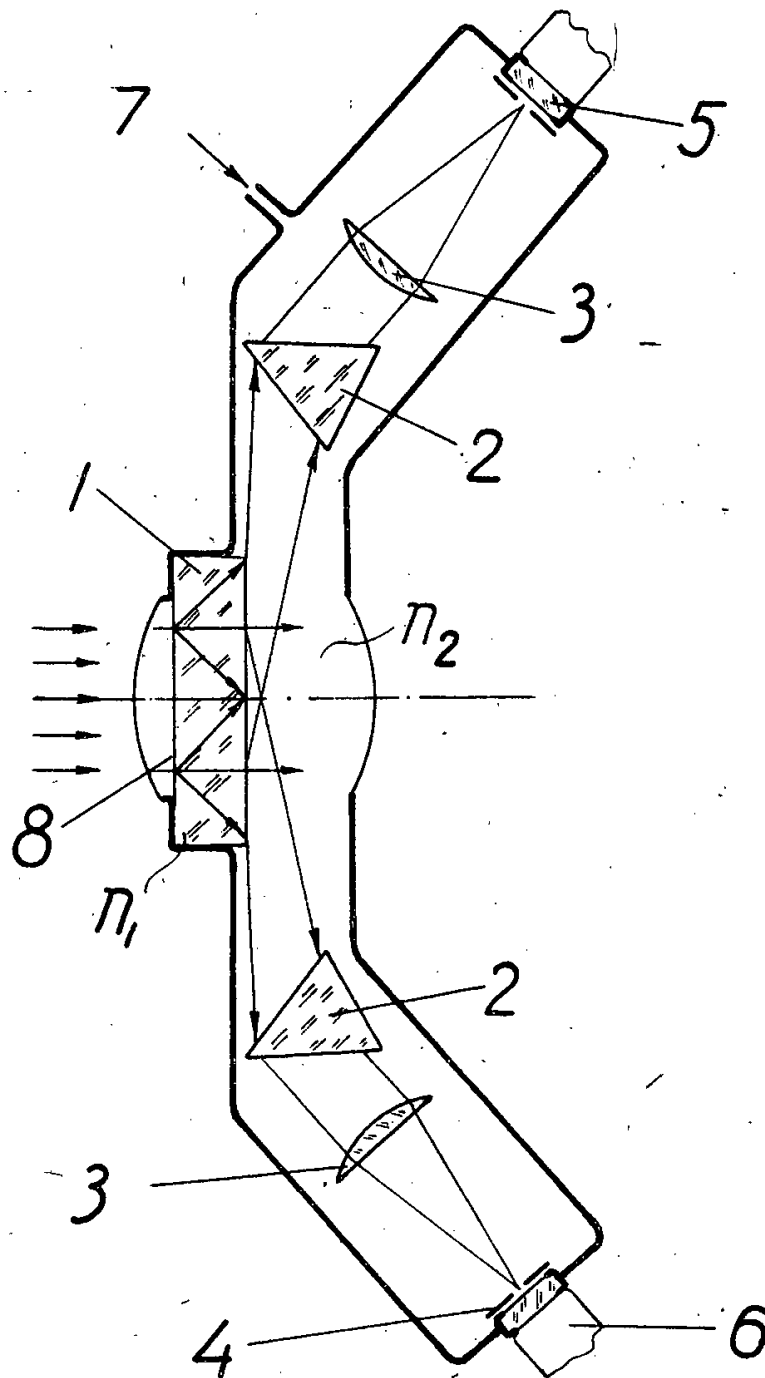
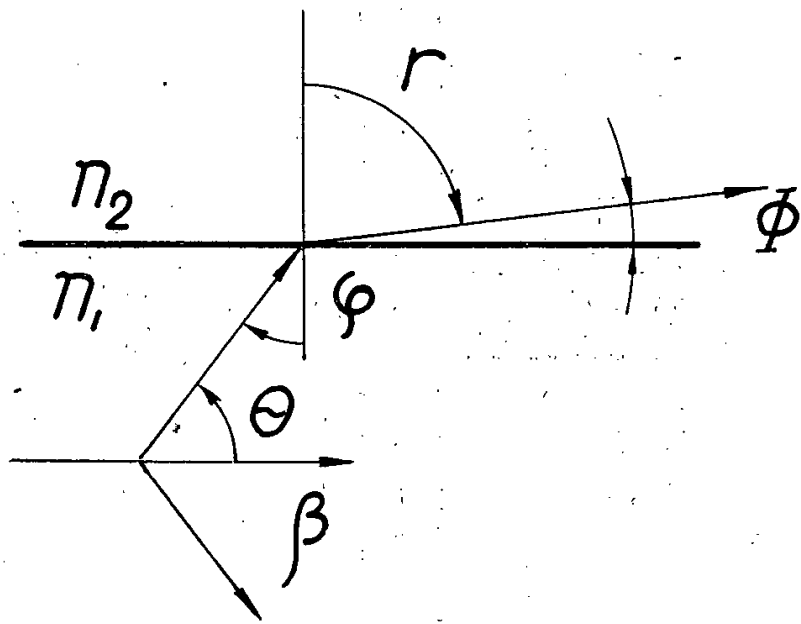


Рис. 2. Схематическое устройство черенковского счетчика полного внутреннего отражения с ахроматической системой (вариант 1). 1 - радиатор; 2 - ахроматическая призма; 3 - цилиндрическая линза; 4 - диафрагма; 5 - прозрачное окно; 6 - фотоумножитель; 7 - давление газа; 8 - зачерненная поверхность.



Р и с. 3

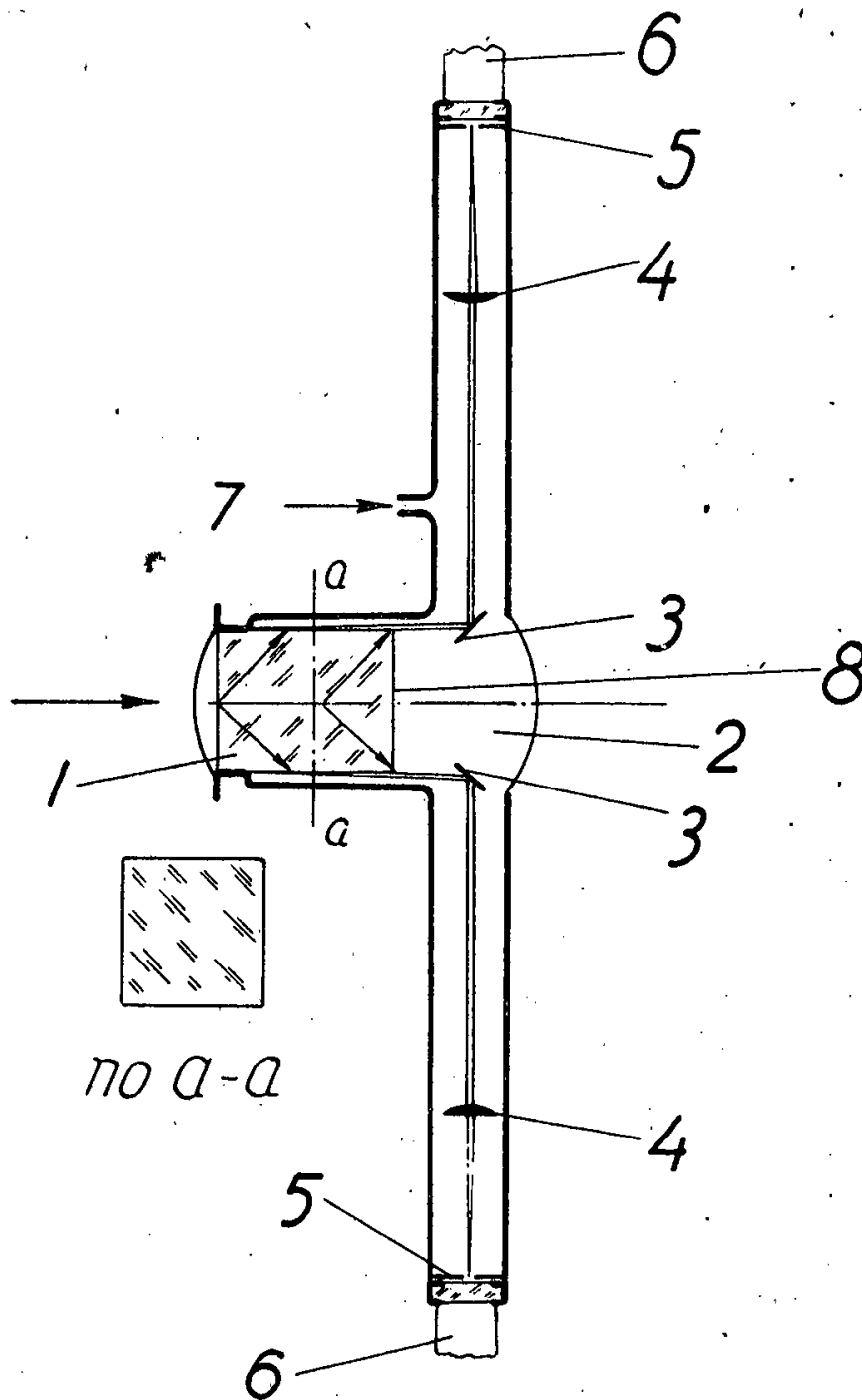


Рис. 4. Черенковский счетчик п.в.о. (вариант 2). 1 - радиатор квадратного сечения; 2 - среда с n_2 (газ); 3 - плоские зеркала; 4 - цилиндрические линзы; 5 - диафрагма; 6 - фотоумножитель; 7 - давление газа; 8 - зачерненная поверхность.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3806. Тираж 300. 0,8 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. Май 1984 г.

Драгическу П., Драгическу М., Лушиков В.И.,
Неганов Б.С., Парфенов Л.Б., Таран Ю.В.

P-1626

Динамическая поляризация протонов в кристалле лантан-магниевого нитрата с примесью неодима.

Методом солид-эффекта в кристалле двойного лантан-магниевого нитрата с однопроцентной примесью четно-четных изотопов неодима получено 500-кратное усиление поляризации протонов кристаллизационной воды в магнитном поле 10 кэ и при температуре 1,5°К, что соответствует поляризации протонов 35%. Объем образца равен 6 см³. Изучена зависимость времени протонной спин-решеточной релаксации от концентрации неодима и температуры образца.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Draghicescu P., Draghicescu M., Luschykov V.I., P-1626
Neganov B.S., Parfenov L.B., Taran Yu.V.

Dynamic Polarization of Protons in Single Crystals
of Lanthanum Magnesium Double Nitrate Containing
Various Concentrations of Nd.

By the method of solid effect the dynamic enhancement factor of the proton polarization has been obtained be 500 for the protons in the waters of hydration in single crystal of lanthanum magnesium double nitrate in which 1% of lanthanum has been replaced by Nd¹⁴². Hydrogen polarization as high as 35% has been repeatedly achieved at a temperature of 1,5° K and in a field of 10000 gauss, using microwaves of 37 k Mc/sec. The volume of the target was about 6 cm³. The proton spin-lattice relaxation time has been measured at various temperatures and concentrations of Nd.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.

STAT



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

П. Драгическу, М. Драгическу, В.И. Лушиков, Б.С. Неганов
Л.Б. Парфенов, Ю.В. Таран

P-1826

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ
В КРИСТАЛЛЕ ЛАНТАН-МАГНИЕВОГО НИТРАТА
С ПРИМЕСЬЮ НЕОДИМА

Дубна 1964

П. Драгическу, М. Драгическу, В.И. Лушиков, Б.С. Неганов
Л.Б. Парфенов, Ю.В. Таран

P-1626

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ
В КРИСТАЛЛЕ ЛАНТАН-МАГНИЕВОГО НИТРАТА
С ПРИМЕСЬЮ НЕОДИМА

Дубна 1964

В в е д е н и е

В последнее время большой интерес вызывает возможность постановки ряда экспериментов в ядерной физике высоких ^{/1/} и низких ^{/2/} энергий с использованием поляризованной протонной мишени. Эти возможности стали реальными в связи с созданием высокополяризованных протонных мишеней значительных объемов. До 1964 года на поляризованных протонных мишенях выполнены эксперименты по рассеянию поляризованных протонов на поляризованных протонах при энергии 20 Мэв ^{/3/} (Сакле, Франция), по рассеянию π^+ -мезонов с энергией 246 Мэв ^{/4/} и неполяризованных протонов с энергией 1,7 - 6,15 Гэв ^{/5/} на поляризованных протонах (Беркли, США). В первом эксперименте использовалась мишень с поляризацией 19%, во втором поляризация протонов составляла 22% и в третьем - 60%.

Поляризация протонов осуществлялась динамическим методом, предложенным Абрагамом и Проктором ^{/6/} и независимо от них Эрбом, Мотчане, Юберсфельдом ^{/7/}. В дальнейшем этот метод будет называться методом солид-эффекта. Обстоятельное его рассмотрение дано в ^{/8/}.

До января 1964 года самая высокая степень поляризации протонов была достигнута в Беркли, США, ^{/8/} и составляла 70%.

В настоящей работе сообщаются результаты экспериментов по поляризации протонов методом солид-эффекта, являющихся развитием наших предыдущих работ ^{/9,10/} в область высоких полей и частот.

О б р а з ц ы

В качестве образцов использовались монокристаллы двойного лантан-магниевого нитрата $La_2 Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$ (в дальнейшем обозначим $LaMN$), в которых некоторое количество диамагнитных атомов лантана замещалось парамагнитными атомами неодима. Применение неодима в качестве парамагнитной примеси впервые было предложено Джеффрисом ^{/4/}. Кристаллы $LaMN$ весьма подходящи для поляризации протонов, так как они сильно гидратированы ($3,7 \cdot 10^{22}$ протонов в 1 см^3) и положения редкоземельных ионов магнитно эквивалентны. Кристаллы выращивались из насыщенного раствора $LaMN$ в десикаторе при 0°C . Использовался лантан чистотой 99,99%. Чтобы избежать сверхтонкого расщепления, неодим обогащался до 98,0%

четно-четным изотопом Nd^{142} . Концентрация неодима в растворе варьировалась от 0,2 до 1%. Выращивались кристаллы объемом до 10 см^3 (плотность кристалла $\rho = 2 \text{ г/см}^3$).

А п п а р а т у р а

Исследуемый кристалл помещался в микроволновой прямоугольный резонатор объемом 10 см^3 . Угол между направлением магнитного поля H и гексагональной осью кристалла z' мог изменяться от 0 до 90° . Эксперименты проводились при $z' \perp H$ ($g_{\perp} = 2,70$) или вблизи перпендикулярной ориентации ($\langle z' H \rangle \approx 80^\circ$). Резонатор возбуждался на частоте 37 Гц (длина волны $\lambda = 8,1 \text{ мм}$) с помощью 100-милливатного источника микроволновой мощности.

Увеличение поляризации протонов при насыщении электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) "запрещенных" переходов Nd^{3+} измерялось по усилению сигнала протонного магнитного резонанса. Протонный резонанс детектировался автодинным генератором, витки контура которого наматывались на резонатор. Резонатор имел две щели шириной 0,5 мм вдоль широких стенок. Сигнал записывался на самописец при частотном прохождении через протонный резонанс. Модуляция ядерной частоты осуществлялась вращающимся конденсатором, при этом магнитное поле напряженностью 10 кэ модулировалось частотой 33 гц на глубину около 1 э.

Волноводная линия с резонатором на конце помещалась в гелиевый криостат, в котором можно было получать температуру до $1,28^\circ$. Криостат устанавливался в зазоре электромагнита, создающего магнитное поле до 17 кэ с абсолютной стабильностью около 1 эрстеда.

Результаты и обсуждение

а) Коэффициент усиления поляризации протонов

Усиление сигнала протонного резонанса измерялось в большой серии кристаллов с различными концентрациями неодима (0,2; 0,4; 0,5; 1%). Вес кристаллов варьировался от 70 мг до 15 г. Сводка экспериментальных результатов по коэффициенту усиления в некоторых кристаллах дана в таблице 1.

Из исследованных образцов в качестве мишени для ядерных экспериментов может быть использован кристалл весом 11,4 г (размеры $33 \times 23 \times 7,5 \text{ мм}^3 = 5,7 \text{ см}^3$), в котором получено усиление $\eta = 515$ при температуре $1,49^\circ \text{K}$, что соответствует поляризации протонов 35%.

Правильное измерение усиления поляризации протонов возможно при выполнении двух важных требований к измерительной аппаратуре: 1) линейность аппаратуры в широком интервале амплитуд сигналов протонного резонанса, 2) отсутствие насыщения протонного резонанса. Линейность аппаратуры проверялась по релаксации сигнала протонного резонанса после выключения насыщающей мощности. Если аппаратура линейна, то релаксационная кривая должна быть строго экспоненциальной. Линейность аппаратуры демонстрирует рис. 1, на котором изображена релаксационная кривая в полулогарифмическом масштабе. Линейность сохраняется при увеличении амплитуды сигнала в 10^3 раз.

Второе требование не было выполнено при измерениях усиления в кристаллах с концентрациями неодима 0,2; 0,4; 0,5%, имевших очень длинные времена спин-решеточной релаксации протонов. Это приводит к завышению измеряемого усиления по сравнению с истинным значением, так как протонный резонанс сильнее насыщается при тепловом равновесии, чем при включенной микроволновой мощности, насыщающей ЭПР (см. рис. 2). Действительно, напишем уравнения для протонной поляризации p при отсутствии насыщающей мощности:

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{p - p_0}{T_{1n}} - W_n p,$$

и при включенной насыщающей мощности:

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{p - p_0}{T_{1n}} - W_n p + \frac{\eta_1 p_0 - p}{r_{0n}},$$

- где p_0 - поляризация протонов при тепловом равновесии,
 T_{1n} - время протонной спин-решеточной релаксации,
 W_n - вероятность переходов, возбуждаемых ЯМР - детектором,^{x/}
 r_{0n} - время динамической поляризации,
 η_1 - идеальное усиление, если пренебречь спин-решеточной релаксацией и насыщением протонного резонанса.

В стационарном состоянии решение первого уравнения есть

$$p_1 = \frac{p_0}{1 + W_n T_{1n}} = \frac{T_{1n}^*}{T_{1n}} p_0,$$

а второго

$$p_2 = \frac{p_0 \left(\frac{1}{T_{1n}} + \frac{\eta_1}{r_{0n}} \right)}{\frac{1}{T_{1n}} + W_n + \frac{1}{r_{0n}}} = \frac{p_0 \left(\frac{1}{T_{1n}} + \frac{\eta_1}{r_{0n}} \right)}{\frac{1}{T_{1n}^*} + \frac{1}{r_{0n}}},$$

где $T_{1n}^* = \frac{T_{1n}}{1 + T_{1n} W_n}$ - измеряемое время релаксации.

Усиление, измеряемое на эксперименте, определяется отношением p_2/p_1 :

^{x/} Здесь и далее ЯМР - ядерный магнитный резонанс.

$$\eta = \frac{T_{In}}{T_{In}^*} \frac{\eta_1 + \frac{r_{0n}}{T_{In}}}{1 + \frac{r_{0n}}{T_{In}^*}} \approx \frac{\eta_1}{\frac{r_{0n}}{T_{In}} + \frac{T_{In}^*}{T_{In}}}, \text{ так как } \frac{r_{0n}}{T_{In}} \ll \eta_1$$

(в наших экспериментах $r_{0n}/T_{In} = 0,1 - 0,2$).

Влияние насыщения протонного резонанса на правильное измерение усиления подробно было изучено на кристалле с 1% Nd , имеющем сравнительно короткое время протонной спин-решеточной релаксации T_{In} . На рис. 3 изображена зависимость отношения сигналов протонного резонанса при включенной и выключенной насыщающей мощности, η , а также T_{In}^* , от уровня генерации ЯМР - детектора. При $V_T < 25$ мв усиление η меняется слабо, хотя измеряемое T_{In}^* увеличивается на 20-25%. Таким образом, правильное измерение усиления η возможно в условиях слабого насыщения протонного резонанса, укорачивающего истинное время релаксации T_{In} не более чем на 20%. Если же это условие не выполнено, то истинное усиление может быть найдено экстраполяцией кривой, аналогичной изображенной на рис. 3, к нулевому уровню генерации.

Поляризация протонов может быть измерена не только методом ядерного магнитного резонанса, но также и по пропусканию нейтронов с энергией меньше 10 кэв. Последний метод основан на спиновой зависимости сечения рассеяния нейтрона на протоне, которая может быть использована для поляризации резонансных нейтронов при пропускании через поляризационную протонную мишень^{/2/}. Нами был измерен эффект однократного пропускания тепловых нейтронов от полоний-бериллиевого источника через мишень толщиной 1 см с поляризацией протонов около 20% (измеренной по методу ЯМР).

Наблюдался эффект однократного пропускания $E_1 = \frac{\mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2}{\mathcal{G}_2} = (1,8 \pm 1,3)\%$ (здесь \mathcal{G}_1 и \mathcal{G}_2 - счет детектора при поляризации протонов и без поляризации, соответственно). Степень поляризации протонов, рассчитанная из величины E_1 , в пределах экспериментальных ошибок согласуется с измерениями по протонному резонансу.

б) Протонная спин-решеточная релаксация

Измерение времени спин-решеточной релаксации протонов в зависимости от температуры и концентрации неодима в $LaMn$ проводилось по разрушению протонной поляризации после выключения насыщающей мощности. Временной ход амплитуды сигнала протонного резонанса с хорошей точностью описывается экспонентой со временем T_{In} . Типичные времена T_{In} даны в таблице 1 для температур около $1,3^\circ - 1,4^\circ K$.

Надо отметить, что T_{1n} для кристаллов разных размеров, выращенных из растворов с одинаковой концентрацией неодима, сильно различаются. Этот эффект вызван, по-видимому, различным вхождением неодима в центр и на периферии кристалла.

Особое внимание при измерении T_{1n} обращалось на исключение влияния насыщения протонного резонанса. Для этого использовалось три способа измерения T_{1n} :

- 1) установление уровня генерации ЯМР - детектора, не вызывающего насыщения,
- 2) редкое и быстрое прохождение через резонанс, 3) экстраполяция кривой измеряемого T_{1n}^* как функции V_{Γ} к нулевому уровню генерации. 1 и 2 способы демонстрируются релаксационной кривой на рис. 4, снятой с разными интервалами времени между прохождениями через протонный резонанс; точки хорошо ложатся на кривую экспоненциальной зависимости.

Если представить концентрационную зависимость при фиксированной температуре как $T_{1n} \approx \lambda^{-n}$ (λ - концентрация неодима), то показатель степени n сильно меняется от концентрации. В области концентраций (0,5 - 1)% Nd $n \approx 2$, а при (0,1 - 0,5)% $n \approx 1$. Эти измерения проводились при температуре $1,37^{\circ} \text{K}$ и магнитном поле 10 кэ.

Температурная зависимость T_{1n} очень резкая. Так, например, для кристалла с 1%-ной концентрацией неодима при $4,2^{\circ} \text{K}$ $T_{1n} = 8$ сек, а при $T = 1,39^{\circ} \text{K}$ $T_{1n} = 50$ мин (объем кристалла - $7,2 \text{ см}^3$).

в) Переходные явления при включении насыщающей мощности и при смещении магнитного поля со значения H_- с отрицательной поляризацией на H_+ с положительной поляризацией.

Рост протонной поляризации при включении насыщающей мощности (от 10 до 100 мвт) идет по экспоненте с временем поляризации τ_{0n} , которое зависит от температуры, концентрации Nd и мощности. Типичными являются следующие данные:

1) кристалл с 0,5% Nd при насыщающей мощности 10 мвт и $T = 1,35^{\circ} \text{K}$ имел $\tau_{0n} \approx 7$ мин ($\tau_{0n} / T_{1n} = 0,07$); 2) кристалл с 1% Nd при мощности 30 мвт и $T = 1,38^{\circ} \text{K}$ имел $\tau_{0n} \approx 4$ мин ($\tau_{0n} / T_{1n} = 0,1$).

Непрерывная запись сигнала протонного резонанса после включения насыщающей мощности позволяет проследить изменение формы и структуры сигнала при сильном увеличении поляризации протонов. Форма сигнала и характер ее изменения при усилении сильно зависят от угла между осью z' и направлением поля H . Наиболее типичными являются два случая, наблюдавшиеся на эксперименте: 1) протонная линия не имеет структуры, и ее форма не меняется при усилении (рис. 5,а); 2) линия имеет структуру, заметно деформирующуюся при усилении (рис. 5,б). Действительное усиление должно быть вычислено путем сравнения площадей под кривыми поглощения.

Интересные эффекты наблюдаются при смещении магнитного поля со значения H_+ , где положительное усиление является максимальным, в точку H_- с максимальным отрицательным усилением или, наоборот, с H_- в H_+ (напомним, что $H_{\pm} = H_0 (1 \pm g_n \beta_n / g\beta)$, где $g_n \beta_n$ и $g\beta$ - магнитные моменты протона и электрона, соответственно).

Если форма протонной линии не имеет структуры (см. рис. 5, а), то сигнал при переходе $H_+ \rightarrow H_-$ сначала уменьшается до нуля, а затем нарастает до стационарного значения; имеющего обратный знак (при H_+ наблюдается сигнал поглощения, соответствующий положительной спиновой температуре протонов, при H_- наблюдается сигнал излучения, соответствующий отрицательной спиновой температуре протонов). Если же форма линии имеет резко выраженную структуру (см. рис. 5, б), то при переходе $H_+ \rightarrow H_-$ амплитуда сигнала протонного резонанса не уменьшается до нуля, но форма линии сильно изменяется (см. рис. 6). Это можно объяснить тем, что разные группы протонов меняют знак своей поляризации в разное время, что приводит к сильной деформации структуры линии. Такое поведение различных групп протонов говорит о том, что нельзя время восстановления поляризации характеризовать одной экспонентой, каждая группа протонов имеет свое время восстановления. Однако, с другой стороны, естественная релаксация в однородном образце всегда описывается одной экспонентой.

Другой эффект, наблюдаемый при переходе $H_+ \rightarrow H_-$ заключается в том, что начальный спад поляризации до нуля (при отсутствии структуры) идет более медленно, чем дальнейшее нарастание поляризации (рис. 7). Этот эффект, по-видимому, не связан с указанным выше наличием различных времен релаксации для разных групп протонов, так как это различие давало бы обратную картину - более быстрый спад поляризации, а затем ее медленное нарастание. Нужно отметить, что указанное явление наблюдалось только для кристаллов $LaMn$ с 0,2%-ной концентрацией Nd . Мы не имеем никакого объяснения этого эффекта.

Еще одно странное явление наблюдалось при следующих обстоятельствах. В кристалле с размерами $33 \times 23 \times 7,5 \text{ мм}^3$ динамически усиливалась поляризация протонов, затем микроволновая мощность выключалась, и некоторое время насыщался протонный резонанс. При этом высота катушки ЯМР - детектора равнялась 10 мм и была направлена вдоль наибольшей грани кристалла, так что сигнал протонного резонанса определялся частью кристалла. В момент времени $t = 0$ уровень генерации уменьшался до обычной величины, и снималась релаксационная кривая. Как видно из рис. 8, сигнал вначале увеличивается, а затем уменьшается со временем спин-решеточной релаксации (в данном случае $T_{1n} = 33 \text{ мин}$ при $1,36^\circ \text{K}$). Этот эффект можно было бы объяснить тем, что при насыщении протонного резонанса в час-

ти кристалла поляризация протонов сильно уменьшилась, и после снятия насыщения в эту часть кристалла шел приток поляризации из других частей кристалла за счет спиновой диффузии. Это объяснение предполагает, что длина диффузии в $LaMN$ имеет макроскопические размеры ($L \approx 10^{-1} - 10^{-2}$ см). Однако это предположение противоречит данным Джеффриса^{/8/} по длине диффузии в $LaMN$ с 1%-ной концентрацией неодима, имеющей величину $L \approx 10^3 \text{ \AA}$. Мы не имеем удовлетворительного объяснения этого явления.

З а к л ю ч е н и е

500 - 600 -кратное динамическое усиление поляризации протонов в $LaMN$ -кристалле, полученное в наших экспериментах, довольно близко к теоретическому пределу. Действительно, в наших условиях при $H = 10$ кэ, $g_{\perp} = 2,70$ и $T = 1,5^{\circ}K$ поляризация электронов равнялась 53% и $\eta_1 = \frac{P_e}{P_0} \frac{0,53}{0,000685} = 775$.

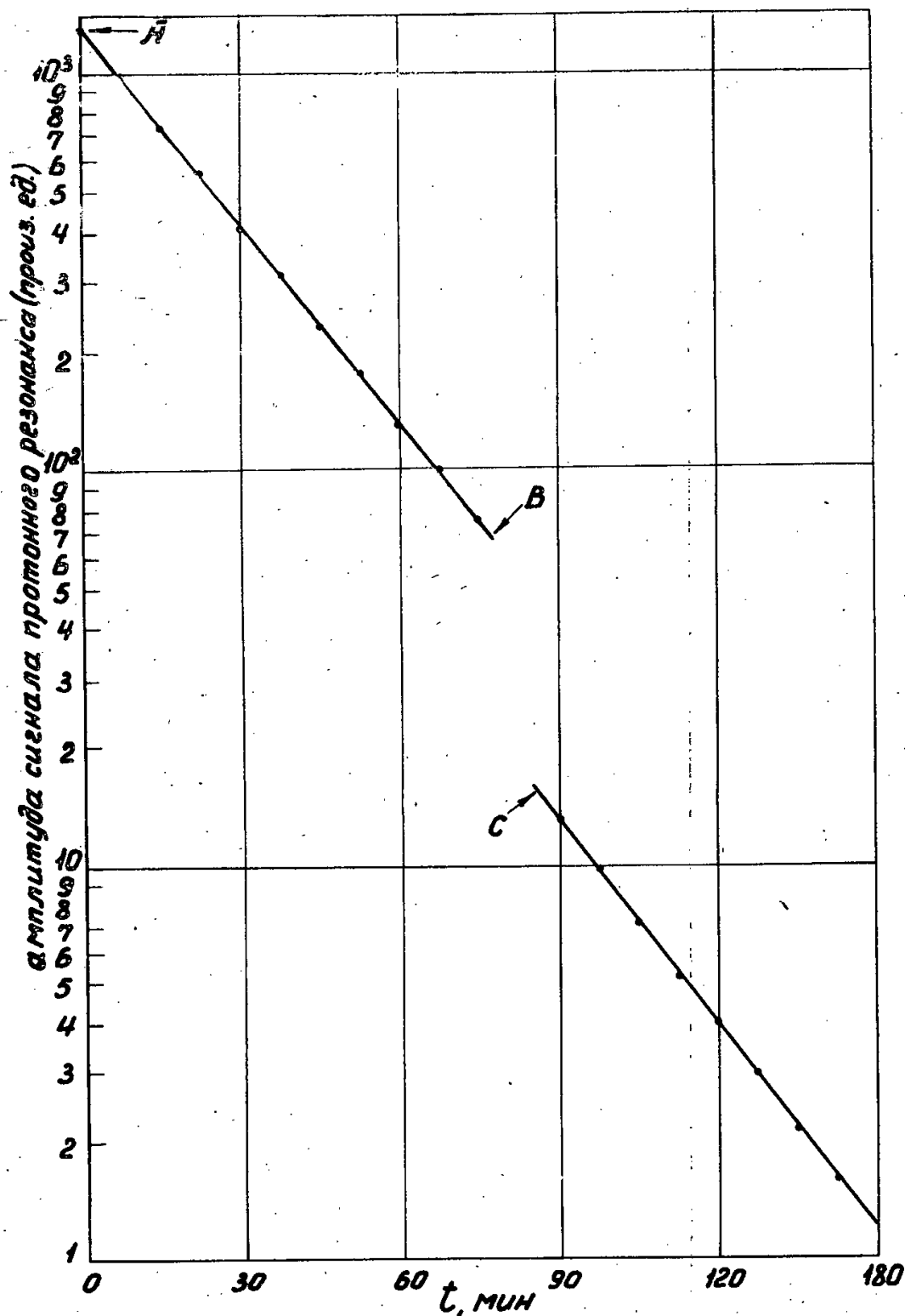
Дальнейшее увеличение поляризации протонов возможно двумя путями: 1) -увеличение напряженности магнитного поля и насыщающей микроволновой частоты и 2) понижение температуры образца. В настоящее время нами подготавливаются эксперименты по динамической поляризации протонов в $LaMN$ с примесью Nd на частоте 70-75 ГГц и температуре $1,2^{\circ} - 1,5^{\circ}K$, а также на частоте 38 ГГц и температуре $0,3^{\circ} - 0,4^{\circ}K$.

В заключение авторы пользуются возможностью выразить благодарность доктору физико-математических наук Ф.Л. Шапиро за постоянное внимание к работе и многочисленные обсуждения результатов экспериментов, а также Н.Квитковой за участие в некоторых измерениях.

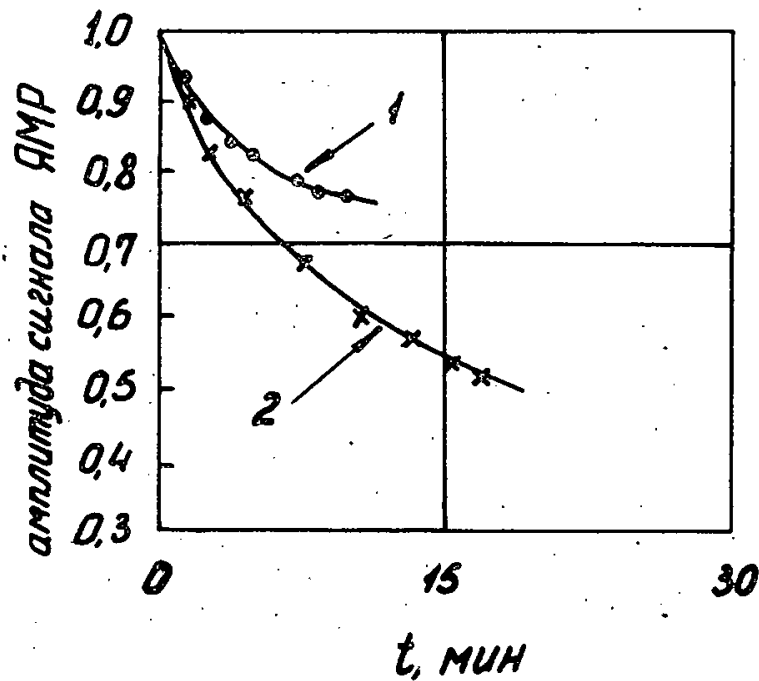
Л и т е р а т у р а

1. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. Препринт ОИЯИ Р-1350, Дубна, 1963.
2. Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185 (1963).
3. A.Abragam, M.Borghini, P.Catlon, I.Coustan, P.Roubeau, I,Thirion. Phys. Lett., 2, 310 (1962).
4. O.Chamberlain; C.D.Jeffries, C.H.Schultz, G.Shapiro, L.Van Rossum. Phys. Lett., 7, 293 (1963).
5. G.Schultz, O.Chamberlain, G.Shapiro. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 95 (1964).
6. A.Abragam, W.G.Proctor. Compt. Rend., 246, 2253 (1958).
7. E.Erb, I.L.Motchane, J.Uebersfeld. Compt. Rend., 246, 2121, 3050 (1958).
8. C.D. Jeffries. Dynamic Nuclear Orientation, New York, 1963.
9. В.И. Лушиков, А.А. Маненков, Ю.В. Таран. ФТТ, 5, 233 (1963).
10. Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов, В.И. Лушиков, Ю.В. Таран. ЖЭТФ, 45, 394 (1963).

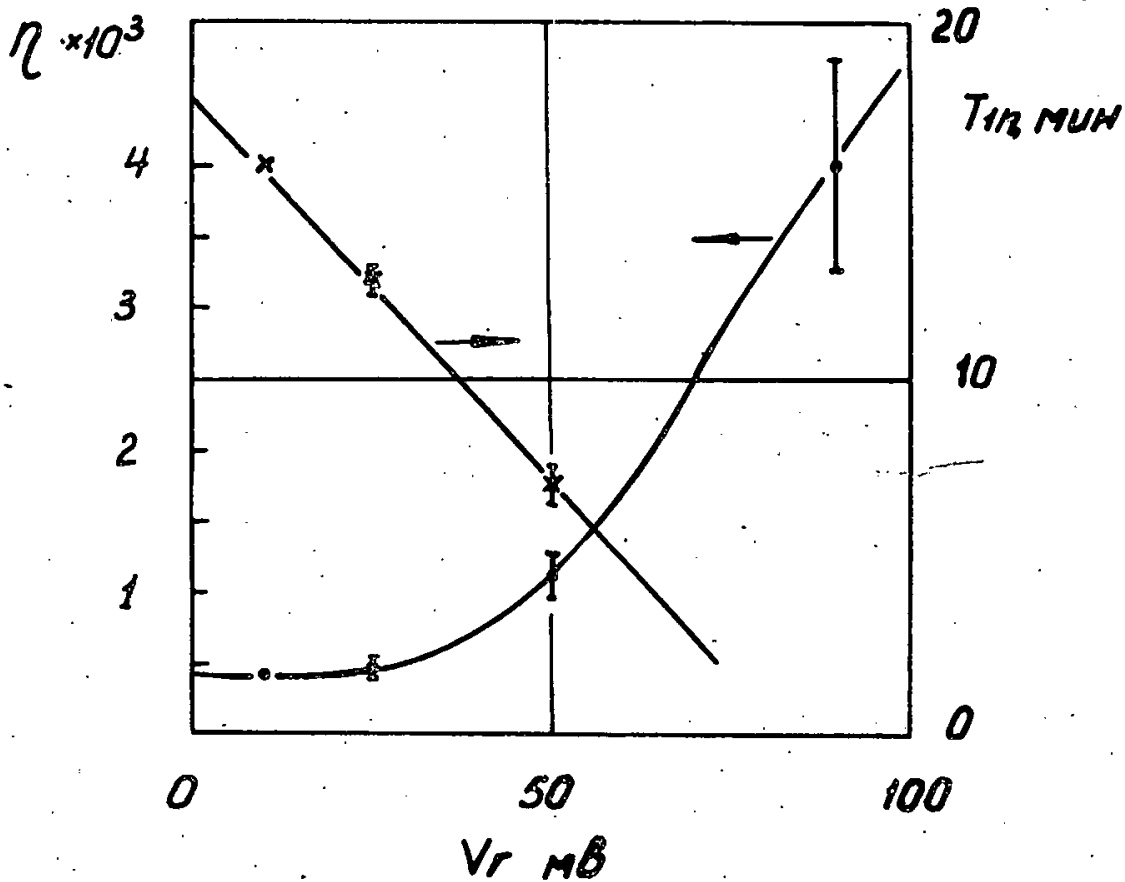
Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1963 г.



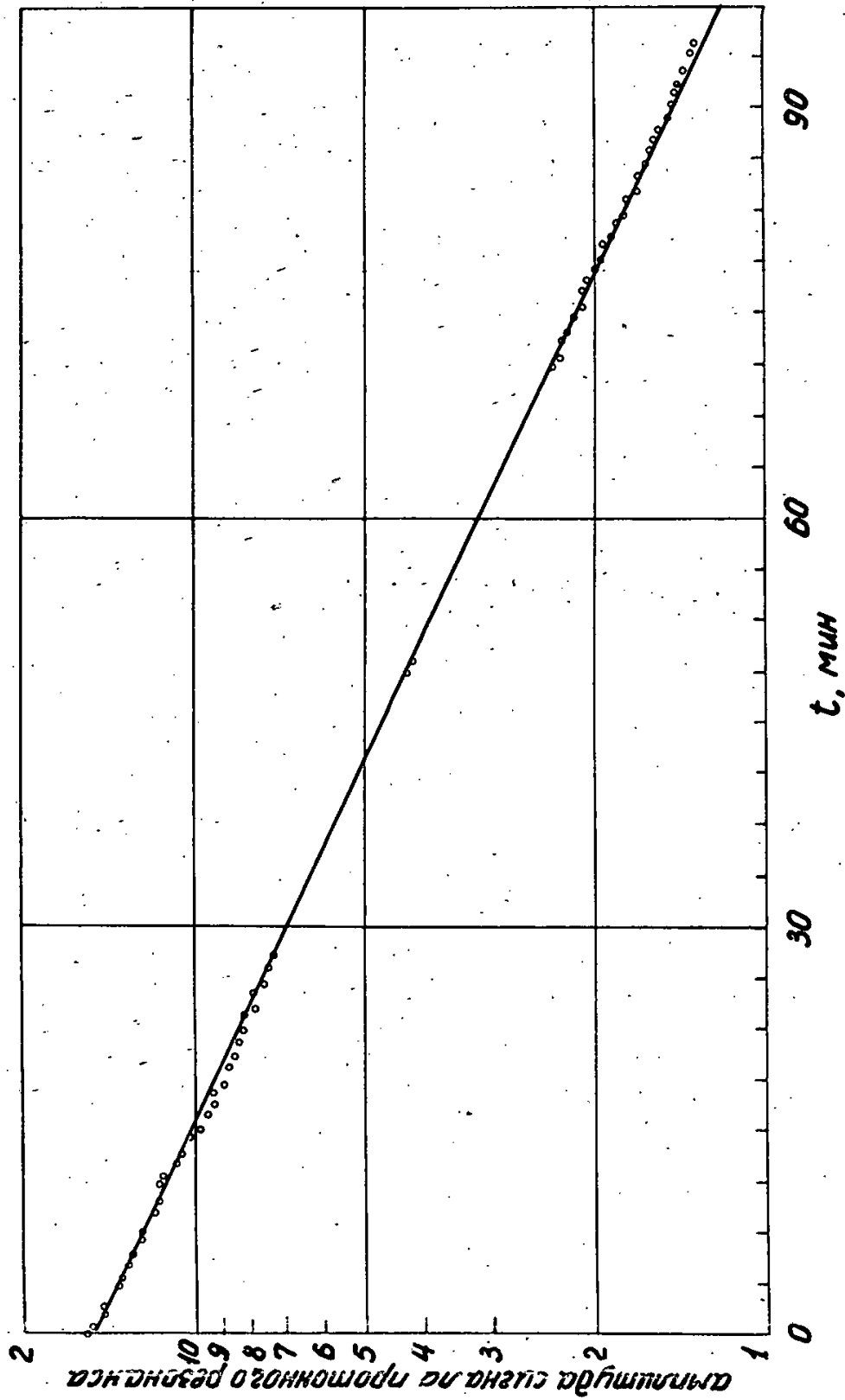
Р и с. 1. Релаксация отрицательной протонной поляризации к тепловому равновесию. В точке А выключена насыщающая мощность, в точке В протонный резонанс некоторое время насыщался высоким уровнем генерации ЯМР - детектора, в точке С установлен прежний уровень генерации, как и на участке АВ.



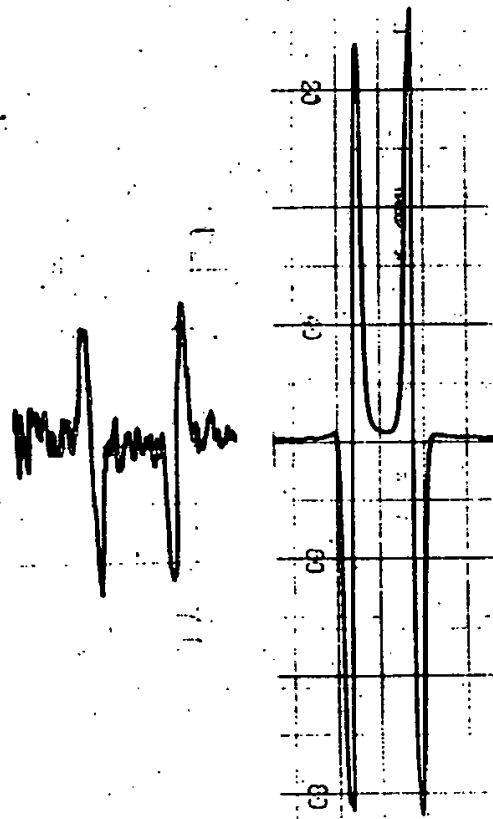
Р и с. 2. Насыщение протонного резонанса в кристалле с 0,2% Nd при внезапном повышении уровня генерации ЯМР - детектора с 10 мв до 80 мв. Кривая 1 - микроволновая мощность включена, кривая 2 - тепловое равновесие. В момент времени $t = 0$ сигналы 1 и 2 нормированы к единице.



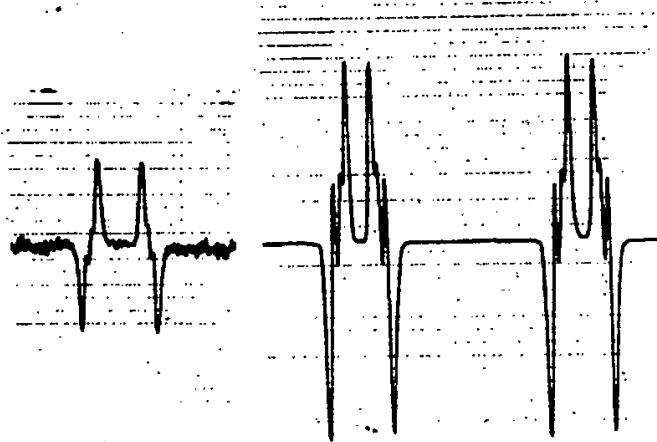
Р и с. 3. Зависимость измеряемого усиления сигнала протонного резонанса η и времени спин-решеточной релаксации протонов $T_{1\rho}^*$ от уровня генерации V_{Γ} в кристалле с 1% Nd . Температура образца $1,37^{\circ}K$.



Р и с. 4. Релаксационная кривая для кристалла с 1% Nd. При температуре $1,35^{\circ}\text{K}$ $T_{1n} = 39$ мин (объем кристалла $5,7 \text{ см}^3$).

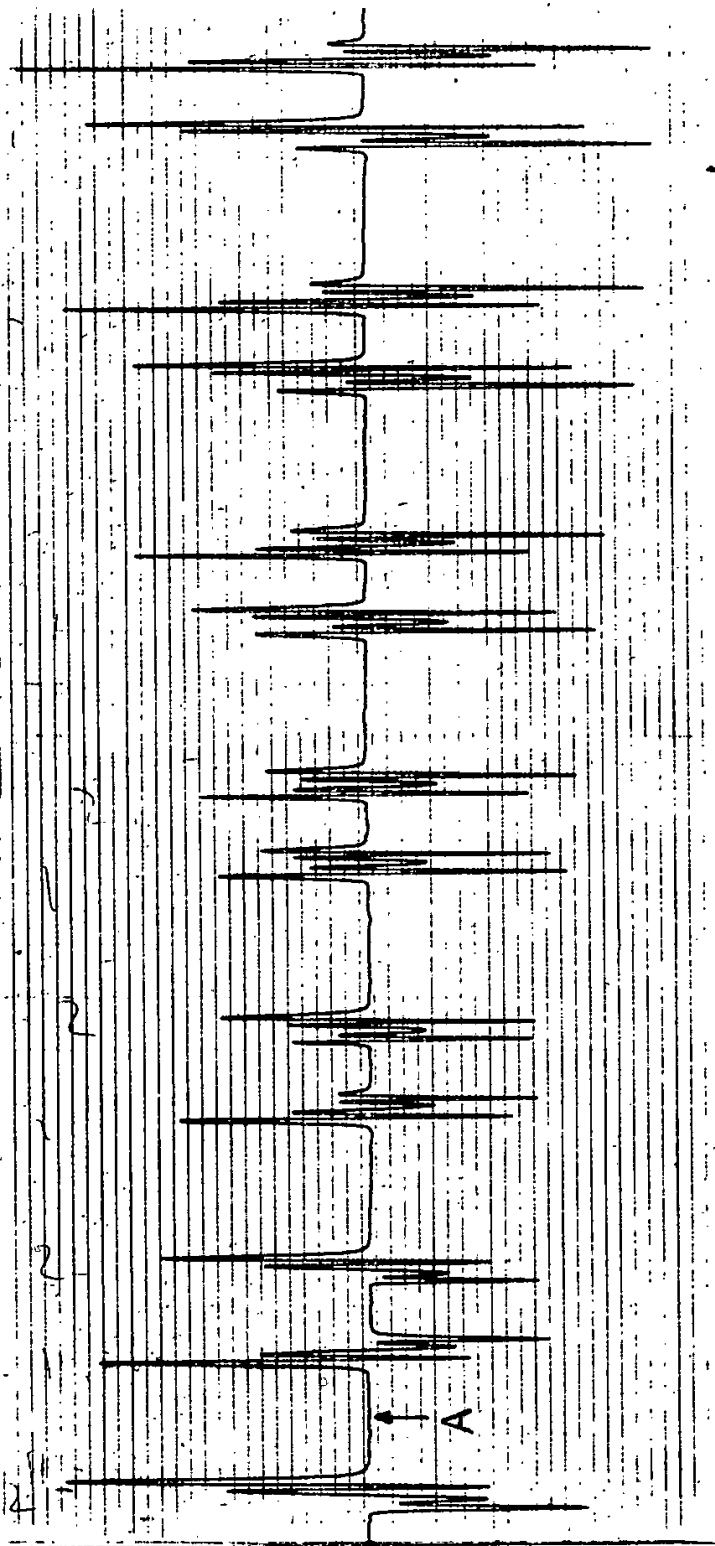


а)

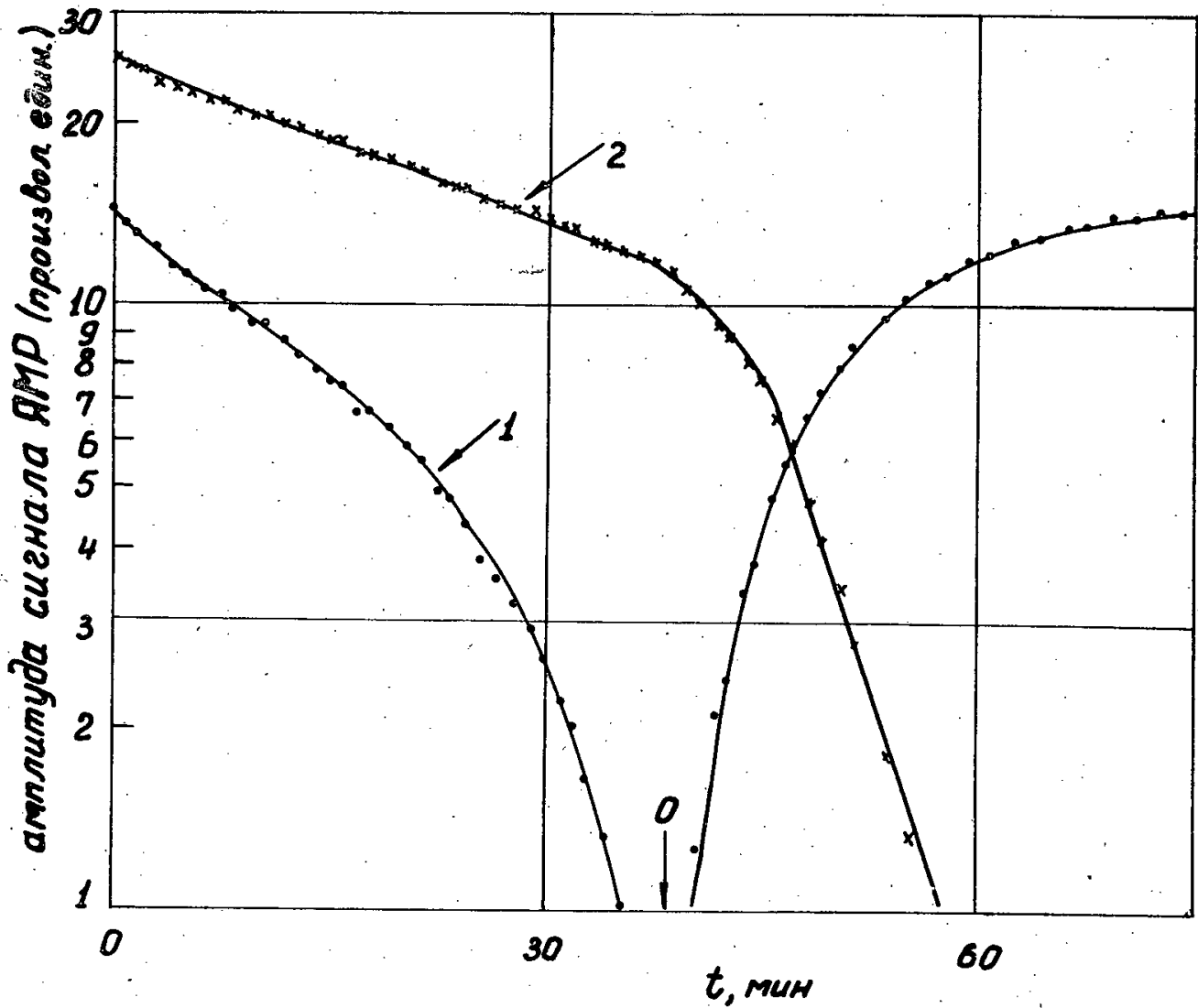


б)

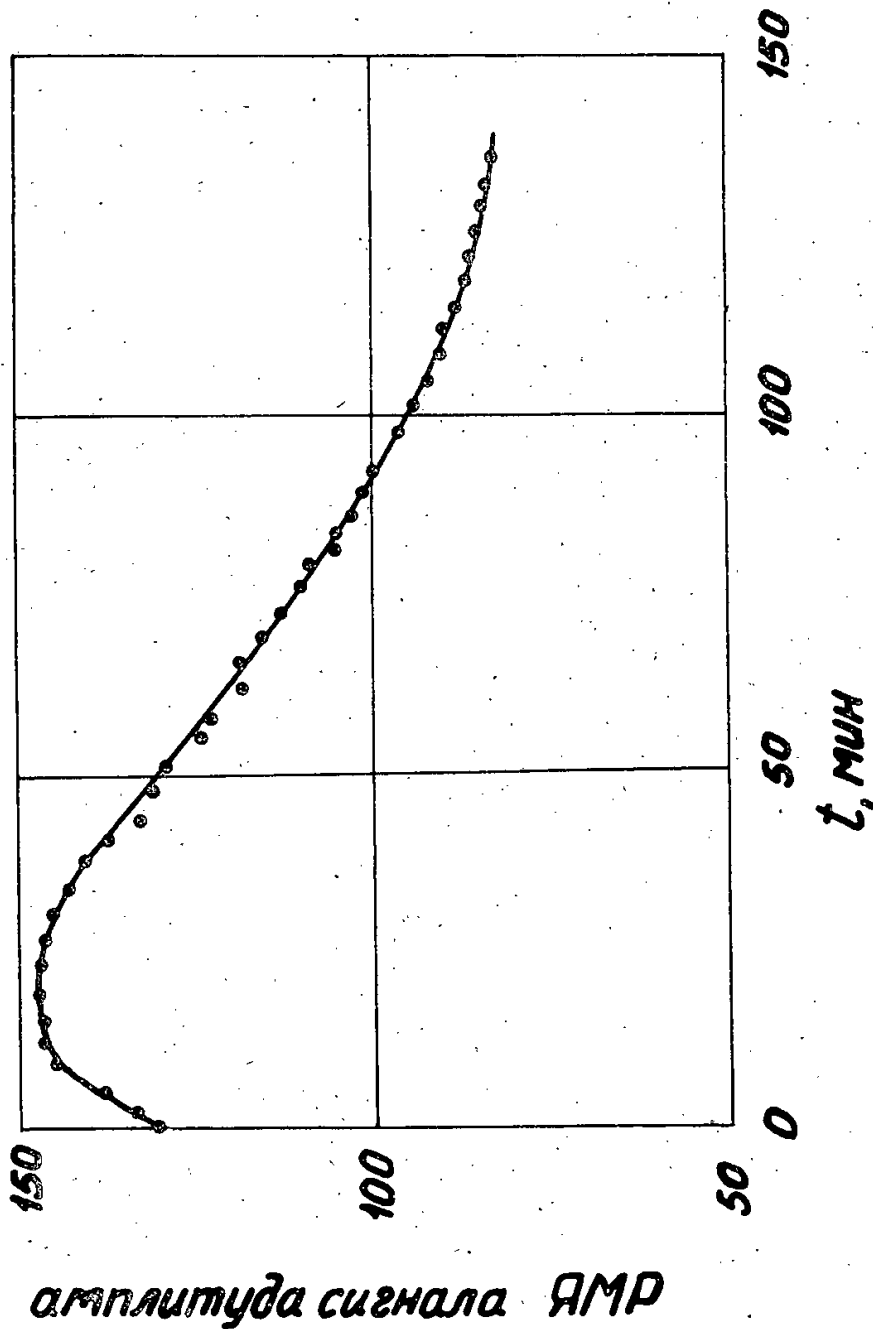
Р и с. 5. Сигналы протонного резонанса при тепловом равновесии (слева) и включенной насыщающей мощности (справа). а) кристалл с 1% Nd , объем $5,7 \text{ см}^3$. Неусиленный сигнал записан при температуре $4,2^\circ\text{K}$, усиленный - при $1,5^\circ\text{K}$ (коэффициент усиления измерительного тракта K уменьшен в 500 раз); б) кристалл с 1% Nd , объем $7,2 \text{ см}^3$, неусиленный и усиленный сигналы записаны при $1,38^\circ\text{K}$ (справа K уменьшен в 100 раз).



Р и с. 6. Изменение знака протонной поляризации при смещении поля с H_+ на H_- .
В точке А поле скачком увеличено на 20 эрстед.



Р и с. 7. Временная зависимость амплитуды сигнала протонного резонанса $A(t)$ после смещения поля с H_- на H_+ (кривая 1). Кривая 2 - величина $A(\infty) - A(t)$ с учетом изменения знака $A(t)$ в точке 0. Кристалл с 0,2% Nd , температура $1,35^\circ K$.



Р и с. 8. Временная зависимость амплитуды сигнала протонного резонанса после уменьшения уровня генерации ЯМР - детектора. Кристалл с 1% Nd, объем 5,7 см³, температура 1,36° К.

Таблица

Результаты экспериментов по динамической поляризации протонов в кристалле $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ с примесью неодима, обогащенного до 98,0% четным изотопом Nd^{142} , на частоте 37 ГГц и магнитном поле 10 кэ

| $\lambda, \%$ | $V, \text{см}^3$ | $T, ^\circ\text{K}$ | η измер. | $P, \%$ измер. | $P_t, \%$ теорет. | $T_{in}, \text{мин}$ |
|---------------|------------------|---------------------|------------------|-------------------|----------------------|----------------------|
| 1,0 | 0,036 | 1,37 | 500 | 37,5 | 56 | 16 |
| 1,0 | 5,7 | 1,49 | 515 | 35,5 | 53,3 | - |
| 1,0 | 5,7 | 1,39 | 450 | 33,0 | 56,5 | 39 |
| 0,5 | 0,036 | 1,35 | 600 | 45,5 | 57,6 | 100 |
| 0,2 | 0,036 | 1,35 | - | - | - | 5,5 час |
| 0,4 | 4,1 | 1,30 | - | - | - | 6,2 час |

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3680. Тираж 320. 111 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. Март 1964 г.

Бутслов М.М., Комаров В.И., Савченко О.В.

P-1619

Изотропная разрядная камера для регистрации треков релятивистских заряженных частиц.

Описана изотропная разрядная камера с рабочим объемом около 500 см^3 , позволяющая регистрировать треки релятивистских заряженных частиц независимо от угла между траекторией частицы и направлением импульсного электрического поля. Приведены результаты измерений рабочих характеристик камеры при наполнении чистыми инертными газами (неон, гелий) и газами с различными примесями (метан, спирт, вода и др.) при давлении 0,25 - 1,0 ат.

Регистрационное удостоверение 39295
с приоритетом 19 июля 1963 г.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Butslov M.M., Komarov V.I., Savchenko O.V.

P-1619

An Isotropic Discharge Chamber for Detecting the
Tracks of Relativistic Charged Particles

An isotropic discharge chamber with a fiducial volume of about 500 cm^3 is described. This chamber allows to detect the tracks of relativistic charged particles regardless of the angle between the particle trajectory and the direction of the pulsed electric field. The operating characteristics of the chamber have been measured when it is filled with pure inert gases (neon, helium) and when contaminated with (methane, alcohol, water etc) at pressures of 0.25 - 1.0 atm. The results of measurements are presented.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко

P- 1619

**ИЗОТРОПНАЯ РАЗРЯДНАЯ КАМЕРА
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ТРЕКОВ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Дубна 1964

М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко

P - 1619

ИЗОТРОПНАЯ РАЗРЯДНАЯ КАМЕРА
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ТРЕКОВ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в ПТЭ

Дубна 1964

В настоящее время в экспериментах с элементарными частицами высоких энергий широкое распространение получили искровые камеры. Приборы этого типа регистрируют треки быстрых заряженных частиц с высоким пространственным (≈ 1 мм) и хорошим временным (≈ 1 мксек) разрешением, причем управляемость искровых камер позволяет отбирать изучаемые случаи взаимодействия элементарных частиц на большом фоне постороннего излучения. Однако сравнение искровых камер с такими трековыми приборами, как пузырьковые и диффузионные камеры, показывает слабые стороны метода искровых камер:

- 1) неизотропность (в искровых камерах не удается получать треки частиц, проходящих под углом больше 45° к направлению поля);
- 2) в искровых камерах нельзя получить треки частиц, останавливающихся в газе рабочего объема камеры;
- 3) искровые камеры дают мало информации об ионизирующей способности регистрируемых частиц, так как эффективность образования треков и их яркость слабо зависят от величины первичной плотности ионизации.

Эти недостатки искровых камер обусловлены характером газового разряда, развивающегося в них: газовое усиление первичной ионизации, необходимое для получения достаточно яркого трека столь велико, что процесс лавинного размножения первичных электронов переходит в быстрый стримерный процесс. Образующийся при этом искровой канал замыкает междуэлектродный промежуток камеры под углом не более 45° к направлению поля, а его яркость определяется в основном параметрами электрической цепи импульсного питания камеры. В этом смысле режим работы искровых камер аналогичен режиму газовых счетчиков в гейгеровской области, когда величина импульса не зависит от характера первичной ионизации, а определяется величиной приложенного напряжения.

Одна из возможностей устранения указанных недостатков, как было показано в работах ^{/1-4/}, состоит в том, что локальное размножение первичных электронов можно довести до величины, при которой свечение трека можно фотографировать, если создавать в рабочем объеме камеры осциллирующее электрическое поле высокой частоты. Так, Каваллери и др. ^{/3/} сфотографировали треки α -частиц в камере объемом около 60 см^3 с междуэлектродным промежутком 1,2 см, подавая на электроды камеры затухающее осциллирующее напряжение с частотой 40 МГц в течение 0,4 мксек. Получить треки релятивистских частиц в такой камере не удалось. Фукуи и др. ^{/4/}

сфотографировали треки релятивистских частиц в небольшом объеме смеси газов, помещенной в волновод с внутренними размерами $4,7 \times 2,2 \text{ см}^2$, проводящий электромагнитные волны с частотой 5,550 МГц в течение 0,1 мксек после прохождения регистрируемых частиц. Помимо трудностей, связанных с получением высокочастотного поля, однородного по объему, возникала необходимость устранения фоновых разрядов путем введения в газ примеси алкоголя, поглощающей ультрафиолетовое излучение разряда.

Другая возможность изотропной регистрации треков заряженных частиц, в том числе и остаивающихся в газе рабочего объема камеры, состоит в том, что газовое усиление ограничивается в пределах, при которых лавинное размножение первичных электронов происходит еще локально, а увеличение яркости трека, необходимое для фотографирования, осуществляется путем использования электронно-оптического преобразователя. В настоящей статье описывается разработанная авторами изотропная разрядная камера (ИРК) для регистрации релятивистских заряженных частиц, действие которой основано на этом принципе.^{x/}

Схема и конструкция камеры

Общая схема ИРК приведена на рис. 1. Основными элементами установки являются: камера (К), между электродами которой находится рабочий объем газа, электронно-оптический преобразователь (ЭОП) и электронная схема управления. Камера цилиндрической формы имела внутренний диаметр 20 см и высоту 9 см. Боковые стенки камеры были сделаны из плексигласа, а на торцах расположены круглые латунные электроды, центральные части которых утолщены так, что расстояние между плоскостями электродов по оси камеры равно 5 см. Радиус закругления краев выступающей части электрода также был равен 5 см. При такой конструкции камеры фоновые разряды, вызванные краевыми эффектами, не наблюдались даже при работе в режиме искровой камеры и наполнении объема технически чистым неоном или гелием. Рабочий объем камеры, т.е. область между электродами, в которой создается однородное электрическое поле, составлял около 500 см.³ Герметичность камеры обеспечивалась благодаря тому, что детали склеивались эпоксидной смолой.

Камера располагалась между двумя сцинтилляционными счетчиками (C_1, C_2), отбиравшими космические частицы, проходящие через рабочий объем камеры под углом от 0° до 20° к вертикали. Импульс со схемы совпадений (СС) поступал на вход схемы управления, в одном из каналов которой (рис. 1, канал 4) формировался импульс запуска генератора высоковольтных импульсов (ГВВИ). Принципиальная схема канала аналогична схеме генератора, описанного в работе^{/5/}. Прямоугольный импульс длитель-

^{x/} В последнее время были опубликованы работы^{/16,17/}, описывающие разрядную камеру, принцип действия которой состоит в обрывании стримерного процесса путем быстрого уменьшения напряженности электрического поля в камере. Такая камера не является полностью изотропной, так как яркость трека сильно зависит от угла между траекторией частицы и направлением напряженности поля.

кв запускал генератор, построенный по принципу трансформации напряжения системой длинных линий^{/6/} с тиратроном в качестве коммутирующего элемента^{/7/}. Принципиальная схема генератора приведена на рис. 2. При поступлении запускающего импульса на сеточный трансформатор генератор вырабатывает отрицательный импульс напряжения приблизительно треугольной формы с плавно регулируемой амплитудой до 70 кв. Время нарастания напряжения составляло около 0,05 мксек, а полная длительность импульса была равна 0,1 мксек. Импульс поступал на один из электродов камеры с общей задержкой относительно момента прохождения космической частицы 0,7 мксек. Другой электрод камеры был заземлен через ограничительное сопротивление $r = 160$ ом.

Слабое световое излучение, возникающее в процессе размножения первичных электронов вблизи траектории частицы попадало через плоское окно в плексигласовой стенке камеры в объектив типа "Гелиос-40" с $f = 85$ мм и фокусировалось на фотокатод усилителя света с уменьшением 1 : 4. При относительном отверстии объектива 1 : 3,4 изображение треков, проходивших через центральную часть камеры, составлявшую 40% рабочего объема, передавалось объективом с разрешением не хуже 4 линий на мм в плоскости изображения.

В качестве усилителя света был использован многокаскадный электронно-оптический преобразователь (ЭОП), описанный, например, в работе^{/8/}. ЭОП работал в режиме усиления, при котором возможно фотографирование на выходном экране ЭОПа светлых точек, соответствующих отдельным фотоэлектронам, испущенным с поверхности первого фотокатода. Для подавления темного фона напряжение на второй каскад подавалось импульсно через 5 мксек после регистрируемого события. Необходимый для этого отрицательный прямоугольный импульс с амплитудой 7 кв вырабатывался в канале 2 схемы управления (рис. 1).

Изображение, возникающее на выходном экране (Э) ЭОПа фотографировалось на стандартной аэрофотоплёнке чувствительностью 1200 ед. ГОСТ. В качестве объектива (O_2) регистрирующей фотокамеры (РФК) был использован светосильный объектив с относительным отверстием 1 : 0,85. Затвор фотокамеры нормально открыт, и плёнка передвигается на один кадр после экспозиции. Для того, чтобы избежать вуалирования плёнки темным фоном последних каскадов при работе камеры в режиме регистрации редких событий, постоянное напряжение на последнем каскаде ЭОПа было установлено на 5 кв меньше напряжения, необходимого для нормального усиления изображения. Прямоугольный импульс с амплитудой 5 кв и длительностью 0,1 сек формировался в канале 3 схемы управления и подавался на последний каскад ЭОПа с задержкой около 3 мксек относительно регистрируемого события.

Рабочие характеристики камеры

Возможность использования начальной стадии газового разряда для получения треков заряженных частиц изучалась на описанной установке путем фотографирования разрядов, развивающихся в газе при различных значениях напряженности импульсного электрического поля, приложенного после прохождения ионизирующей частицы через газ. При этом камера устанавливалась двумя способами: а) электроды камеры расположены вертикально, так что выделяемые сцинтилляционными счетчиками частицы проходят через камеру под углами от 90° до 110° к направлению электрического поля (регистрация треков "перпендикулярно полю"); б) электроды расположены горизонтально, так что частицы проходят через камеру под углами от 0° до 20° к направлению поля (регистрация треков "по полю").

Было установлено, что в камере, наполненной технически чистым гелием до давления 1 ат при напряженности поля $E \gtrsim 5$ кв/см количество света, образующегося в отдельных электронных лавинах, достаточно для регистрации, и цепочка лавинок, развивающихся вблизи траектории заряженной частицы, образует трек. (Здесь и в дальнейшем под напряженностью поля E имеется ввиду амплитудное значение напряженности создаваемого в камере поля).

Яркость и размер лавинок сильно зависят от напряженности приложенного поля, однако существует интервал значений напряженности поля ($5 \text{ кв/см} < E < 5,3 \text{ кв/см}$), в котором количество и яркость лавинок в треках "перпендикулярно" полю и "по полю" практически одинаковы при одинаковой напряженности поля. Поэтому в указанном интервале напряженности поля треки регистрируются изотропно. Дальнейшее повышение амплитуды импульса вызывает переход электронных лавин в стримеры и возникновение одного искрового канала, замыкающего межэлектродный промежуток (в случае регистрации "по полю") или цепочки искровых каналов (в случае регистрации "перпендикулярно полю").

При напряженности $E > 6,5$ кв/см камера работает в режиме обычной искровой камеры. На рис. 3 приведены фотографии треков в рабочей области напряженности поля, а также фотографии, иллюстрирующие процесс развития искровых каналов при увеличении напряженности. Ширина полученных треков составляет около 2,5-3 мм и определяется в основном размером лавинок. При напряженности поля в интервале $5,0 \text{ кв/см} < E < 5,3 \text{ кв/см}$ размеры лавинок в направлении поля и перпендикулярно к нему одинаковы, но при увеличении напряженности поля размер лавинок по полю быстро увеличивается, и лавинки приобретают вытянутую форму. Зависимость размера электронных лавин в направлении поля от напряженности поля приводится на рис. 5. Как видно на photographиях (рис. 3), треки состоят из отдельных лавинок и имеют прерывистый характер, обусловленный статистическим характером распределения первичной ионизации вдоль траектории частицы и флуктуациями развития лавин.

число наиболее развившихся лавин на единицу длины трека ($1,5 - 2$ лавины на см) на порядок меньше плотности первичных электронов и определяет наблюдаемую в искровых камерах ^{/11/} плотность разрядных колонок вдоль трека. Среднее число фотоэлектронов, создающих изображение лавин при напряженности $E = 5,3$ кв/см было равно примерно десяти, что соответствует испусканию $\approx 6 \cdot 10^5$ фотонов с длиной волны, соответствующей области чувствительности фотокатода.

Увеличение светосилы объектива, создающего изображение трека на фотокатоде ЭОПа до $1:1,5$ не изменило существенно вид треков. Фотографии, приведенные на рисунках 5, 9, получены при светосиле первого объектива $1 : 1,5$. Для выяснения влияния формы импульса на ширину треков были отключены демпфирующие кенотроны в генераторе высоковольтных импульсов, и на электроды камеры подавался импульс с выбросом обратной полярности длительностью $0,5$ мксек, амплитуда которого составляла примерно половину амплитуды основного импульса. Такое изменение формы импульсного напряжения оказалось эквивалентным (по достигаемому развитию лавин) увеличению на 20% амплитуды импульса без выброса. Размер лавинок при этом несколько увеличился, и, кроме того, рабочая область напряжения уменьшалась, так как при $E \approx 4,8$ кв/см иногда наблюдались фоновые разряды в начальной стадии (рис. 4).

Кроме наполнения гелием, для получения треков использовалось также наполнение камеры технически чистым неоном. Треки появляются при напряженности поля $E \approx 3,2$ кв/см, и интервал $3,2 < E < 3,4$ кв/см является в этом случае областью изотропной регистрации треков. Возможность получения треков была исследована также при наполнении камеры различными газовыми смесями. Опыты со смесями газов можно разделить на три группы в зависимости от цели, которая ставилась при их изучении.

А) Для разработки изотропных разрядных камер большого размера представляют интерес смеси газов, позволяющие получать треки при наименьших значениях напряженности электрического поля. В этом отношении различные газы и их смеси могут отличаться как по величине $\alpha \cdot v$, где α - первый коэффициент ионизации Таунсенда, v - дрейфовая скорость электронов в поле, так и по спектральному составу и интенсивности излучаемого света. С этой точки зрения были исследованы смеси неона и гелия с аргоном. В смеси $84\% \text{ Ne} + 16\% \text{ A}$ треки регистрировались, начиная с

$E = 6,35$ кв/см. Зависимость минимальной напряженности, необходимой для регистрации треков в смеси неона с аргоном от процентного содержания аргона, показана на рис. 6 (кривая 1). Там же (кривая 2) приведены значения минимальной напряженности, необходимой для визуального наблюдения искровых каналов при разной концентрации аргона в неоне. В работах ^{/9,10/} было высказано предположение о том, что в импульсных полях малой продолжительности напряжение пробоя в смеси $\text{Ne} + \text{A}$ становится

CIA-RDP80-00247A003800380001-7 на $\approx 10^{-25}\%$. Однако полученные нами данные подтверждают тот факт, что эффект Пеннинга наиболее сильно проявляется при низких значениях концентрации аргона (порядка долей процента) даже в импульсных полях длительностью $\approx 10^{-7}$ сек. Таким образом, в смеси $Ne + 0,5\% A$ при давлении 1 ат можно регистрировать треки релятивистских частиц при напряженности поля $E = 2,8$ кв/см.

В) Время памяти камеры определяется скоростью исчезновения свободных электронов, образованных в газе ионизирующей частицей, и в технически чистом гелии составляет десятки микросекунд. Так, при дополнительной задержке высоковольтного импульса на 10,5 мксек количество лавин на единицу длины трека в гелии упало на 30%. Широко применяемый в искровых камерах с малыми межэлектродными промежутками способ уменьшения разрешающего времени путем приложения очищающего поля, очевидно, малоэффективен для камер с большим межэлектродным промежутком, так как время собирания электронов в этом случае становится большим. Поэтому приобретают интерес поиски эффективных "химических" способов уменьшения разрешающего времени. Известно, что добавление спирта уменьшает время памяти в искровых камерах даже в отсутствие очищающего поля^{/11/}. Поэтому была изучена возможность работы ИРК с таким наполнением. Рабочая область напряженности для смеси $Ne + 2,6\% C_2H_5OH$ находилась в интервале $6,1 < E < 6,4$ кв/см. Количество лавин на единицу длины трека несколько уменьшилось и составляло 1,4 лавины на см. При введении дополнительной задержки высоковольтного импульса относительно момента прохождения частицы $t_{зад.} = 5$ мксек число лавин на см падало в два раза. При этом уменьшалась и яркость трека, рис. 7, так что при общей задержке около 7 мксек треки релятивистских частиц не наблюдались.

Добавление к неону 1,3% воздуха повышало напряженность поля в рабочей области на 30%. Число лавин на единицу длины падало в два раза при введении дополнительной задержки высоковольтного импульса на 9 мксек. При задержке

$t_{зад.} = 12$ мксек треки релятивистских частиц не регистрировались. Рабочая напряженность поля при введении в неон паров воды с давлением 13 мм рт.ст. поднимается только на 10%, однако время памяти в камере с таким наполнением нестабильно и может быть сильно изменено действием искровых разрядов в объеме газа. Это подтверждается изменением эффективности образования искровых каналов (при работе в режиме искровой камеры) в зависимости от времени задержки импульсного напряжения на электродах (рис. 8). Возможная причина этого явления заключается в диссоциации воды под действием искровых разрядов с образованием нейтральных либо ионизованных атомов и молекул, обладающих большей энергией сродства к электрону, чем у молекул воды.

CIA-RDP80-00247A003800380001-7 ивным является использование в качестве добавок таких газов, как CO_2 и SO_2 /10,12/, а также совместное действие электроотрицательных добавок и электрического поля, поддерживающего среднюю энергию первичных электронов на уровне нескольких десятых электрон-вольта. Оценки показывают, что таким способом время памяти в камере может быть сделано меньше микросекунды.

Следует заметить, что некоторые вещества могут оказывать влияние на работу камеры, присутствуя в газе в ничтожно малых концентрациях. Так, малые ($< 10^{-4}\%$) примеси четыреххлористого углерода делают регистрацию треков невозможной. Аналогичное наблюдение было сделано при работе с искровой камерой в работе /13/.

С). Поскольку камера может быть использована для изучения процессов взаимодействия элементарных частиц с ядрами газообразного вещества, наполняющего камеру, необходимо изучить возможность введения различных веществ в инертный газ, составляющий основное наполнение камеры. С этой целью были выбраны вещества, содержащие водород и углерод. В смеси $\text{He} + 3,3\% \text{CH}_4$ получены треки при напряженности поля в интервале 6,7 - 7,0 кВ/см. При введении в $\text{He} + 11\% \text{CH}_4$ получить треки было уже невозможно. Треки не регистрировались также в смесях $\text{He} + 5\% \text{C}_2\text{H}_6$ и $\text{He} + 5,5\% \text{H}_2$.

Описанные выше опыты были выполнены при полном давлении газа в камере, равном 1 атм., однако для проведения физических экспериментов в некоторых случаях, например, регистрация короткопробежных частиц, изучение распадов нестабильных частиц на лету, может потребоваться меньшее давление. Наполнение камеры $\text{He} + 1,3\%$ воздуха при давлении 0,5 атм показало, что в этих условиях можно регистрировать треки. Были получены также треки в смеси $\text{He} + 1\% \text{A}$ при давлении 0,28 атм. Работа ИРК при пониженном давлении позволяет почти пропорционально снизить амплитуду высоковольтного импульса, однако требует высокой герметичности рабочего объема камеры, чтобы препятствовать натеканию атмосферного воздуха.

Полученная в настоящей работе ширина лавин определяется в основном диффузией электронов при размножении в лавине, и так как квадрат радиуса диффузии пропорционален времени размножения, то уменьшение длительности импульса на порядок, по-видимому, позволит примерно в три раза уменьшить ширину лавин. Следует заметить, что при длительности приложенного поля $\approx 10^{-8}$ сек треки частиц, идущих перпендикулярно полю, по-видимому, могут быть получены без применения усилителя яркости, так как скорость распространения стримера равна 10^8 см/сек /15/, и трек, возможно, будет образовываться в виде цепочки незавершенных стримеров. Однако можно ожидать, что получить ширину трека 1 мм таким способом затруднительно, а большая величина газового усиления должна сильно ослабить зависимость характеристик трека от первичной ионизации и привести к сильной зависимости яркости от направления трека относительно поля.

З а к л ю ч е н и е

1. Разработана изотропная разрядная камера, регистрирующая треки релятивистских заряженных частиц независимо от угла между направлением электрического поля и траекторией частиц.

2. Показано, что треки заряженных частиц имеют ширину порядка 2-3 мм, а время памяти в использованных смесях газов составляет несколько микросекунд.

3. Показана возможность работы камеры при наполнении рабочего объема различными газовыми смесями, а также при пониженном давлении.

4. Использование генераторов коротких импульсов высокого напряжения (типа Маркса^{/14/}, либо с трансформацией напряжения системой длинных линий^{/6/}) позволит увеличить ширину междуэлектродного промежутка до нескольких десятков сантиметров. Поэтому вполне реальна разработка ИРК большого объема (30х 100х 100 см³).

5. Для окончательного выяснения круга экспериментов, выполнимых на ИРК, необходимо детальное изучение ряда вопросов:

а) зависимость характеристик трека (яркость, число лавин на единицу длины трека, ширина трека) от величины первичной плотности ионизации;

в) возможность одновременной регистрации частиц с сильно отличающейся ионизирующей способностью;

с) влияние ионной загрузки рабочего объема фоновыми частицами на процесс образования треков.

В заключение авторы выражают благодарность Л.М. Сороко за постоянную помощь в работе и обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. A.R.Bevan, Nature, 164, 454, (1949).

2. S.Fukui, S.Hayakawa, T.Tsukishima, H.Nukushina. Proc. Int. Conf. H.E. Phys. Berkeley (1960), p. 267.

3. C.Cavalleri, E.Gatti, G.Redaeli. Nuovo Cim., 25, N6. 1282(1962).

4. S.Fukui, S.Haya Kawa, T.Tsukishima, H.Nukushina. Nucl. Instr. and Methods, 20, 236 (1963).

5. О.С. Колотов, Ю.Н. Лобанов, А.С. Обухов, Н.П. Полев. ПТЭ, № 3, 73 (1960).

6. А.И. Павловский, Г.В. Склизков. ПТЭ, № 2, 98 (1962).

7. В.И. Комаров, О.В. Савченко. Препринт ОИЯИ 1429, Дубна, 1963.

8. Б. А. Демидов, С.Д. Фанченко. ЖЭТФ, 39, 64 (1960).

8. S. Fukui, S. Miyamoto. Journ. of the Phys. Soc. Japan, 16, No 12, 2574 (1961).

10. S. Miyamoto. Nuovo Cim., v27, N6, 1325 (1963).

11. J.W. Cronin. IRE Trans. of Nucl. Science, VNS-9, N3, 247 (1962).

12. O'Neill. Nucl. Instr. and Methods. v20, p. 154 (1963).

13. Ю.Д. Баюков, Г.А. Лексин, Д.А. Сучков, В.В. Теленков. ПТЭ, № 1, 36 (1963).

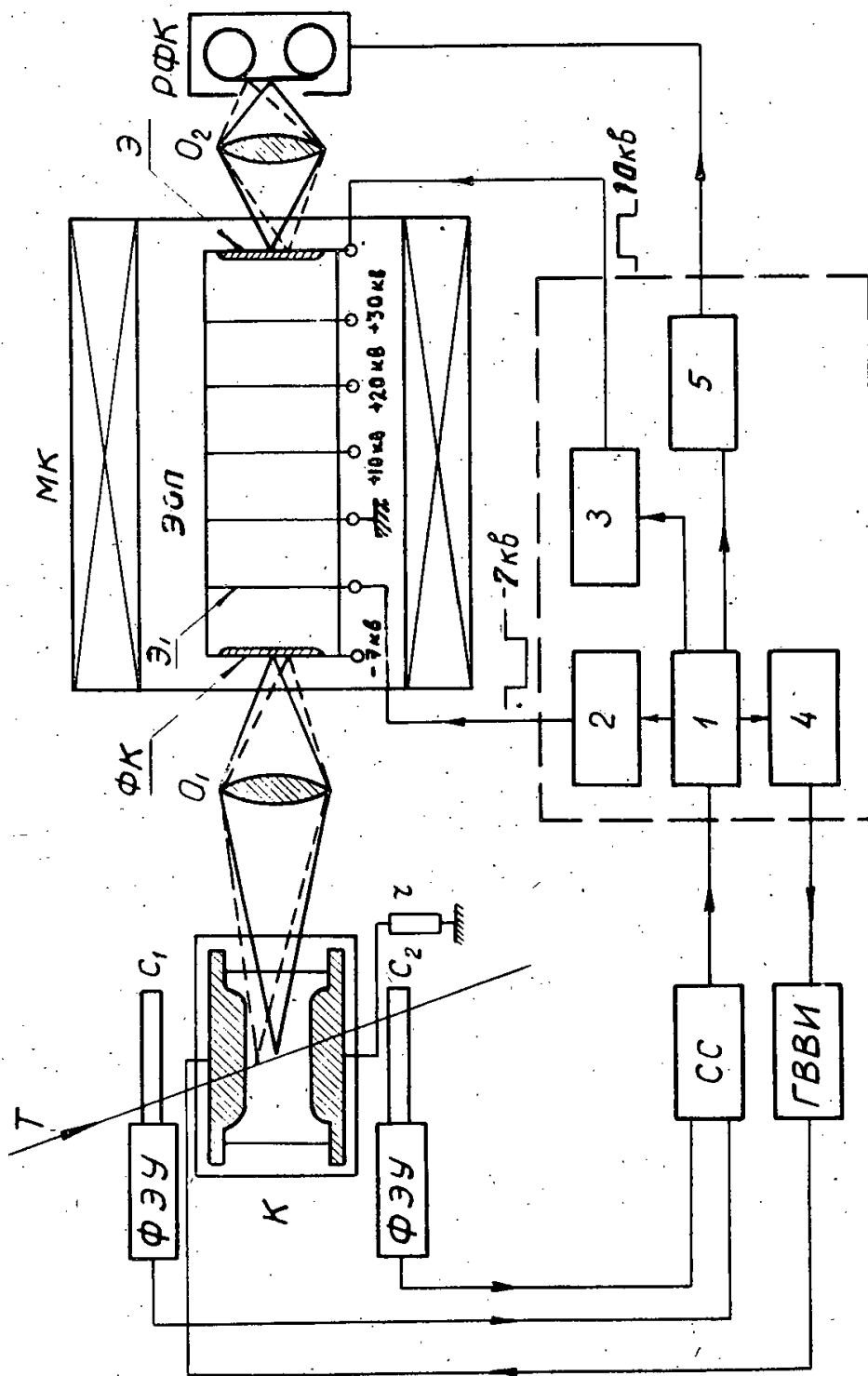
14. J.D. Craggs, J.M. Meek. High Voltage Laboratory Technique, London (1954).

15. Дж. Мик, Дж. Крэгс. Электрический пробой в газах. ИЛ, 1960.

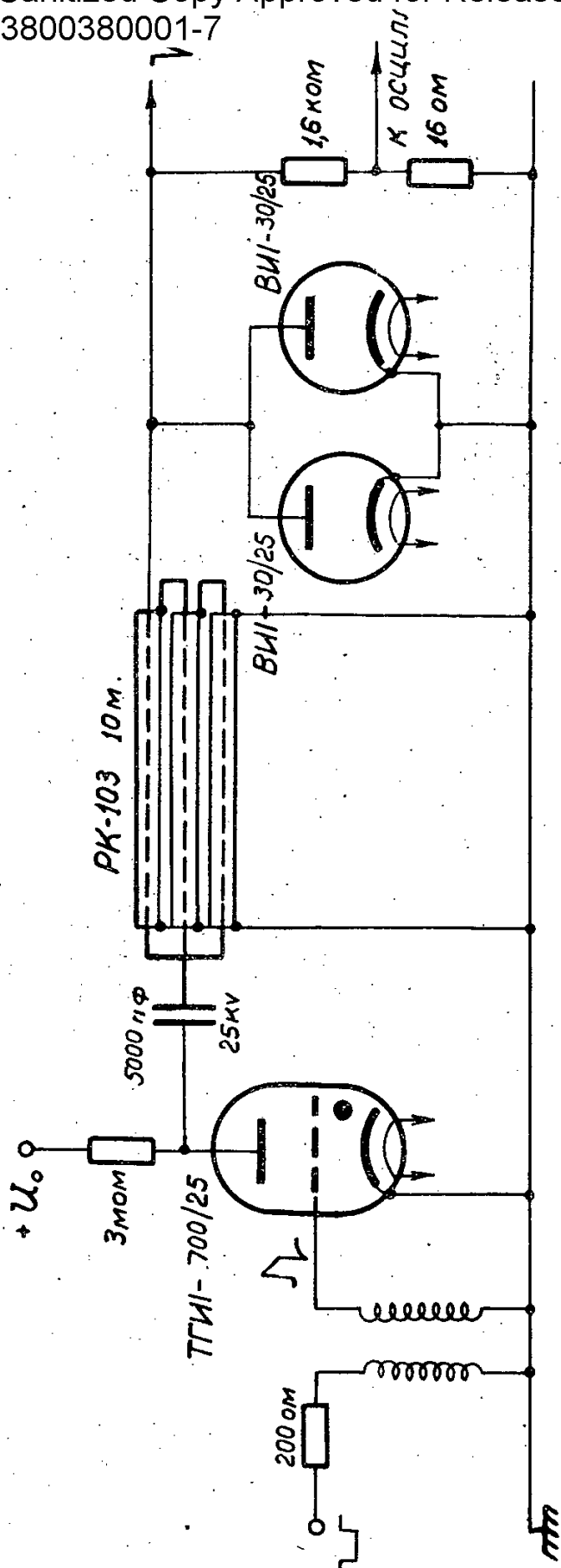
16. Б.А. Долгошеин, Б.И. Лучков. ЖЭТФ, 46, 392 (1964).

17. В.А. Михайлов, В.Н. Ройнишвили, Г.Е. Чиковани. ЖЭТФ, 45, 818 (1963).

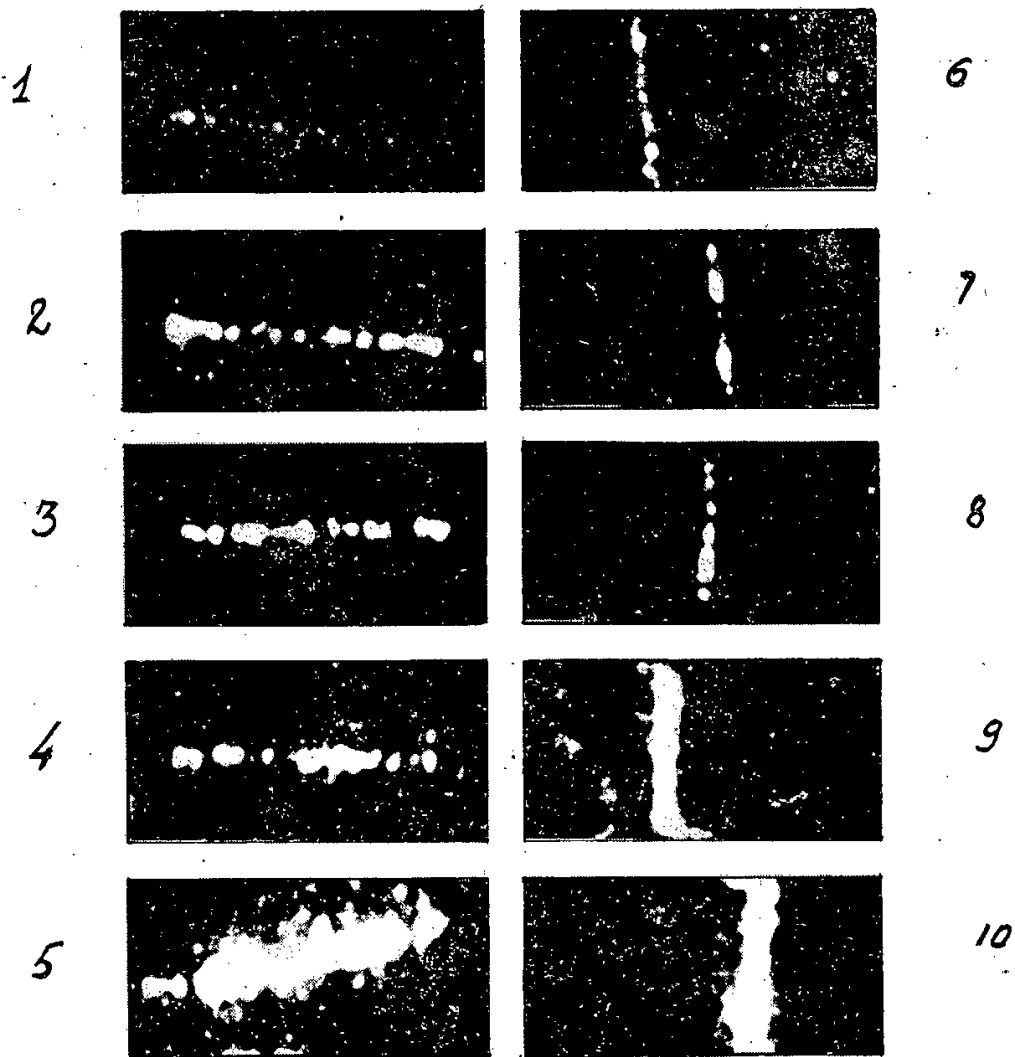
Рукопись поступила в издательский отдел
27 марта 1963 г.



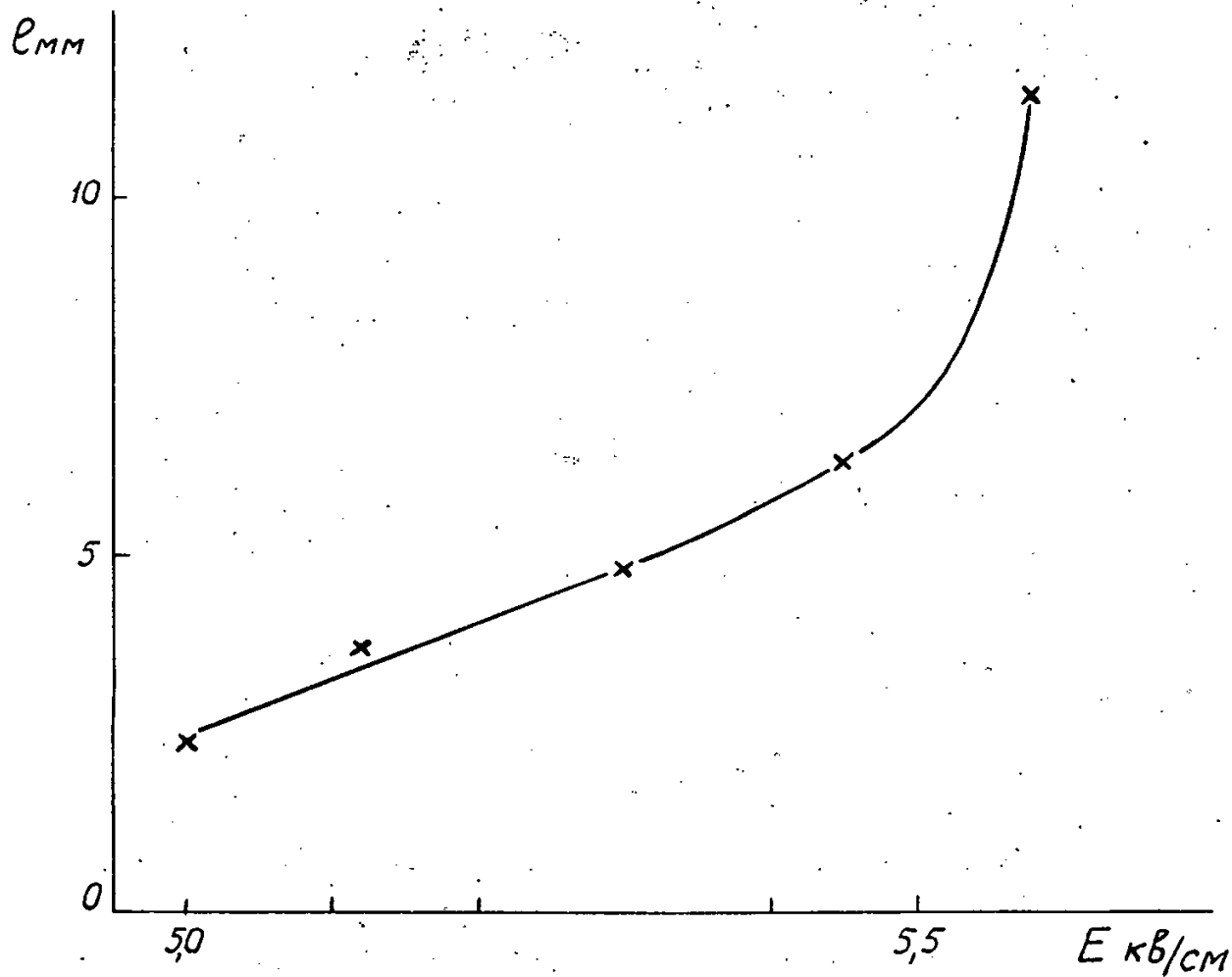
Р и с. 1. Общая схема ИРК. К-камера, Т-траектория космической частицы, O_1 - объектив, $\Phi П$ - электронно-оптический преобразователь, $\varepsilon_1, (\varepsilon_2) -$ экран первого (последнего) каскада, МК-магнитная катушка, O_2 - объектив фотокамеры, $\Phi К$ -регистрирующая фотокамера, C_1, C_2 - сцинтилляционные счетчики, $С С$ - схема совпадений, ГВВИ - генератор высоковольтных импульсов, 1-5 - каналы электронной схемы управления.



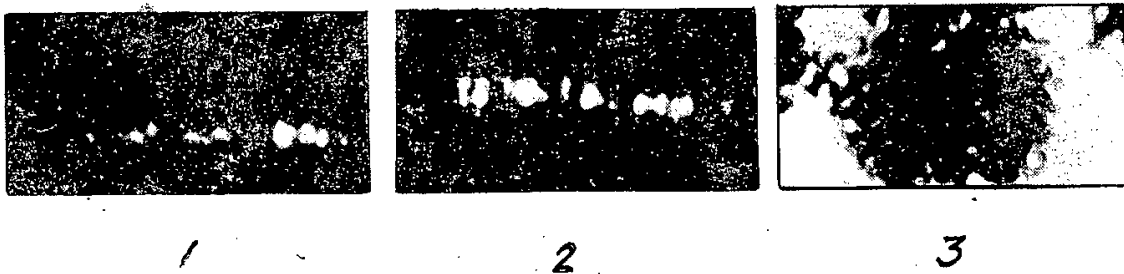
Р и с. 2. Принципиальная схема генератора высоковольтных импульсов.



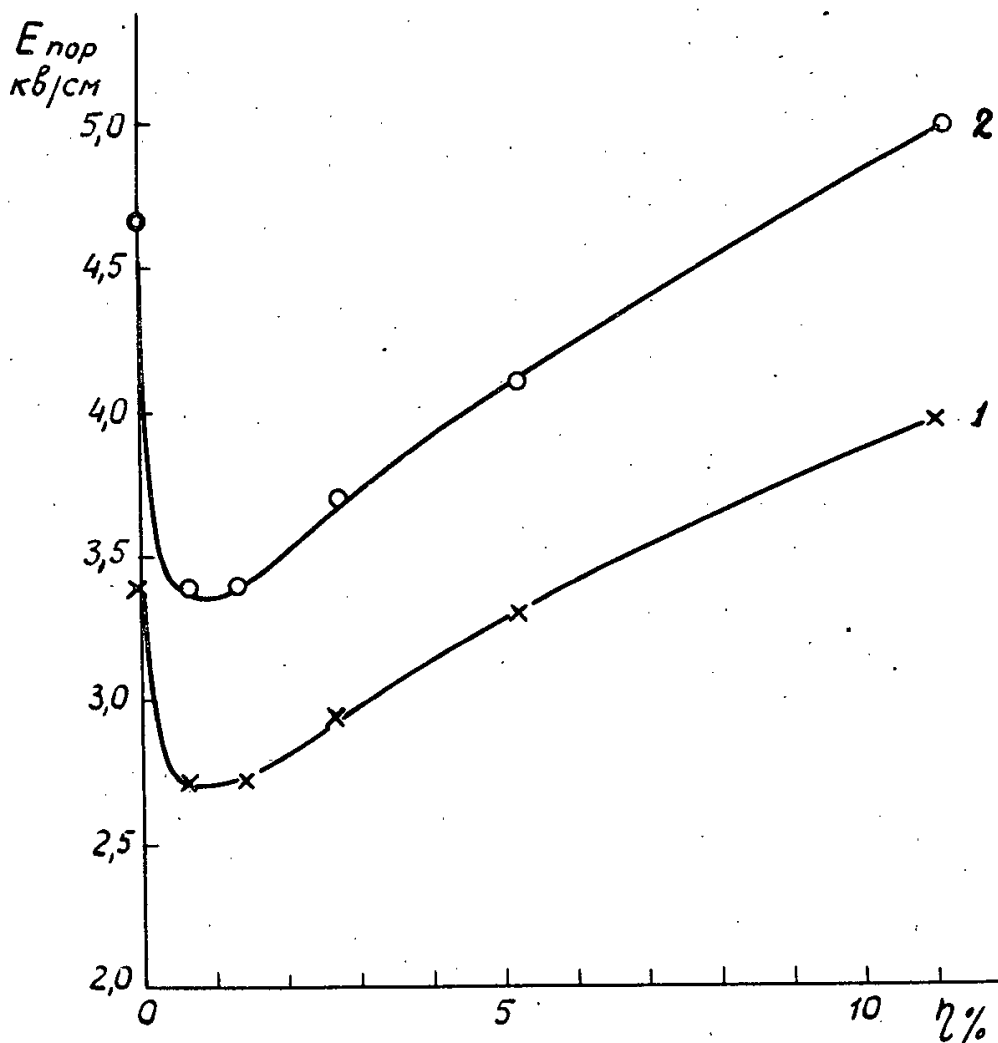
Р и с. 3. Фотографии треков релятивистских частиц в He при различных значениях напряженности поля. (1-5) - угол между направлениями треков и поля составляет $90-110^\circ$. (6-10) - угол между направлениями треков и поля составляет $0-20^\circ$. Напряженность поля равна соответственно (1,6) - 5,0 кв/см, (2,7) - 5,15 кв/см, (3,8) - 5,3 кв/см, (4,9) - 5,45 кв/см, (5,10) - 5,6 кв/см.



Р и с. 4. Размер лавин в зависимости от напряженности поля.



Р и с. 5. Фотографии треков в He, полученные при использовании высоковольтного импульса с выбросом. 1 - напряженность поля $E = 4,45$ кв/см, 2 - $E = 4,6$ кв/см; 3 - $E = 4,6$ кв/см, фоновый разряд.



Р и с. 6. Зависимость минимальной напряженности поля, необходимого для регистрации треков в смеси He + $\eta\%$ A от процентного содержания аргона. 1 - регистрация в режиме ИРК; 2 - регистрация в режиме искровой камеры.

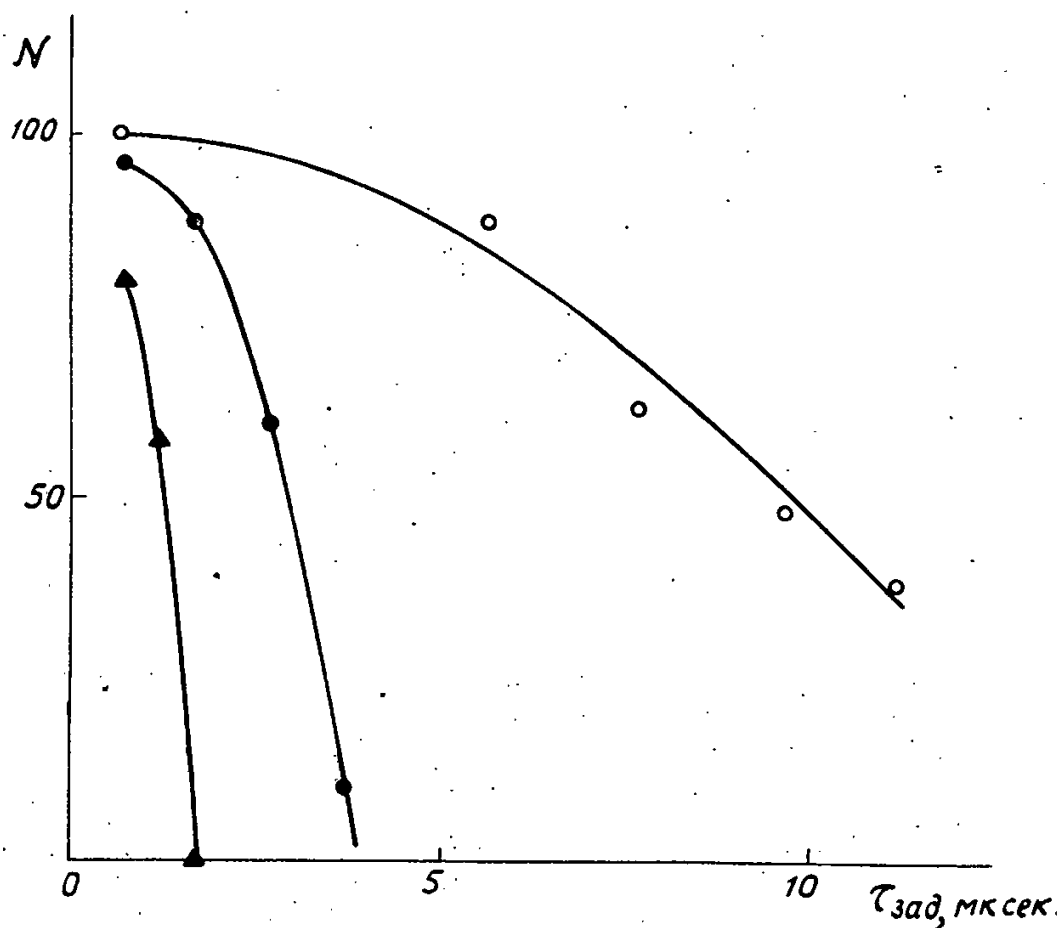


1

2

Р и с. 7. Фотографии треков в $He + 2,6\% C_2H_5OH$ при различных значениях времени задержки ($\tau_{зад.}$) высоковольтного импульса.

1 - $\tau_{зад.} = 0,7$ мксек, 2 - $\tau_{зад.} = 6,7$ мксек.



Р и с. 8. Зависимость эффективности искровой камеры от времени задержки высоковольтного импульса в смеси $He + 2\% H_2O$ 0 - через час после наполнения, Δ - после 500 интенсивных искровых разрядов в течение 10 минут, 0 - через 24 часа после разрядов.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3875. Тираж 300. 1,1 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.М. Зрелова. Март 1984 г.

P-1624

Любимов, В.Б., Му Цзюнь, Стрельцов В.Н.

О свойствах π^0 -мезонов, образующихся в π^-N и π^-C взаимодействиях при энергии 7,5 Гэв.

В работе проведено изучение свойств π^0 -мезонов, зарегистрированных в пропановой камере по обоим распадным γ -квантам

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

P-1624

Lyubimov V.B., Mu Tzung, Streltsov V.N.

On Properties of π^0 Mesons Produced in π^-N and π^-C Interactions at 7.5 GeV.

The properties of π^0 mesons detected in the propane chamber by the decaying both γ -quanta have been studied.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б.Б. Любимов, Му Цзюнь, В.Н. Стрельцов

P-1624

О СВОЙСТВАХ π^0 -МЕЗОНОВ,
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В $\pi^- - N$ И $\pi^- - C$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ 7,5 ГЭВ

Дубна 1964

В.Б. Любимов, Му Цзюнь, В.Н. Стрельцов

P-1624

О СВОЙСТВАХ π^0 -МЕЗОНОВ,
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В π^- -N И π^- -C ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ 7,5 ГЭВ

Дубна 1984

Настоящая работа является продолжением исследований свойств γ -квантов и π^0 -мезонов^{/1-6/}, проводимых в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований на 24-литровой пропановой пузырьковой камере. В этих работах использовались фотографии, полученные при облучении камеры π^- -мезонами с импульсами 6,8 и 7,5 Гэв/с (облучения производились двумя сериями). Обсуждаемые ниже данные основаны на анализе событий, найденных при просмотре ≈ 6000 кадров, относящихся к случаю облучения камеры пучком π^- -мезонов с импульсом 7,5 Гэв/с. При просмотре осуществлялся поиск взаимодействий первичных π^- -мезонов в пропане, сопровождающихся испусканием по крайней мере одного γ -кванта. Распределение найденных случаев по числу обнаруженных в них γ -квантов приведено в таблице 1. Эти случаи составили часть статистики, использованной ранее в^{/5/} для изучения некоторых свойств γ -квантов. Здесь мы будем иметь дело с взаимодействиями, сопровождающимися образованием двух или больше γ -квантов ($n_\gamma \geq 2$). В них производилось выделение пар γ -квантов, которые можно было связать с распадом π^0 -мезона.

Т а б л и ц а 1

| Число γ -квантов в событии (n_γ) | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|-----|----|----|---|
| Число π^-N -взаимодействий ^{x/} | 600 | 88 | 13 | 1 |
| Число π^-C -взаимодействий | 531 | 75 | 17 | - |

Для выделения этих пар были вычислены эффективные массы системы двух γ -квантов ($M_{\gamma\gamma}$). Распределение величин $M_{\gamma\gamma}$ приведено на рис. 1 в виде гистограммы. Как видно из рисунка, распределение имеет отчетливый максимум в области масс, близких к массе π^0 -мезона. Плавная кривая - распределение величин $M_{\gamma\gamma}$, рассчитанных для γ -квантов, взятых из разных событий (фоновая кривая). Гистограмма и плавная кривая нормированы на одинаковую площадь для части распределений, относящейся к $M_{\gamma\gamma} \geq 0,20$ Гэв/с². Число величин $M_{\gamma\gamma}$ в максимуме, т.е. в области от 0,08 до 0,16 Гэв/с², за вычетом фона равно 88 ± 11 (фактическое число π^0 -мезонов).

Интересно отметить, что если для каждого π^0 -мезона рассчитать поправку, ко-

^{x/} Отбор π^-N взаимодействий производился по общепринятым критериям, изложенным, например, в^{/1/}.

торая учитывала бы зависимость эффективности регистрации π^0 -мезона от энергии и геометрических условий^{х/}, и найти полное число π^0 -мезонов, образовавшихся во всех отобранных взаимодействиях, то это число (8400 ± 1100) хорошо совпадает с числом π^0 -мезонов, определенным по всем γ -квантам (8200 ± 400). Из полученного полного числа π^0 -мезонов следует, что средняя эффективность регистрации π^0 -мезона в наших условиях равна $(1,0 \pm 0,13)\%$.

На рис. 2 представлено угловое распределение π^0 -мезонов^{хх/} в с.ц.и. (гистограмма а). На этом же рисунке (гистограмма б) для сравнения приведено угловое распределение всех γ -квантов в с.ц.и. Как видно из рисунка, оба распределения близки друг к другу. Последнее, в частности, означает, что в наших условиях регистрации мы не имеем заметных потерь π^0 -мезонов (например, π^0 -мезонов, испущенных в с.ц.и. назад и т.д.). Приведенное на рис. 2 угловое распределение π^0 -мезонов получено путем вычитания из углового распределения всех " π^0 -мезонов" (получено для всех случаев с $M_{\gamma\gamma}$ от 0,08 до 0,16 Гэв/с²) углового распределения "фоновых π^0 -мезонов" (рассчитано для γ -квантов, взятых из разных взаимодействий, но имеющих величину $M_{\gamma\gamma}$ в пределах от 0,08 до 0,16 Гэв/с²). При этом доля "фоновых π^0 -мезонов" определялась на основе распределений, приведенных на рис. 1 ($\approx 30\%$). Аналогичная процедура использовалась при построении импульсных распределений π^0 -мезонов.

Импульсное распределение π^0 -мезонов в с.ц.и. приведено на рис. 3 (сплошная гистограмма). Здесь же для сравнения представлено импульсное распределение заряженных π -мезонов, взятое из работы^{/8/}. Как видно из рисунка, мы не наблюдаем большого различия между импульсными распределениями заряженных и нейтральных π -мезонов. Плавная кривая рассчитана по статистической теории^{/7/}. Средние значения импульсов π^0 -мезонов приведены в таблице II. Импульсное распределение π^0 -мезонов в лабораторной системе приведено на рис. 4. Гистограмма, отмеченная пунктирной линией, - импульсное распределение π^- -мезонов^{/1/}.

Т а б л и ц а 2

| Тип взаимодействия | $\pi^- N$ | $\pi^- C$ | $\pi^- N + \pi^- C$ |
|----------------------------------|-----------------|-----------------|---------------------|
| π^0 -мезоны | $0,40 \pm 0,15$ | $0,37 \pm 0,15$ | $0,38 \pm 0,14$ |
| π^\pm -мезоны ^{/8/} | $0,51 \pm 0,03$ | | |

х/ Эту поправку ("статистический" вес) мы вычисляли по формуле $W_{\pi^0} = W_{\gamma_1} W_{\gamma_2}$, где W_{γ_1} - "статистический" вес^{/1/} первого γ -кванта, W_{γ_2} - "статистический" вес^{/1/} второго γ -кванта.

хх/ При построении угловых, а также импульсных распределений π^0 -мезонов использовались поправки, учитывающие зависимость эффективности регистрации π^0 -мезонов от энергии и геометрических условий (см. сноску выше).

На рис. 5 приведено распределение π^0 -мезонов по поперечным импульсам (сплошная гистограмма). Отметим, что в пределах ошибок оно не отличается от распределения поперечных импульсов заряженных π -мезонов (пунктирная гистограмма)^{/8/}. Средние значения поперечных импульсов приведены в таблице 3.

Т а б л и ц а 3

| Тип взаимодействия | $\pi^- N$ | $\pi^- C$ | $\pi^- N + \pi^- C$ |
|----------------------------------|-----------------|-----------------|---------------------|
| π^0 -мезоны | $0,26 \pm 0,10$ | $0,31 \pm 0,10$ | $0,28 \pm 0,09$ |
| π^\pm -мезоны ^{/8/} | $0,29 \pm 0,02$ | | |

В заключение отметим, что для отобранных нами $\pi^- N$ взаимодействий с зарегистрированными π^0 -мезонами мы рассчитали массы систем $\pi^\pm \pi^0$, $\pi^+ \pi^- \pi^0$, $\pi^0 \gamma$ ^{x/}. Полученные при этом распределения приведены на рис. 6.

В ы в о д ы

Для специальной группы $\pi^- N$ и $\pi^- C$ взаимодействий, сопровождающихся испусканием по крайней мере одного γ -кванта, зарегистрировано (88 ± 11) π^0 -мезонов, что соответствует полному числу (8400 ± 1100) π^0 -мезонов. Полученное значение совпадает с числом π^0 -мезонов, определенным по всем γ -квантам (8200 ± 400) . Таким образом, эффективность регистрации π^0 -мезонов оказалась равной $(1,0 \pm 0,13)\%$. Построены угловые и импульсные распределения π^0 -мезонов в с.д.и. Распределение π^0 -мезонов по поперечным импульсам совпадает с соответствующим распределением, полученным для заряженных π -мезонов (например, средний поперечный импульс π^0 -мезонов, образующихся в $\pi^- N$ взаимодействиях, равен $(0,26 \pm 0,10)$ Гэв/с, заряженных π -мезонов - $(0,29 \pm 0,02)$ Гэв/с).

Авторы благодарны М.И. Подгорецкому за обсуждение и ценные советы.

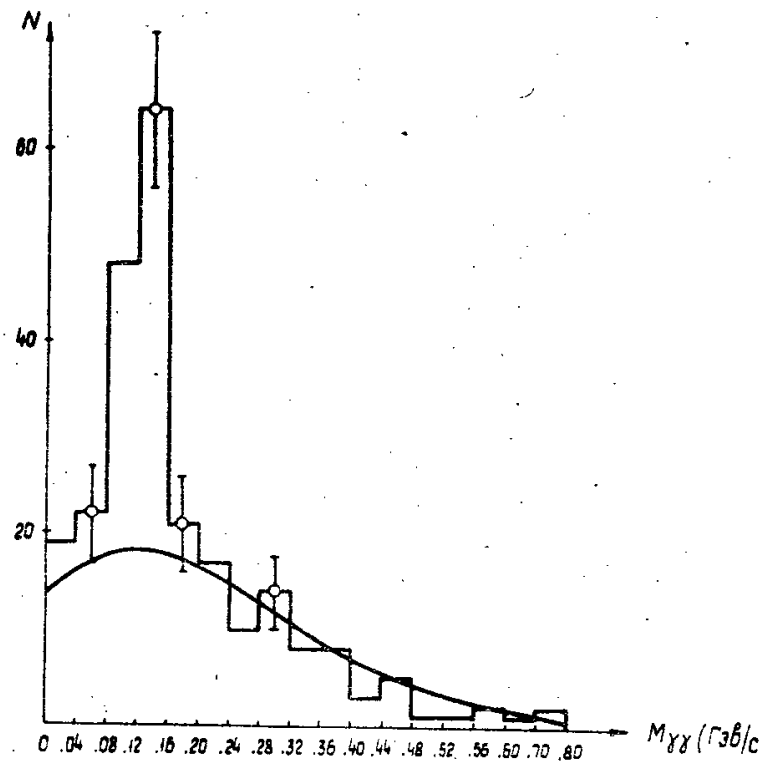
Л и т е р а т у р а

1. Н.Г. Биргер, Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, Ю.В. Катышев, Е.Н. Кладницкая, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Подгорецкий, Ю.А. Смородин, М.И. Соловьев, З. Трка, ЖЭТФ, 41, 1461 (1961).

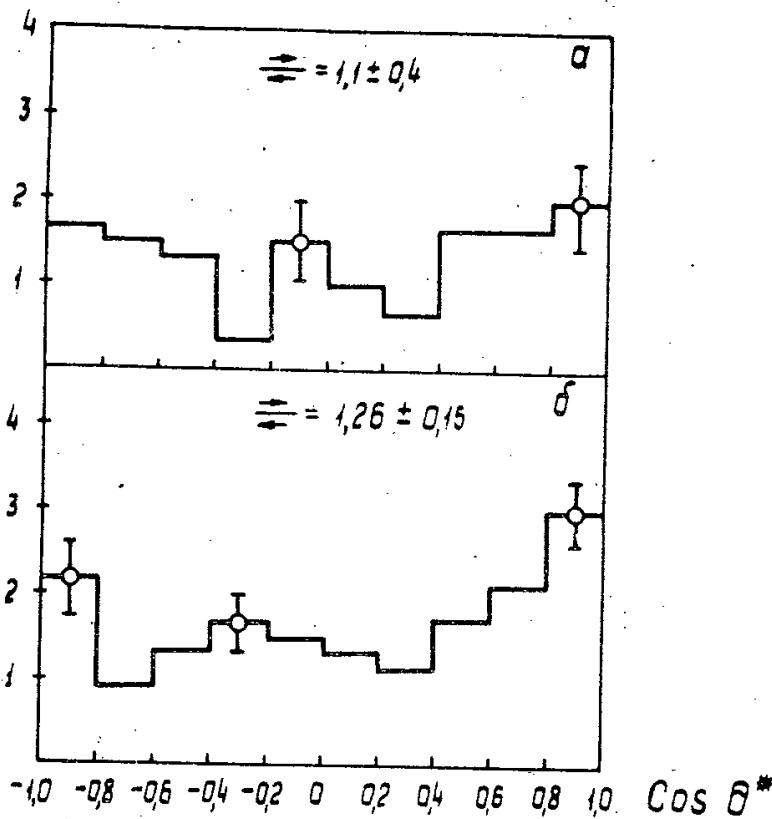
x/ Масса системы $\pi^0 \gamma$ была рассчитана для $\pi^- N$ и $\pi^- C$ взаимодействий.

2. В.Б. Любимов, А.В. Никитин, З. Трка. Препринт ОИЯИ Р-974, Дубна, 1962.
3. В.Б. Любимов, Му Цзюнь, М.И. Подгорецкий, С.И. Портнова, В.Н. Стрельцов, З. Трка. ЖЭТФ, 44, 760 (1963).
4. D.K.Kopylova, V.B.Ljubimov, M.Spirichez. Preprint E-1557, Дубна, 1964.
5. В.Б. Любимов, Му Цзюнь, С.И. Портнова, В.Н. Стрельцов. Препринт ОИЯИ Р-1629, Дубна, 1964.
6. В.А. Беляков, Ван Юн-чан, Н.М. Вирясов, Ду Юань-цай, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев, Е.С. Соколова, М.И. Соловьев. ЖЭТФ, 44, 1474 (1963).
7. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ Р-540, Дубна, 1960.
8. C.Grote, J.Klabuhn, U.Krecker, U.Kundt, K.Lanius, H.W.Meier. Nuclear Physics, 34, 659 (1962).

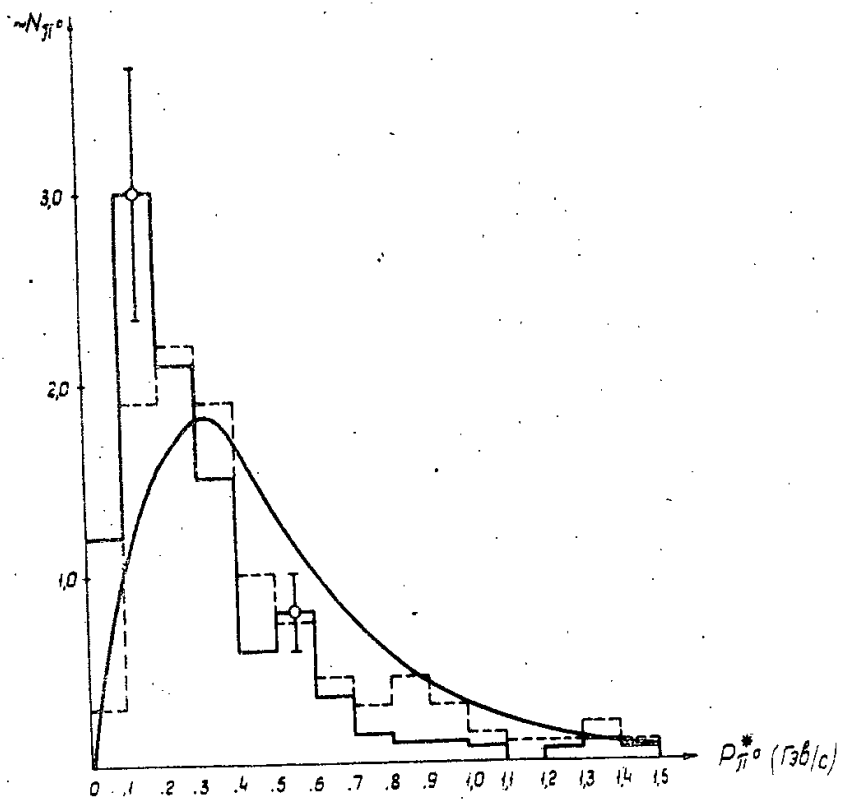
Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1964 г.



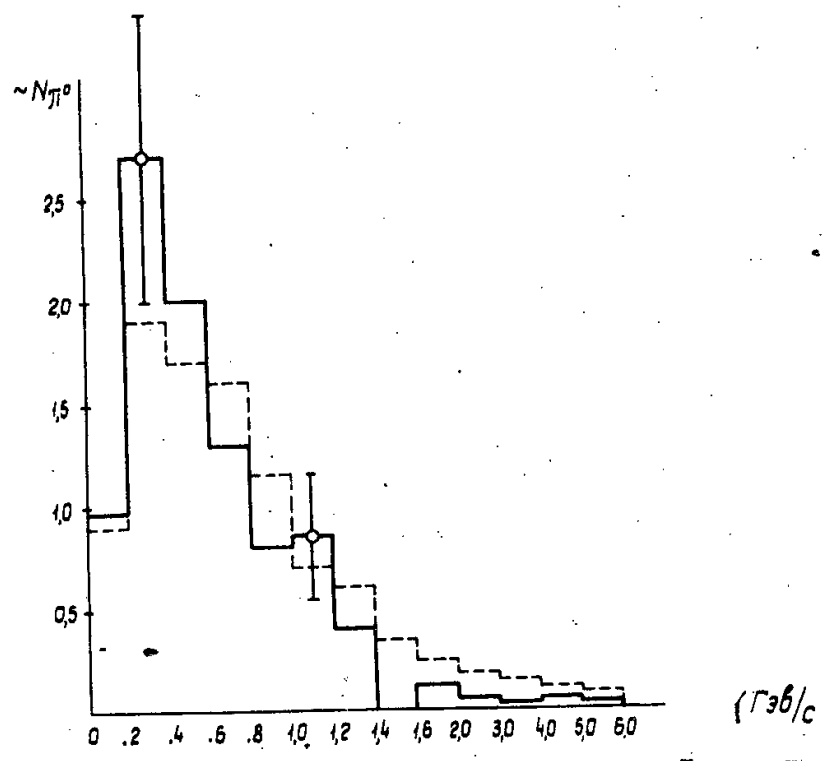
Р и с. 1. Распределение величин $M_{\gamma\gamma}$ для π^-N и π^-C взаимодействий ($n_{\gamma} \geq 2$). Плавная кривая - фоновое распределение.



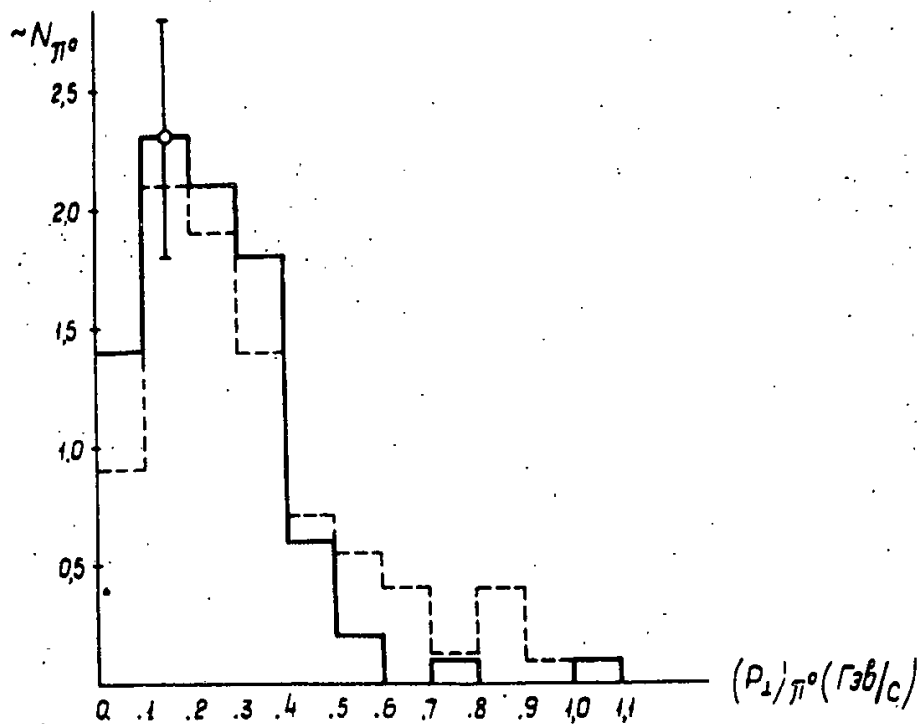
Р и с. 2. Угловое распределение π^0 -мезонов в с.ц.и. для π^-N и π^-C взаимодействий (распределение а); б - угловое распределение γ -квантов в с.ц.и. и для π^-N взаимодействий.



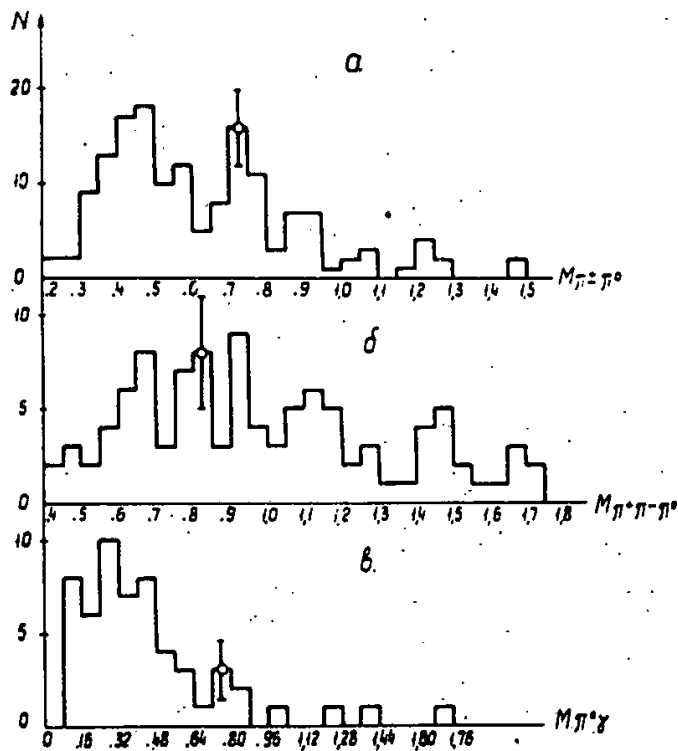
Р и с. 3. Импульсное распределение π^0 -мезонов в с.ц.и. для π^-N и π^-C взаимодействий (сплошная гистограмма). Пунктирной линией отмечена гистограмма импульсного распределения π^- -мезонов, взятого из работы [7]. Главная кривая рассчитана по статистической теории [7].



Р и с. 4. Импульсное распределение π^0 -мезонов в л.с.к. для π^-N и π^-C взаимодействий. Гистограмма, отмеченная пунктирной линией, - импульсное распределение π^- -мезонов в л.с.к. [7].



Р и с. 5. Распределение π^0 -мезонов по поперечным импульсам. Пунктирная гистограмма - распределение по поперечным импульсам заряженных π -мезонов^{8/}.



Р и с. 6. а - распределение эффективных масс системы $\pi^+ \pi^0$ (π^-N взаимодействия) б - распределение эффективных масс системы $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (π^-N взаимодействия) в - распределение эффективных масс системы $\pi^0 \gamma$ (π^-N и π^-C взаимодействия).

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3685. Тираж 300. 0,6 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. Апрель 1964 г.

Об асимптотических соотношениях между сечениями при учете электромагнитного взаимодействия.

Показано, что при учете сильного и электромагнитного взаимодействий отношение дифференциальных сечений рассеяния частиц и античастиц при высоких энергиях стремится к единице, если эти сечения измерены аппаратурой с одинаковой (достаточно хорошей) разрешающей способностью по энергии. Относительно поведения амплитуд при больших энергиях сделано предположение, аналогичное тому, которое было использовано в работе^{1/} при рассмотрении сильного взаимодействия.

Работа издается только на английском языке.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Soloviev L.D.

E - 1623

Asymptotic Relations between Cross Sections with the
Electromagnetic Interaction Taken into Account.

It is shown that the ratio of the differential cross sections for particles and antiparticles with strong and electromagnetic interactions taken into account tends to one at high energy if both cross sections are measured with equal (high enough) energy resolutions. The assumption about high energy behaviour of the scattering amplitudes which is made here is similar to what has been assumed for strong interactions in paper^{1/}.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

L. D. Soloviev

E - 1623

ASYMPTOTIC RELATIONS
BETWEEN CROSS SECTIONS
WITH THE ELECTROMAGNETIC INTERACTION
TAKEN INTO ACCOUNT

Дубна 1964

L. D. Soloviev

E - 1623

ASYMPTOTIC RELATIONS
BETWEEN CROSS SECTIONS
WITH THE ELECTROMAGNETIC INTERACTION
TAKEN INTO ACCOUNT

Submitted to JETP

Дубна 1964

In paper^[1] the equality of the differential cross sections for particles and antiparticles at high energies has been established on the basis of general postulates of the local quantum field theory for strong interactions and under the assumption that at high energies the scattering amplitudes do not oscillate. In this treatment the electromagnetic interaction has not been taken into account. On the other hand, the present experimental data show that the difference between πp and $\pi^+ p$ cross sections at 20 to 30 BeV is a few per cent. Can the electromagnetic interaction be responsible for this difference? The purpose of this paper is to show that when the electromagnetic interaction is taken into account then the differential cross sections for particles and antiparticles at high energies are equal (their ratio is equal to 1) if both of them are measured with equal (high enough) energy resolutions. The electromagnetic interaction will be considered in the framework of the quantum electrodynamics and we shall make an assumption about the high energy behaviour of the scattering amplitudes which is similar to what has been assumed for strong interactions in paper^[1].

Let us consider the processes (the bar designates the antiparticle)

$$a_1 + a_2 \rightarrow a_3 + a_4 \quad (1)$$

$$\bar{a}_1 + a_2 \rightarrow \bar{a}_3 + a_4 \quad (2)$$

where the particles interact through strong and electromagnetic (or only electromagnetic) interactions.

Let p_i ($p_i^2 = m_i^2$) and $z_i e$ ($e > 0$) be the momentum and the electric charge of the particle a_i ($i = 1, 2, 3, 4$) in process (1), p_i ($p_i^2 = m_i^2$), p_j ($p_j^2 = m_j^2$) and p_i ($i = 2, 4$) be the momenta of the particles \bar{a}_1 , \bar{a}_3 and a_1 , respectively in process (2), $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_1 - p_3)^2$ and $u = (p_1 - p_4)^2$.

Without the electromagnetic interaction the equality of the cross sections for processes (1) and (2) follows from the analytic properties of the four particle scattering amplitudes. When the electromagnetic interaction is included and process (1) involves charged particles, we cannot any longer confine ourselves to considering only four particle processes (or processes with any fixed number of particles) and must take into account an indefinite number of soft photons which are emitted in processes (1) and (2) and escape detection. The amplitudes of processes (1) and (2) without emission of the photons are equal to zero; this fact manifests itself in perturbation theory as infrared divergence. The usual way to avoid this difficulty is

to introduce a fictitious photon mass λ into the photon propagator and to put $\lambda = 0$ only at the end of calculations when the cross section has been summed over all undetected photons. The disadvantage of this procedure is that the analytic properties of the amplitudes as functions of s and t may be different depending on whether $\lambda = 0$ or $\lambda \neq 0$. As we want to use these analytic properties we shall proceed in the following way. Let us introduce λ and denote by $T_\lambda(s, t)$ any of the invariant amplitudes for processes (1) and (2) without emission of photons. We shall consider the invariant amplitudes with definite crossing symmetry properties, which were used in paper^[1]. The dependence of T_λ on the auxiliary parameter λ can be taken into account explicitly with the aid of the formula^[2]

$$T_\lambda = \exp(F_\lambda) T'_\lambda \quad (2)$$

where the factor $\exp(F_\lambda)$ contains infrared divergences at $\lambda \rightarrow 0$. It is very likely (though not rigorously proved^[2]) that at $\lambda = 0$ T'_λ is finite in the physical region. Under this assumption we shall in the following consider the amplitude T'_λ at $\lambda = 0$ which will be denoted by T' .

The function F_λ for process (1) is equal to

$$F_{1\lambda} = - \sum_{i < j} z_i \theta_i z_j \theta_j F_{\lambda ij} \quad (4)$$

where $\theta_i = 1$ for outgoing particles and -1 for incoming ones,

$$F_{\lambda ij} = \frac{ia}{8\pi^3} \int \frac{dk}{k^2 - \lambda^2} \left(\frac{2\theta_i p_i - k}{2\theta_i p_i k - k^2} - \frac{2\theta_j p_j + k}{2\theta_j p_j k + k^2} \right)^2, \quad (5)$$

and a is the fine structure constant. For observable values of s $F_{\lambda ij}(s) = F_{\lambda ij}(s + i0)$. Integral representations for $F_{\lambda ij}$ were given in papers^[2,3].

The function F_λ for process (2) can be obtained from equation (4) by the substitution

$$z_i \rightarrow -z_i, \quad m_i \rightarrow m_j \quad (6)$$

Let us define the functions in question for negative s as the causal limit for $Im s \rightarrow +0$. Then the functions $F_{1\lambda}(s, t)$ are crossing symmetric

$$F_{2\lambda}(s, t) = F_{1\lambda}^*(u, t) \quad (7)$$

From this and the continuity of T'_λ at $\lambda \rightarrow 0$ follows that the amplitudes T' have the same crossing symmetry properties as T_λ that is the properties which were considered in paper^[1].

The analytic properties of the amplitudes T' are different from the analytic properties of the amplitudes in the theory of strong interactions^[1]. In papers^[3] there were considered the analytic properties of T' for photon, meson and fermion scattering in

quantum electrodynamics. It was shown there that instead of the poles $(s - m^2)^{-1}$ and $(u - m^2)^{-1}$ which the amplitudes would have had in the case of a non-zero photon mass, the amplitudes T' have the so called infrared singularities, $\Phi(t)(s - m^2)^{-1+\beta(t)}$ and $\Phi(t)(u - m^2)^{-1+\beta(t)}$. If these singularities are subtracted from T' , then at fixed $t < 0$ in the fourth order perturbation theory the remaining functions can be represented as dispersion integrals over s along the real axis; they become infinite (in an integrable way) only at $s = m^2$ and $u = m^2$.

We can admit that the electromagnetic interaction in all orders in e does not violate the analyticity of T' in the upper half plane of s (at fixed t) and gives infinite singularities on the real axis (infrared singularities, or Coulomb poles for the charged particle scattering) only at a finite distance from the origin.

Let us assume now that the amplitudes T' satisfy the same conditions at $s \rightarrow \infty$ and fixed t as the amplitudes in the theory of strong interactions^[1] that is: 1) T' is less than any exponent $e^{-\epsilon|s|}$, $\epsilon > 0$ at $s \rightarrow \infty$ in the upper half plane; 2) at $s \rightarrow \infty$ along the real axis there exist the finite limits

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{T'_1(s, t)}{\phi(s, t)} = V'_1(t), \quad \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{T'^*_2(s, t)}{\phi(-s, t)} = V'_2(t) \quad (*) \quad (8)$$

among which at least one is not equal to zero. The function $\phi(s, t)$ here is an admissible function defined in^[1]** . For example at $s \rightarrow \infty$ ϕ may behave as $s^{\mu(t)} (\ln s)^{\nu(t)} (\ln \ln s)^{\kappa(t)}$, where $\mu, \nu, \kappa \dots$ are real.

In this case, using the crossing symmetry conditions and applying Phragmén-Lindelöf's theorem with the contour going along the real axis for big $|s|$ and rounding the origin from above (to leave out the singularities of the amplitudes) we conclude that the limits (8) are equal to each other.

Then we have at fixed t

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{d\sigma'_{\lambda}(s, t)}{d\sigma'_{2\lambda}(s, t)} = 1 \quad (9)$$

* When the processes in question are described by several invariant amplitudes some of the amplitudes may satisfy condition (8) after multiplying them by s or s^2 . Then all the amplitudes contribute to the cross section at $s \rightarrow \infty$.

** $[\phi(s, t)]^{-1}$ at fixed t satisfies the conditions: 1) it is analytic in the upper half plane of s and less than any exponent $e^{-\epsilon|s|}$, $\epsilon > 0$ at $s \rightarrow \infty$ in the upper half plane; 2) it is continuous along the real axis for big $|s|$; 3) $\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\phi(s, t)}{\phi(-s, t)} = e^{-i\pi\mu}$ where $\mu(t)$ is real.

where the cross sections are formally defined by the amplitudes T_1' and T_2' .

We shall use equation (9) in the following. It is worth noticing that this equation can be obtained under some other assumptions. Let us consider the amplitude T_{λ} for big enough λ . As a function of s it has analytic properties which are quite similar to the properties of the amplitudes in the strong interaction theory^[1,4]. If at $s \rightarrow \infty$ $T_{1\lambda}$ and $T_{2\lambda}$ satisfy condition (8) (do not oscillate), then

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{d\sigma_{1\lambda}(s, t)}{d\sigma_{2\lambda}(s, t)} = 1 \quad (10)$$

where the cross sections $d\sigma_{i\lambda}$ are defined by $T_{i\lambda}$. The treatment up to this point is quite similar to that in strong interaction theory^[1,4].

It is not difficult to see (for instance, with the aid of a spectral representation for $F_{\lambda H}$ ^[3]) that at fixed t

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \text{Re}(F_{1\lambda} - F_{2\lambda}) = 0. \quad (11)$$

From (3), (10) and (11) we can write

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{d\sigma'_{1\lambda}(s, t)}{d\sigma'_{2\lambda}(s, t)} = 1, \quad (12)$$

where $d\sigma'_{i\lambda}$ is defined by $T'_{i\lambda}$.

To get from here equation (9) we must assume that in equation (12) the order of the limits at $s \rightarrow \infty$ and $\lambda \rightarrow 0$ can be changed. It is sufficient for this to assume that for the amplitudes T'_{λ} the limits (8) exist uniformly with respect to λ (for λ in a neighbourhood of zero), or that the amplitudes T'_{λ} (and function $\phi(s, t)$) are continuous at $\lambda \rightarrow 0$ uniformly with respect to s for sufficiently big positive s .

Let us consider now the physical processes with emission of an arbitrary number of soft, undetected photons. Let us suppose that the energy of these photons in the laboratory system is small enough:

$$p_1^0 + p_2^0 - p_3^0 - p_4^0 \leq \epsilon^*, \quad (13)$$

where ϵ in general is much less than the electron mass. If for processes involving strong interaction we neglect the contribution of virtual electron-positron pairs, then ϵ is much less than the pion mass.

* This condition can be written in a more general form:

$$(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \cdot c / \sqrt{c^2} \leq \epsilon, \quad (13a)$$

where c is a timelike vector. Condition (13a) means that at fixed t in the coordinate system where $c^0 = 0$, the energy resolution of the experimental arrangement should be not worse than ϵ . In what follows we shall use the invariant condition (13a).

Let us introduce the photon mass λ and denote by $T_\lambda^{(n)}$ an amplitude of processes (1) or (2) with emission of n photons with the momenta k_i and the polarizations e_i . Under condition (13) we can write

$$T_\lambda^{(n)} = \left(\prod_{i=1}^n a_i e_i \right) T_\lambda \quad (14)$$

where for process (1) /with substitution (6) for process (2)/

$$a_{ij} = e \sum_j z_j \theta_j p_j / p_j k_i \quad (15)$$

The amplitude T_λ differs from the amplitude T_λ in (3) only by the new momentum conservation law which contains now the momenta k_i . This difference can be neglected for small ϵ . Then the physical cross section for processes (1) or (2) with emission of undetected photons is equal to

$$d\sigma(\epsilon) = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \int \dots \int \left(\prod_{i=1}^n \frac{dk_i (-a_i^2)}{(2\pi)^3 2k_i} \right) \exp(2\text{Re}F_\lambda) d\sigma'_\lambda \quad (16)$$

where the region of integration is defined by the condition $\sum_{i=1}^n k_i c / \sqrt{c^2} \leq \epsilon$. Summing here over n [5] and taking the limit at $\lambda \rightarrow 0$ we get the following result

$$d\sigma(\epsilon) = \left(\frac{2\epsilon}{\mu} \right)^B \Psi d\sigma' \quad (17)$$

where μ is an arbitrary mass ($d\sigma'$ does not depend on μ). For process (1) /with substitution (6) for process (2)/ we have

$$B = \sum_{i < j} z_i \theta_i z_j \theta_j b_{ij} \quad (18)$$

$$b_{ij} = \frac{\alpha}{\pi} \left(2 - \frac{1}{a} \ln \frac{1+a}{1-a} \right); \quad a = \left(1 - \frac{m_i^2 m_j^2}{(p_i p_j)^2} \right)^{1/2} \quad (19)$$

$$\Psi = [\Gamma(1+B)]^{-1} \exp(-CB - D - 2\text{Re}G) \quad (20)$$

where Γ is the Γ function and C is the Euler constant. The expressions for D and G have the form of equation (18) where

$$D_{ij} = d_{ij} - 2d_{ij} + d_{ij}^2; \quad G_{ij} = \xi_{ij} - 2\xi_{ij} + \xi_{ij}^2 \quad (21)$$

$$d_{ij} = \frac{\alpha}{\pi} p_i p_j \int_0^1 \frac{dx}{p_i^2} \frac{1}{2h} \ln \frac{1+h}{1-h} \quad (22)$$

$$h = \left(1 - \frac{p_x^2 c^2}{(p_x c)^2}\right)^{1/2}, \quad p_x = p_1 x + p_2 (1-x); \quad (23)$$

$$\theta_{ij} = \frac{\alpha}{4\pi} \int_0^1 dx \left(\frac{-\theta_i \theta_j p_i p_j}{p_x^2} - \frac{1}{2} \right) \ln \frac{p_x^2}{\mu^2}; \quad p_x^2 = (\theta_1 p_1 x + \theta_2 p_2 (1-x))^2 - i0. \quad (24)$$

At $s \rightarrow \infty$ and fixed t the functions B and Ψ for processes (1) and (2) are equal

$$B_2 = B_1 + O\left(\frac{1}{s}\right); \quad \Psi_2 = \Psi_1 + O\left(\frac{\ln s}{s}\right). \quad (25)$$

From (9), (17) and (25) we conclude that when the electromagnetic interaction is taken into account then the ratio of the differential cross sections for processes (1) and (2) at $s \rightarrow \infty$ and fixed t is equal to

$$\frac{d\sigma_1(\epsilon_1)}{d\sigma_2(\epsilon_2)} = \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right)^b. \quad (26)$$

The ratio of the cross sections depends on the ratio of the energy resolutions and is equal to 1 when the energy resolutions of both experiments coincide.

The exponent b is equal to

$$b = \sum_{i < j} z_i \theta_i z_j \theta_j b_{ij}, \quad (27)$$

where for $ij = 12, 14, 34$ and 32

$$b_{ij} = \frac{2\alpha}{\pi} \left(1 - \ln \frac{s}{m_i m_j}\right) \quad (28)$$

and for $ij = 13$ and 24 b_{ij} is determined by equation (19).

The exponent b does not depend on energy s for the processes in which $z_i = z_j$, for instance for processes (1) such as $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$, $K^+ + p \rightarrow K^+ + p$, $\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+$, $p + p \rightarrow p + p$, $\Sigma^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + p$ and $\Sigma^+ + p \rightarrow p + \Sigma^+$.

In this case b is equal to

$$b = -b_{13}(t) - b_{24}(t). \quad (29)$$

In particular, for the elastic pion proton scattering at $m^2 \ll |t| \leq M^2$ (m is the pion mass, M is the nucleon mass)

$$b = \frac{2\alpha}{\pi} \ln \frac{|t|}{m^2}. \quad (30)$$

For $|t| \approx 1 \text{ BeV}^2$ and $\epsilon_-/\epsilon_+ = 3$ $d\sigma_-/d\sigma_+ = 1.02$.

For $t \rightarrow 0$ the functions b_{ij} in (29) go to zero if $m_i = m_j$. If $m_i > m_j$, then

$$b_{ij}(0) = \frac{a}{\pi} \left(2 - \frac{m_i + m_j}{m_i - m_j} \ln \frac{m_i}{m_j} \right). \quad (31)$$

The exponent b grows logarithmically at $s \rightarrow \infty$ if $z_1 \neq z_2$. In this case the ratio of the cross sections becomes sensitive to the ratio of the energy resolutions. For instance

$$b = \frac{2a}{\pi} \ln \frac{s}{m_1 m_2} \quad (32)$$

for processes (1) such as $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$, $K^- + p \rightarrow K^0 + \Xi^0$, $\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda + n$ and $\Sigma^- + p \rightarrow n + \Lambda$.

The same is true for processes like

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (1a)$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- \quad (2a)$$

Let us suppose that at $s \rightarrow \infty$ and fixed t (which correspond now to backward $\pi^- p$ scattering in c.m.s.) the amplitudes of these processes do not oscillate or oscillate in some special way, for instance according to a single fermion Regge pole contribution. Taking into account the electromagnetic interaction we get that at $s \rightarrow \infty$

$$\frac{d\sigma_1(\epsilon_1)}{d\sigma_2(\epsilon_2)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^b, \quad (33)$$

where

$$b = \frac{4a}{\pi} \ln \frac{s}{M\pi}. \quad (34)$$

From the point of view of the present experimental accuracy ratio (26) for available energies is not far from 1 if the energy resolutions in processes (1) and (2) are approximately equal.

For a more precise definition of this ratio it is necessary to know accurately the energy resolutions. For this purpose detection of emitted photons (for instance, in bubble chambers) may be useful. Let us consider in this connection the spectra of soft photons emitted in processes (1) and (2) at high energies. Let us pick out the events in which condition (13) is fulfilled and n ($= 0, 1, 2, \dots$) photons with the momenta k_i and the energy in the interval

$$\delta \leq \sum_{i=1}^n k_i^0 \leq \epsilon \quad (*) \quad (35)$$

are emitted. The events in which the photon energy is less than δ are taken as "elastic" ones not depending on whether such photons can be detected or not. From (14) we get that the differential cross section of such n photon processes after summation over photon polarizations and integration over photon angles is equal to

$$d\sigma(\delta, k_1, \dots, k_n) = B^n \left(\prod_{i=1}^n \frac{dk_i^0}{k_i^0} \right) d\sigma(\delta), \quad (36)$$

*) For the processes with strong interaction this interval practically begins from several MeV and more and ends about 100 MeV.

where $d\sigma(\delta)$ is the "elastic" cross section given by formula (16) and B is given by equation (18). From (25) we conclude that at $s \rightarrow \infty$ and fixed t the spectra of soft photons emitted in processes (1) and (2) coincide.

Integrating equation (36) over the photon spectrum in the interval

$$\delta \leq \sum_{i=1}^n k_i^0 \leq \Delta \leq \epsilon, \quad (37)$$

where the upper bound Δ is arbitrary (but less than ϵ) and summing over all the detected photons ($n = 0, 1, \dots$) we get the cross section $d\sigma(\delta, \Delta)$. For the processes (1) and (2) at $s \rightarrow \infty$ and fixed t

$$\frac{d\sigma_1(\delta, \Delta)}{d\sigma_2(\delta, \Delta)} \rightarrow 1 \quad (38)$$

where the bounds δ and Δ of the photon spectrum can be accurately fixed.

The author is grateful to Doctors Nguyen Van Hieu, I.T.Todorov and M.J.Podgoretsky for discussions.

References

1. A.A.Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И.Т.Тодоров, О.А.Хрусталева. ЖЭТФ, 46, 1079 (1964).
See also A.A.Logunov, Nguyen Van Hieu and I.T.Todorov, Preprint E-1520, Dubna, 1964 (submitted to Ann. of Phys.).
2. D.R.Yennie, S.C.Frautschi, H.Suura. Ann. of Phys., 13, 379 (1961).
3. Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, 44, 308 (1963) ; Phys. Lett., 3, 172 (1962/63); 5, 51 (1963);
Л.Д.Соловьев, Ю.Я.Юшин. ЖЭТФ, 45, 1202 (1963).
4. Н.Н.Мейман. ЖЭТФ, 46, 1039 (1964).
5. K.E.Eriksson. Nuovo Cim., 19, 1010 (1961).

Received by Publishing Department
on March 31, 1964.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3898. } Тираж 410. Апрель 0,8 уч.-изд. л.
1984 г.

Капусцик Э., Обрык Э.

P-1616

Об электромагнитных свойствах бариев в модели унитарной симметрии

В работе рассматривается возможность существования соотношений между однобариевыми матричными элементами оператора электромагнитного тока на основе модели унитарной симметрии; обсуждается физический смысл соотношений, ранее установленных в рамках специальных предположений.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Kapuscik E., Obryk E.

P-1616

On Electromagnetic Properties of Baryons in the Unitary Symmetry Model

According to the unitary symmetry model a possibility is considered of an existence of relations between one-baryon matrix elements of the electromagnetic current operator; the physical meaning of the relations earlier established under special assumptions is discussed.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Э. Капусник, Э. Обрык

P-1616

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ
БАРИОНОВ В МОДЕЛИ
УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

Дубна 1964

P-1616

Э. Капусцик^{х)} Э. Обрык^{х)}

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ
БАРИОНОВ В МОДЕЛИ
УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

Направлено в *Acta Physica Polonica*

^{х)} Постоянный адрес: Институт ядерной физики в Кракове,
Польша, Краков 23.

Вопрос существования высших симметрий в теории элементарных частиц является одним из наиболее интересных и обещающих и требует дальнейшего исследования и разъяснения. Среди многочисленных попыток конструирования последовательных моделей наиболее естественной и успешной является октетная модель унитарной симметрии, впервые предложенная Гелл-Манном (*Gell-Mann* , 1961 г.) и Ньюманом (*Ne'eman* 1961 г.). Как известно, в этой модели предполагается, что кроме сильных взаимодействий, инвариантных относительно группы унитарных унимодулярных преобразований $SU(3)$ в пространстве обобщенного изотопического спина очень важную роль играют взаимодействия, нарушающие эту инвариантность. К таким взаимодействиям прежде всего надо отнести часть сильных взаимодействий, ответственных за расщепление масс между различными изотопическими мультиплетами, а также электромагнитные взаимодействия. Особенно важным является учет этих нарушающих взаимодействий при выводе из теории определенных следствий для проверки на опыте. Поэтому очень важно, исходя из общих предположений данной модели и не принимая по пути никаких добавочных упрощающих приемов, получить общие соотношения между экспериментальными величинами, в случае невыполнения которых можно будет точно определить причину этого явления. Итак, многими авторами (*Coleman, Glashow* 1961 г., *Okubo* 1963 г; *Oakes* , 1963 г.), рассматривающими электромагнитные свойства барионов на основе модели унитарной симметрии, был получен ряд соотношений между матричными элементами оператора электромагнитного тока. Но до сих пор не выясненным остается вопрос о том, в какой степени эти соотношения являются следствиями модели унитарной симметрии, а в какой они связаны с предположением определенного вида оператора электромагнитного тока. В настоящей работе мы исследовали этот вопрос, предполагая наиболее общий вид оператора электромагнитного тока, допустимой моделью октетной унитарной симметрии. Оказалось, что в этом случае никаких общих соотношений между матричными элементами оператора электромагнитного тока получить нельзя, однако, при нашем подходе можно указать некоторые физически ясные аргументы, позволяющие сделать этот или другой вид упрощающих предположений.

Каждой физической величине, обладающей определенными свойствами преобразования относительно группы $SU(3)$, можно сопоставить некий неприводимый тензорный оператор, который обозначим через T_{μ}^{μ} , где μ означает неприводимое

представление, по которому преобразуется этот оператор (нижние индексы нумеруют его компоненты). Как обычно, I обозначает квантовое число изотопического спина, I_z - квантовое число третьей его компоненты, а Y - квантовое число гиперзаряда. Величину, трансформационные свойства которой заранее не определены, всегда можем представить в виде линейной комбинации компонент некоторого числа неприводимых тензорных операторов:

$$T = \sum_{\substack{\{\mu\} \\ I, I_z, Y}} a(\{\mu\}; I, I_z, Y) T_{I, I_z, Y}^{\{\mu\}} \quad (1)$$

Поскольку в электромагнитных взаимодействиях сохраняются квантовые числа третьей компоненты изотопического спина и гиперзаряда, в выражении для оператора электромагнитного тока могут участвовать только те компоненты неприводимых тензорных операторов, для которых $I_z = Y = 0$. Отсюда наиболее общее выражение для оператора электромагнитного тока запишем в виде:

$$J = \sum_{\{\mu\}, I} f(\{\mu\}; I) T_{I, 0, 0}^{\{\mu\}} \quad (2)$$

Пользуясь этим общим выражением оператора электромагнитного тока, можем вычислить его матричные элементы между разными состояниями. При помощи теоремы Вигнера-Эккарта в случае барионов получаем следующее выражение:

$$\langle p | J | p \rangle = j_1 - \frac{\sqrt{5}}{10} j_2 + \frac{1}{2} j_3 + \frac{\sqrt{15}}{90} (9j_4 + 4j_9) + \frac{\sqrt{3}}{6} j_5 - \frac{\sqrt{15}}{15} (j_6 + j_7) + \frac{\sqrt{5}}{15} j_8,$$

$$\langle n | J | n \rangle = j_1 - \frac{\sqrt{5}}{10} j_2 + \frac{1}{2} j_3 - \frac{\sqrt{15}}{90} (9j_4 + 4j_9) - \frac{\sqrt{3}}{6} j_5 + \frac{\sqrt{15}}{15} (j_6 + j_7) + \frac{\sqrt{5}}{15} j_8,$$

$$\langle \Xi^0 | J | \Xi^0 \rangle = j_1 - \frac{\sqrt{5}}{10} j_2 - \frac{1}{2} j_3 - \frac{\sqrt{15}}{90} (9j_4 + 4j_9) + \frac{\sqrt{3}}{6} j_5 - \frac{\sqrt{15}}{15} (j_6 + j_7) + \frac{\sqrt{5}}{15} j_8,$$

$$\langle \Xi^- | J | \Xi^- \rangle = j_1 - \frac{\sqrt{5}}{10} j_2 - \frac{1}{2} j_3 + \frac{\sqrt{15}}{90} (9j_4 + 4j_9) - \frac{\sqrt{3}}{6} j_5 + \frac{\sqrt{15}}{15} (j_6 + j_7) + \frac{\sqrt{5}}{15} j_8,$$

$$\langle \Sigma^+ | J | \Sigma^+ \rangle = j_1 + \frac{\sqrt{5}}{5} j_2 + \frac{\sqrt{3}}{3} j_3 + \frac{\sqrt{15}}{15} (j_6 + j_7) - \frac{\sqrt{5}}{45} j_8 + \frac{2}{9} j_{10},$$

$$\langle \Sigma^0 | J | \Sigma^0 \rangle = j_1 + \frac{\sqrt{5}}{5} j_2 - \frac{\sqrt{5}}{45} j_8 - \frac{4}{9} j_{10},$$

$$\langle \Sigma^- | J | \Sigma^- \rangle = j_1 + \frac{\sqrt{5}}{5} j_2 - \frac{\sqrt{3}}{3} j_3 - \frac{\sqrt{15}}{15} (j_6 + j_7) - \frac{\sqrt{5}}{45} j_8 + \frac{2}{9} j_{10},$$

$$\langle \Lambda | J | \Lambda \rangle = j_1 - \frac{\sqrt{5}}{5} j_2 - \frac{\sqrt{5}}{5} j_8.$$

Кроме того получаем два отличных от нуля недиагональных элемента:

$$\begin{aligned} \langle \Sigma^0 | J | \Lambda \rangle &= \frac{\sqrt{5}}{5} j_4 - \frac{\sqrt{5}}{5} (j_6 - j_7) - \frac{2\sqrt{5}}{15} j_9, \\ \langle \Lambda | J | \Sigma^0 \rangle &= \frac{\sqrt{5}}{5} j_4 + \frac{\sqrt{5}}{5} (j_6 - j_7) - \frac{2\sqrt{5}}{15} j_9. \end{aligned} \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) в целях экономии места мы ввели следующие обозначения для приведенных матричных элементов

$$\begin{aligned} j_1 &= f(\{11\}; 0) (8 \| T^{\{11\}} \| 8), \\ j_2 &= f(\{8_1\}; 0) (8 \| T^{\{8_1\}} \| 8), \\ j_3 &= f(\{8_2\}; 0) (8 \| T^{\{8_2\}} \| 8), \\ j_4 &= f(\{8_1\}; 1) (8 \| T^{\{8_1\}} \| 8), \\ j_5 &= f(\{8_2\}; 1) (8 \| T^{\{8_2\}} \| 8), \\ j_6 &= f(\{10\}; 1) (8 \| T^{\{10\}} \| 8), \\ j_7 &= f(\{10^*\}; 1) (8 \| T^{\{10^*\}} \| 8), \\ j_8 &= f(\{27\}; 0) (8 \| T^{\{27\}} \| 8), \\ j_9 &= f(\{27\}; 1) (8 \| T^{\{27\}} \| 8), \\ j_{10} &= f(\{27\}; 2) (8 \| T^{\{27\}} \| 8). \end{aligned} \quad (5)$$

Очевидно, что токи j_i обладают следующей пространственно-временной структурой

$$j_i = F_1^i(q^2) \gamma_\mu + F_2^i(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu, \quad (i = 1, \dots, 10),$$

где q равно разности импульсов конечного и начального состояний.

Несмотря на то, что в формуле (3) участвуют десять независимых токов j_i , ($i=1, \dots, 10$), мы по существу имеем здесь только восемь неизвестных величин, так как j_4 и j_9 , а также j_6 и j_7 везде входят в комбинациях $(9j_4 + 4j_9)$ и $(j_6 + j_7)$. С другой стороны, мы имеем также восемь независимых матричных элементов $\langle B|J|B \rangle$. Отсюда ясно, что в наиболее общем случае не существует никаких соотношений между барионными матричными элементами оператора электромагнитного тока. Однако считая j_1 аддитивной константой, можно из (3) получить одно соотношение для разности $\langle B|\tilde{J}|B \rangle = \langle B|J|B \rangle - j_1$:

$$\sum_{i=1}^8 \langle B_i|\tilde{J}|B_i \rangle = 0, \quad (6)$$

где $B_i = p, n, \Xi^0, \Xi^-, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Lambda$.

Из формулы (4) видно, что

$$\langle \Sigma^0|J|\Lambda \rangle \neq \langle \Lambda|J|\Sigma^0 \rangle. \quad (7)$$

Предполагая инвариантность теории относительно обращения времени, сводящуюся в нашем случае к требованию, чтобы

$$\langle \Sigma^0|J|\Lambda \rangle = \langle \Lambda|J|\Sigma^0 \rangle,$$

получаем

$$j_6 = j_7. \quad (8)$$

Однако это условие не приводит к добавочным соотношениям для матричных элементов в (3), так как эти токи всегда входят в виде суммы. Одновременно заметим, что поскольку токи j_4 и j_9 в формуле (4) входят в другой комбинации, чем в (3), в общем случае нет соотношения между $\langle \Lambda|J|\Sigma^0 \rangle$ и другими матричными элементами.

Может оказаться, что из экспериментальных данных или из каких-нибудь теоретических соображений следует, что некоторые из токов j_i дают значительно меньшие вклады по сравнению с другими (или вообще равные нулю). Тогда с точностью, определенной относительными величинами этих "малых" токов, можно будет установить некоторые приближенные соотношения между матричными элементами $\langle B|J|B \rangle$. Такие соотношения были получены в предыдущих, менее общих рассмотрениях оператора электромагнитного тока в модели унитарной симметрии, когда авторы предполагали специальную форму тока, имеющую трансформационные свойства электрического заряда в 8-мерном представлении. Эти соотношения имеют следующий вид (Coleman, Glashow, 1961 и Oakes, 1963 г.):

$$\langle p|J|p \rangle + \langle \Xi^-|J|\Xi^- \rangle = \langle \Sigma^+|J|\Sigma^+ \rangle + \langle \Sigma^-|J|\Sigma^- \rangle =$$

$$= 2 \langle \Sigma^0 | J | \Sigma^0 \rangle = -2 \langle \Lambda | J | \Lambda \rangle = -\langle n | J | n \rangle = -\langle E^0 | J | E^0 \rangle =$$

$$= \frac{2}{\sqrt{3}} \langle \Lambda | J | \Sigma^0 \rangle,$$

и

$$\langle p | J | p \rangle + \langle \Sigma^- | J | \Sigma^- \rangle = \langle \Sigma^+ | J | \Sigma^+ \rangle + \langle E^- | J | E^- \rangle. \quad (9)$$

Подставляя сюда выражения для матричных элементов из (3), легко проверить, что в этом случае

$$j_1 = j_6 = j_7 = j_8 = j_9 = j_{10} = 0 \quad (10a)$$

$$j_2 = \frac{\sqrt{3}}{3} j_4, \quad j_3 = \frac{\sqrt{3}}{3} j_5. \quad (10b)$$

В работе Окубо (Okubo, 1963 г.) были получены менее жесткие соотношения, чем (9), связанные с выбором другого вида взаимодействия:

$$\langle \Sigma^0 | J | \Sigma^0 \rangle = \frac{1}{2} [\langle \Sigma^+ | J | \Sigma^+ \rangle + \langle \Sigma^- | J | \Sigma^- \rangle] \quad (11a)$$

$$\langle \Lambda | J | \Sigma^0 \rangle = \frac{1}{2\sqrt{3}} [\langle \Sigma^0 | J | \Sigma^0 \rangle + 3\langle \Lambda | J | \Lambda \rangle - 2\langle E^0 | J | E^0 \rangle - 2\langle n | J | n \rangle], \quad (11b)$$

что соответствует в нашем случае

$$j_8 = j_9 = j_{10} = 0. \quad (12)$$

Из (3) легко вычислить, что при этом существует еще третье соотношение вида:

$$\langle \Lambda | J | \Lambda \rangle = 1/3 [\langle p | J | p \rangle + \langle n | J | n \rangle + \langle E^0 | J | E^0 \rangle + \langle E^- | J | E^- \rangle - \langle \Sigma^0 | J | \Sigma^0 \rangle]. \quad (13)$$

Интересно заметить, что соотношение (11a) впервые было получено Маршаком и др. на основании изотопической инвариантности теории (Marshak, Okubo, Sudarshan 1957 г.) и является гораздо более общим, так как для его получения достаточно положить только $j_{10} = 0$. Поэтому экспериментальная проверка этого соотношения непосредственно даст сведения только о величине такого тока.

Принимая $j_9 = 0$, получим вместо (11b):

$$\langle \Lambda | J | \Sigma^0 \rangle = \frac{1}{2\sqrt{3}} [\langle p | J | p \rangle - \langle n | J | n \rangle - \langle E^0 | J | E^0 \rangle + \langle E^- | J | E^- \rangle]. \quad (14)$$

Отсюда видно, что степень выполнения соотношений (11b) и (14) даст сведения о величине токов j_8 и j_9 .

Наконец остается вопрос видоизменения соотношений (9) в случае, когда выполняются только условия (10a). В этом случае, кроме (11a), (11б) и (13) получим еще соотношения:

$$\begin{aligned} \langle \Sigma^+ | J | \Sigma^+ \rangle - \langle \Sigma^- | J | \Sigma^- \rangle = \\ = \langle p | J | p \rangle - \langle n | J | n \rangle + \langle \Xi^0 | J | \Xi^0 \rangle - \langle \Xi^- | J | \Xi^- \rangle, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\langle \Lambda | J | \Lambda \rangle = - \langle \Sigma^0 | J | \Sigma^0 \rangle$$

Сравнивая полученные результаты с результатами вышеупомянутых работ, видим, что нарушение отношения (9) наступает не только при учете некоторых сильных взаимодействий, нарушающих инвариантность относительно группы $SU(3)$, как это следует из работы Окубо, но в равной степени зависит и от выбора конкретного вида оператора электромагнитного тока.

Л и т е р а т у р а

1. M.Gell-Mann. California Institute of Technology, Report C.T.S.L. - 20, 1961, Phys. Rev., 125, 1067 (1962).
2. Y.Ne'eman. Nucl. Phys., 26, 222 (1961).
3. S.Coleman, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 6, 423 (1961).
4. S.Okubo. Phys. Lett., 4, 14 (1963).
5. R.J.Oakes. Phys. Rev., 132, 2349 (1963).
6. R.Marshak, S.Okubo, G.Sudarshan. Phys. Rev., 106, 599 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1964 г.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3681 Тираж 400. 0,5 уч.-изд., л.
Техн. редактор В.Р. Саранцева Март 1984 г.

Ван Юн-чан, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая,
Г.И. Копылов, А.А. Кузнецов, Н.Н. Мельникова,
Нгуен Дин Ты, Е.С. Соколова.

P-1615

Поиски радиационных распадов резонансов с участием Λ -гиперонов.

В настоящей работе приводятся предварительные данные по исследованию радиационных каналов распада резонансных систем с участием Λ -гиперонов. Получено указание о существовании не известного ранее резонанса в системе $\Lambda\eta^0$ с массой ≈ 1680 Мэв или резонанса $\Lambda\gamma$ с массой ≈ 1340 Мэв.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Wang Yung-chang, Kim Hi In, E.N. Kladnitskaya,
G.I. Kopylov, A.A. Kuznetsov, N.N. Melnikova,
Nguyen Dinh-Tu, E.S. Sokolova.

P-1615

Search for Radiative Resonance Decays Involving
 Λ - Hyperons.

Preliminary data on the radiative decays of the resonance systems involving Λ -hyperons are presented. An indication was obtained concerning the existence of the earlier unknown ≈ 1680 MeV $\Lambda\eta^0$ resonance or a ≈ 1340 MeV $\Lambda\gamma$ resonance.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ван Юн-чан, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, Г.И. Копылов, А.А. Кузнецов,
Н.Н. Мельникова, Нгуен Дин Ты, Е.С. Соколова

P-1615

ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ
РЕЗОНАНСОВ С УЧАСТИЕМ Λ -ГИПЕРОНОВ

Дубна 1964

Ван Юн-чан, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, Г.И. Копылов, А.А. Кузнецов,
Н.Н. Мельникова, Нгуен Дин Ты, Е.С. Соколова

P-1615

ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ
РЕЗОНАНСОВ С УЧАСТИЕМ Λ -ГИПЕРОНОВ

Дубна 1964

В течение последнего времени в литературе появились сообщения ^{/1/}, посвященные исследованию радиационных каналов распада известных мезонных резонансов η^0 , ω^0 и др. В этой связи представляет интерес поиск подобных каналов распада резонансов со странными частицами.

В настоящей работе приводятся предварительные данные по исследованию радиационных каналов распада с участием Λ^0 -гиперона.

Работа выполнена на материале, полученном при облучении π^- -мезонами с импульсом 7 и 8 Гэв/с 24-литровой пропановой камеры ЛВЭ, расположенной в постоянном магнитном поле 13700 э. Постановка опыта, характеристики пионного пучка, методы просмотра, обработка фотографий были описаны ранее ^{/2/}. Всего использовано 60.000 кадров. Отбирались события в π -р и π -с взаимодействиях, в которых рождение Λ -гиперона сопровождалось хотя бы одной электронно-позитронной парой от конверсии γ -кванта.

Средняя эффективность регистрации γ -кванта с учетом эффективного объема для регистрации Λ -гиперонов в нашем случае равна $0,09 \pm 0,01$. Суммарная поправка на потерю γ -квантов, вылетающих под большими азимутальными углами, и на асимметрию первичного пучка пионов относительно стенок камеры составляет $1,51 \pm 0,40$.

В таблице 1 приводятся данные для обеих энергий по числу зарегистрированных γ -квантов.

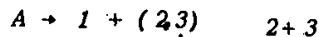
Т а б л и ц а 1

| $\Lambda + \gamma$ | $\Lambda + 2\gamma$ | $\Lambda + 3\gamma$ | В с е г о |
|--------------------|---------------------|---------------------|-----------|
| 118 | 15 | 1 | 134 |

Для этих 134 событий были вычислены и построены распределения эффективных масс $M_{\Lambda\gamma}$, показанные на рис. 1 и 2. На этих же рисунках для сравнения изображен спектр эффективных масс всевозможных комбинаций Λ и γ , рассчитанный по методу Монте-Карло /кривые Монте-Карло нормированы по фону без случаев в области (1300 - 1400) Мэв и на полное число случаев /.

На гистограмме и идеограмме выделяются два пика в области эффективных масс 1180 Мэв и 1340 Мэв.

Максимум в распределении $M_{\Lambda\gamma}$ в районе 1180 Мэв совпадает с массой Σ^0 - гиперона, однако наличие фонового пика в этом же месте затрудняет определение числа Σ^0 - частиц. Что касается второго максимума, то его можно попытаться объяснить каким-либо известным резонансом, например, Y_1^* с массой, равной 1385 Мэв^{x/}. Можно показать, как наличие этого резонанса скажется на форме спектра эффективных масс $M_{\Lambda\gamma}$. Как было показано Г.И.Копыловым^{/3/}, если частица "А" распадается на частицы 1, 2, 3, то разные состояния системы частиц 1, 2, 3 будут соответствовать разным точкам диаграммы Далицца, например, в переменных $m_{12}^2 = (p_1 + p_2)^2$ и $m_{23}^2 = (p_2 + p_3)^2$. Предположим, что распад происходит по схеме



и что m_{23} - фиксировано, тогда состояниям такой системы отвечают точки на диаграмме Далицца, расположенные вдоль отрезка $m_{23}^2 = const$. При этом квадрат эффективной массы системы 12 меняется в пределах (F^-, F^+) , где значения F^\pm могут быть найдены из условия экстремума $(p_1 + p_2)^2$ при фиксированных $(p_2 + p_3)^2 = m_{23}^2$ и $(p_1 + p_2 + p_3)^2 = M_A^2$. Получаем:

$$F^\pm = M_A^2 - m_2^2 - m_{23}^2 - 2\omega_1^* \omega_3^* \pm 2p_1^* p_3^*,$$

где

$$\omega_1^* = \frac{M_A^2 - m_{23}^2 - m_1^2}{2m_{23}}, \quad \omega_3^* = \frac{m_{23}^2 - m_3^2 - m_2^2}{2m_{23}}$$

и

$$p_1^{*2} = \omega_1^{*2} - m_1^2.$$

Плотность точек внутри интервала (F^-, F^+) в случае изотропии распада $(2,3) \rightarrow 2+3$ постоянна и равна $W(m_{12}^2) = \left(\frac{\pi}{2M_A}\right)^2$. Ясно, что если имеется спектр квадратов масс M_A^2 системы, то распределение по m_{12}^2 получится суммированием таких П-образных кривых для каждого значения M_A^2 с весами, равными вероятностям этого значения M_A^2 .

Применим этот расчет к нашим данным. В нашем случае $M_A \equiv M_{Y_1^* \rightarrow \Lambda\pi}$, а частицы 1, 2 и 3 соответственно являются Λ , γ , γ . Спектр $M_{Y_1^* \rightarrow \Lambda\pi^0}$ при наших энергиях неизвестен, но можно предположить, что спектр $M_{\Lambda\pi^+}^2$ из работы^{/4/} и спектр $M_{\Lambda\pi^0}^2$ совпадают в области $M_{\Lambda\pi} = 1385$ Мэв. Тогда, в этом предположении, можно вычислить распределение $M_{\Lambda\gamma}^2$ из распределения $M_{\Lambda\pi}^2$. Оно будет иметь вид, изображенный на рис. 3. Видно, что он отличается от экспериментально наблюдаемого (оба распределения нормированы на полное число случаев).

Аналогичные расчеты были проделаны и с другими известными гиперон-пионными резонансами (1520 Мэв, 1660 Мэв). Наличие этих резонансов приводит к распределе-

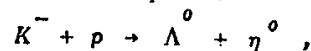
^{x/} Y_1^* (1385 Мэв) резонанс может распадаться на Λ -гиперон и π^0 -мезон, где π^0 -мезон, в свою очередь, распадается на два γ -кванта. Из-за малых размеров камеры мы в большинстве случаев наблюдаем только один γ -квант от распада π^0 -мезона.

ниям $M_{\Lambda\gamma}$, сдвинутым относительно максимума в экспериментальном распределении (1340 Мэв) и обладающим значительно большей шириной Γ . Таким образом, пик в распределении эффективных масс $M_{\Lambda\gamma} - 1340$ Мэв, по-видимому, нельзя объяснить известными гиперон-пионными резонансами. Возможно, что полученный в эксперименте максимум объясняется существованием нового неизвестного резонанса, существование которого уже обсуждалось в литературе. В работе^{/5/} Гелл-Манн предсказывает синглет $Y^* \rightarrow \Lambda + \gamma$ с массой, отличной от Σ^0 - гиперона, и изотопическим спином, равным нулю. Если такой резонанс существует, то в импульсном спектре γ - квантов должен наблюдаться максимум в точке

$$p_{\gamma} = \frac{M_{Y^*}^2 - M_{\Lambda^0}^2}{2M} = 0,206 \text{ Гэв/с}^{/6/}$$

Однако это не согласуется с нашими данными /см. рис. 4/^{x/}. Поэтому при интерпретации максимума в распределении $M_{\Lambda\gamma}$ при 1340 Мэв необходимо также рассмотреть и другие возможности.

Б.Л. Иоффе^{/7/}, анализируя быстрое изменение сечения рождения η^0 - мезона с энергией налетающего K^- - мезона в реакции:



приходит к выводу, что этот факт можно объяснить наличием резонанса в системе $\Lambda\eta^0$ с массой ≈ 1680 Мэв и $\Gamma \leq 20$ Мэв. Изотопический спин такого состояния должен быть равен нулю. Допуская, что такой резонанс действительно существует, можно оценить, при каком значении будет находиться максимум в распределении $M_{\Lambda\gamma}^2$. Расчет, аналогичный тому, какой был проделан для гиперон-пионных резонансов, показывает, что в этом случае спектр $M_{\Lambda\gamma}^2$ должен быть ограничен участком ($\approx 1,7 - 2,0$) Гэв, что совпадает с экспериментально наблюдаемым значением. С другой стороны, можно решить обратную задачу: в предположении, что существует процесс $Y^* \rightarrow \Lambda^0 + \eta^0$ и что рождение Λ и η^0 другим путем подавлено, следует ожидать, что распределение по $M_{\Lambda\gamma}^2$ должно иметь, как было отмечено выше,

П-образный вид. Границы этого распределения зависят как от $M_A^2 = M_{\Lambda\eta}^2$, так и от $m_{23}^2 = m_{\eta}^2$. Взяв эти границы из эксперимента, можно получить значение масс $M_{\Lambda\eta}$ и m_{η^0} путем решения системы двух уравнений для концов спектра $F^+ = (M_{\Lambda\gamma}^{\text{прав.}})^2$ и $F^- = (M_{\Lambda\gamma}^{\text{лев.}})^2$ относительно M_A^2 и m_{23}^2 . Расчеты приводят к простым формулам:

^{x/} Формула для p_{γ} справедлива и когда Y^* распадается изотропно, и когда распад Y_s^* не изотропен, если только из-за неполяризованности рожденных Y_s^* вероятность распада Y_s^* в заднюю и переднюю полусферы одинакова. Чтобы сдвинуть величину p_{γ} в сторону экспериментально наблюдаемых значений, надо допустить, что спин Y_s^* велик и Y_s^* рождаются сильно поляризованными.

$$M_{\Lambda\eta^0} = \frac{M_{\Lambda\gamma}^{\text{лев.}} \cdot M_{\Lambda\gamma}^{\text{прав.}}}{m_{\Lambda^0}}$$

$$m_{\eta^0} = \frac{\{[(M_{\Lambda\gamma}^{\text{лев.}})^2 - (M_{\Lambda})^2][(M_{\Lambda\gamma}^{\text{прав.}})^2 - (M_{\Lambda})^2]\}^{1/2}}{M_{\Lambda}}$$

и

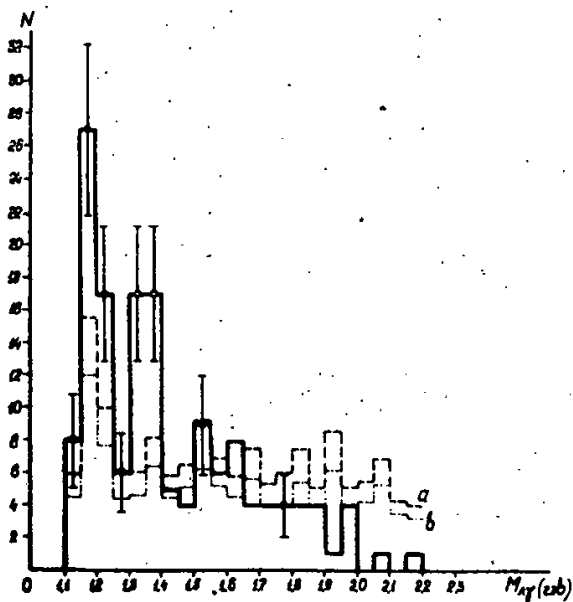
Полагая $M_{\Lambda\gamma}^{\text{(лев.)}} = \sqrt{1,7} \text{ Гэв.}$, $M_{\Lambda\gamma}^{\text{(прав.)}} = \sqrt{2,0} \text{ Гэв.}$, получим для $M_{\Lambda\eta^0} \approx 1660 \text{ Мэв}$ и $m_{\eta^0} = 495 \text{ Мэв}$. Это близко к ожидаемым значениям. Кроме того, в пользу $\Lambda\eta^0$ резонанса говорит и то, что среднее значение \bar{p}_{γ} , рассчитанное по формуле (см. выше), совпадает с экспериментально наблюдаемым средним значением импульса γ -квантов, взятых из области пика в распределении $M_{\Lambda\gamma}$, и равно $\approx 450 \text{ Мэв}$ (см. рис. 4). Таким образом, изучая распределение по эффективным массам $M_{\Lambda\gamma}$, можно сказать, что, по-видимому, имеется указание на существование ранее не наблюдавшегося резонанса, который можно интерпретировать как резонанс $\Lambda\eta^0$ с массой $\approx 1680 \text{ Мэв}$ или, менее вероятно, как резонанс $\Lambda\gamma$ с массой около 1340 Мэв .

В заключение мы хотим поблагодарить за интерес к работе и участие в обсуждении результатов акад. В.И. Векслера, М.А. Балдина, Б.Л. Иоффе, МИ. Подгоренского, В.М. Шехтера, И.В. Чувило и Э.Г. Бубелева, М.И. Соловьева, Н.М. Вирясова, В.А. Белякова и В. Пенева за помощь в обработке материала; Л. Кулюкину за проведение расчетов кривых по методу Монте-Карло. Мы благодарим Г.Д. Пестову, В.Ф. Никитину, Г.Л. Резвую и М. Муминова за помощь в работе.

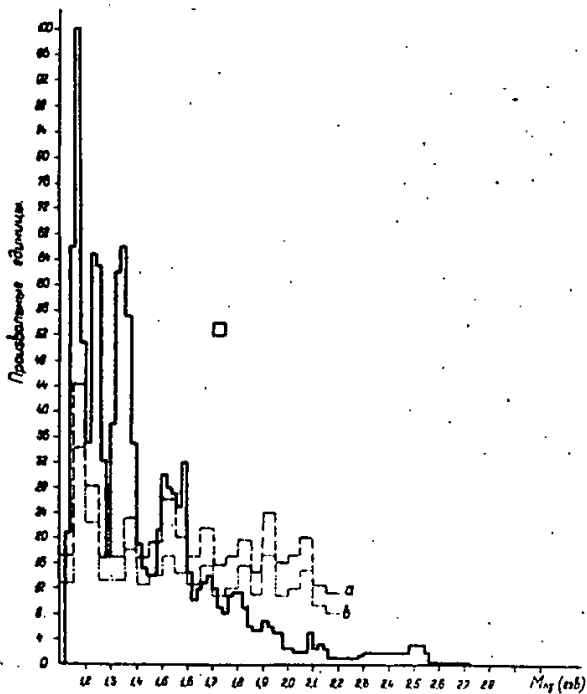
Л и т е р а т у р а

1. Вопросы физики элементарных частиц. Ереван, 1963., стр. 77.
2. Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 40, 464 (1961);
Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 36, 426 (1960).
3. Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р-1368, Дубна, 1963.
4. В.А. Беляков и др. Препринт ОИЯИ Р-11055, Дубна 1963; ЖЭТФ, 44, 431 (1963).
5. Gell-Mann M. The Eightfold Way a Theory of Strong Interaction Symmetry. January 20, 1961. Preliminary Version.
6. Г.И. Копылов. ЖЭТФ, 33, 430 (1957).
7. Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 43, 341 (1962).
8. В.Б. Любимов и др. Препринт ОИЯИ Р-1629 (1964).

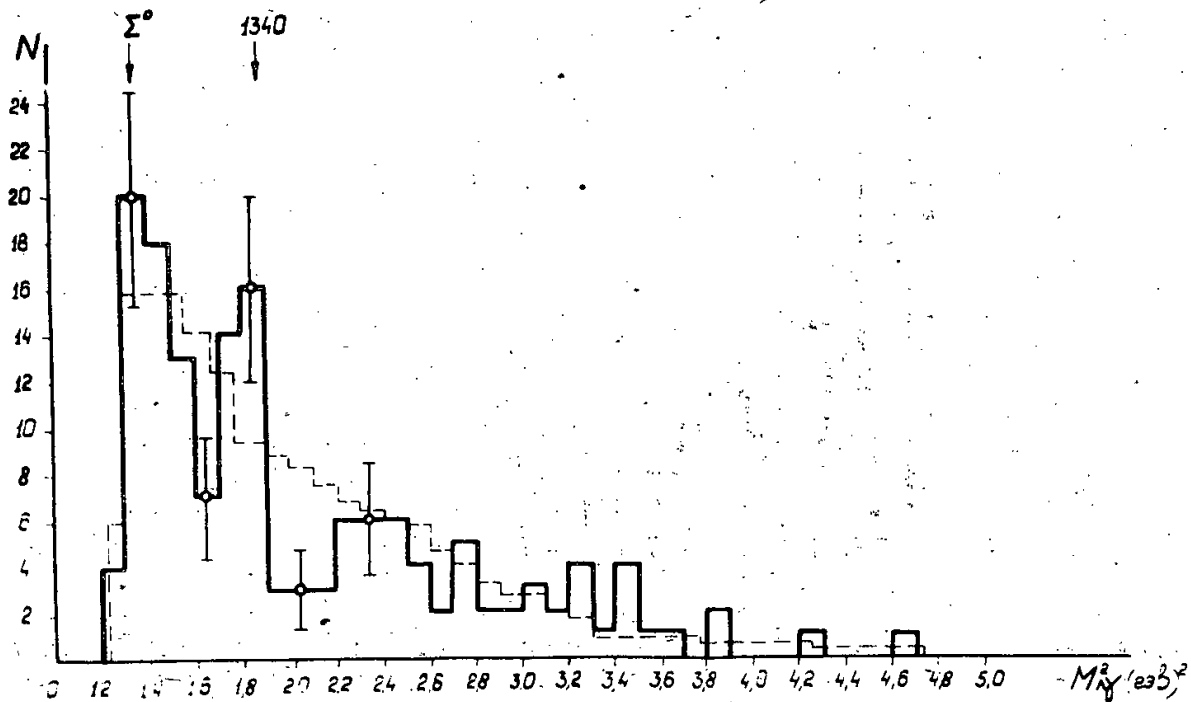
Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1964 г.



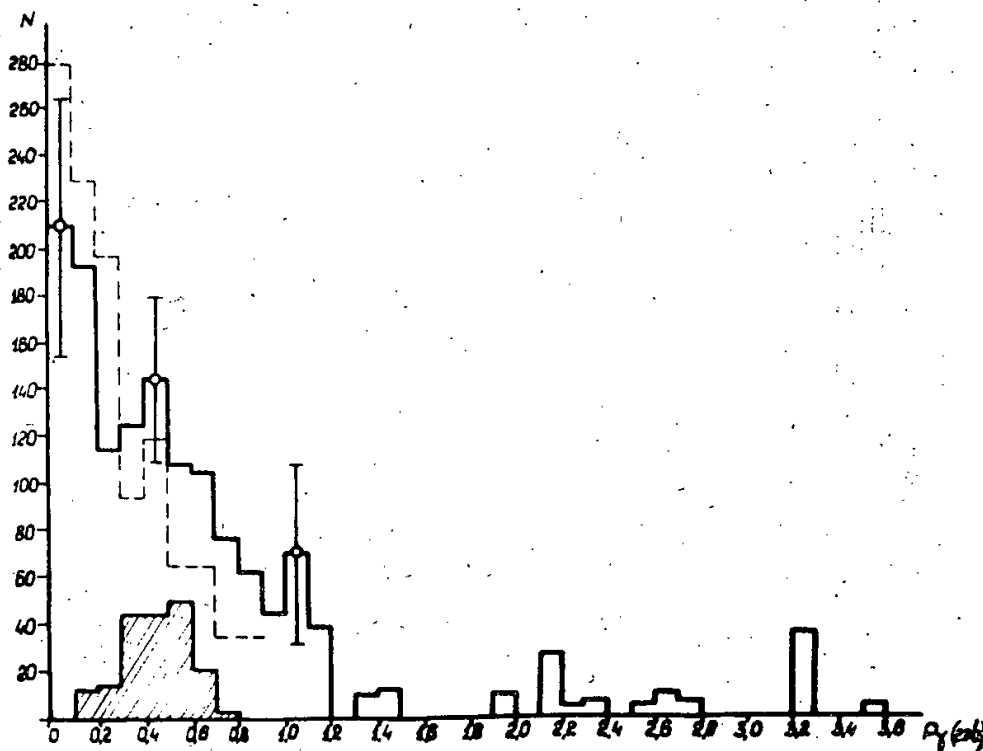
Р и с. 1. Гистограмма распределения по эффективным массам M_{Ly} . Кривые (а) и (б) - фоновые кривые, рассчитанные по методу Монте-Карло, нормированные на полное число случаев (а) и по фону (б), без событий, лежащих в интервале 1,3 - 1,4 Гэв.



Р и с. 2. Идеограмма распределения эффективных масс M_{Ly} . Кривые (а) и (б) - аналогичные кривым на рис. 1.



Р и с. 3. Гистограмма распределения эффективных масс M_{Ly}^2 . Пунктирная кривая получена из распределения $M_{Ly}^2 +$.



Р и с. 4. Импульсное распределение γ -квантов в лабораторной системе координат. Пунктирная кривая - импульсный спектр γ -квантов из работы [8]. Заштрихованная область - импульсный спектр γ -квантов из области M_{Ly} 1,3 ÷ 1,4 Гэв.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3678. ● ● ● Тираж 350. 0,5 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. Март 1964 г.

Барашенков В.С., Дедю В.И.

P-1598

Проверка дисперсионных соотношений в области
малых углов и больших энергий

С помощью дисперсионных соотношений на электронной машине вычислены действительные части амплитуды упругого $\pi^{\pm}-p$, $p-p$ и $\bar{p}-p$ рассеяния на нулевой угол. Сравнение результатов расчетов с известными экспериментальными данными говорит о том, что в пределах точности измерений никаких существенных отклонений от дисперсионных соотношений в области энергий $T \lesssim 20$ ГэВ, т.е. вплоть до расстояний $R \approx 6 \cdot 10^{-15}$ см, не наблюдается.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Barashenkov V.S., Dedyu V.I.

P-1598

A Verification of Dispersion Relations in the Small-Angle-
and High-Energy Region

Using dispersion relations the real parts of the zero-angle elastic $\pi^{\pm}-p$, $p-p$ and $\bar{p}-p$ scattering amplitudes were calculated with an electronic computer. A comparison of the results of calculations with the well-known experimental data points out that within the accuracy of measurements no essential deviations from dispersion relations are observed in the energy region of $T \lesssim 20$ GeV, i.e., up to the distances $R \approx 6 \cdot 10^{-15}$ cm.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, В.И. Дедю

P-1598

ПРОВЕРКА ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ
В ОБЛАСТИ МАЛЫХ УГЛОВ
И БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

Дубна 1964

В.С. Барашенков, В.И. Дедю^{x)}

P-1598

ПРОВЕРКА ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ
В ОБЛАСТИ МАЛЫХ УГЛОВ
И БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в *Nuclear Physics*

^{x)} Институт математики Молдавской Академии наук,
г. Кишинев.

Экспериментальная проверка дисперсионных соотношений является одной из наиболее важных задач физики элементарных частиц. Несогласие экспериментальных данных с результатами дисперсионных расчетов указывало бы на необходимость каких-то существенных изменений в основных принципах, положенных в основу теории поля, и в первую очередь - на необходимость пересмотра формулировки принципа причинности.

Один из наиболее простых способов экспериментальной проверки дисперсионных соотношений заключается в измерении дифференциального сечения упругого рассеяния в области очень малых углов $\theta \approx 0$, которое с помощью дисперсионных соотношений может быть выражено через известные экспериментальные значения полного сечения $\sigma_T(T)$ ^{х)}. В работе^{/1/} таким образом было показано, что в области энергий $T \lesssim (2-3)$ Гэв никаких отклонений от дисперсионных соотношений в пределах точности известных в то время экспериментальных данных не наблюдается. Однако в последнее время получены значительно более точные экспериментальные данные, которые в некоторых случаях оказываются несогласующимися с результатами дисперсионных расчетов, приведенными в работе^{/1/} (см., например,^{/2/}). С другой стороны, за последние несколько лет была значительно уточнена величина полных сечений σ_T в области энергий $T \gtrsim 10$ Гэв; в частности, известные в настоящее время экспериментальные данные указывают, что асимптотическое значение сечения $\pi-N$ взаимодействий $\sigma_T(\infty) \approx (24-25)$ мб, а не 29 мб, как это предполагалось в работе^{/1/}.

Все это побудило нас еще раз вернуться к вопросу о сравнении дисперсионных соотношений с экспериментальными данными по упругому $\pi^{\pm}-p$, $p-p$, $\bar{p}-p$ рассеянию.

На рис. 1 приведены результаты дисперсионных вычислений действительной части амплитуды упругого $\pi^{\pm}-p$ рассеяния на нулевой угол в системе центра масс. Качественно эти результаты имеют тот же вид, что и в работе^{/1/}; в частности, известные в настоящее время экспериментальные данные по сечениям $\sigma_T(\pi^{\pm}-p)$ не противоречат заключению о постоянном асимптотическом значении действительной части амплитуды упругого рассеяния в лабораторной системе координат при энергиях $T \gg 10$ Гэв :

$D_+ = D_- = const$. Однако количественно в области больших энергий заметны существенные различия; например, асимптотическое значение $D_+ \approx -1,54 \cdot 10^{-13}$ см в четыре раза

х) Здесь и везде далее T - кинетическая энергия рассеиваемой частицы в лабораторной системе координат.

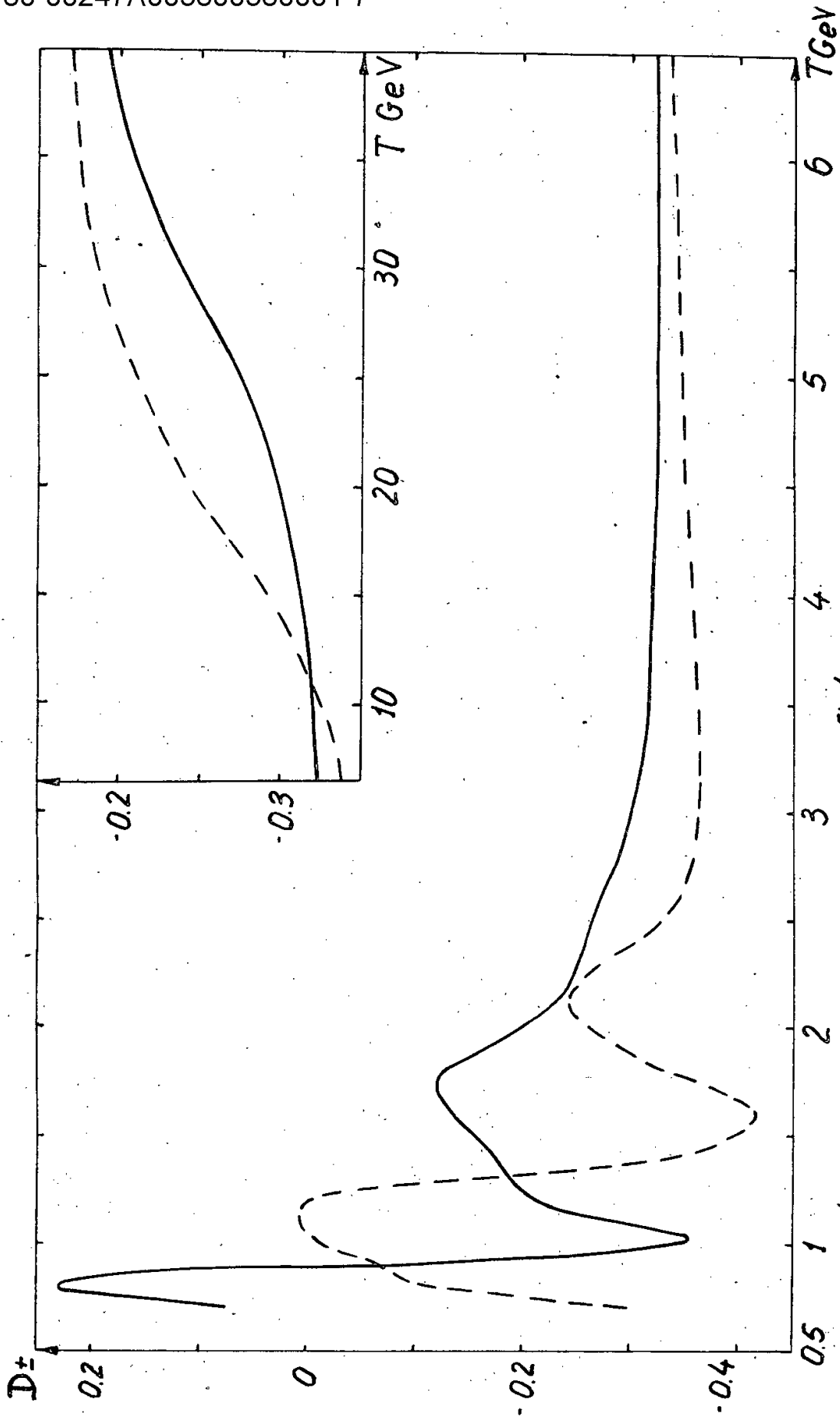


Fig. 1.

Рис. 1. Энергетическая зависимость действительной части упругого π -N -рассеяния на нулевой угол. Сплошная кривая π^+ -рассеяние, пунктирная π^- -рассеяние. Значения $D_{\pm}(T)$ даны в единицах 10^{-13} см. Система центра масс.

меньше асимптотического значения $D_{\pm} \approx -0,37 \cdot 10^{-13}$ см, полученного в работе ^{/1/}. Это обусловлено выбором меньшего асимптотического сечения $\sigma_t(\infty)$ (24,5 мб вместо 29 мб, как это было в работе ^{/1/}) и значительно большей величиной энергии T , при которой сечение σ_t выходит на асимптотическое плато $\sigma_t = \sigma_t(\infty)$ (≈ 25 Гэв вместо 4 Гэв)^{x)}.

Как было показано в работе ^{/1/}, характер выхода сечения на асимптотику существенно сказывается на величине $D_{\pm}(T)$. В пределах экспериментальных ошибок сечения $\sigma_t(\pi - p)$ в настоящее время можно аппроксимировать кривыми, еще более медленно приближающимися к асимптотическому значению $\sigma_t = const$, чем это мы предполагали; в этом случае величина $D_{\pm}(T)$ в лабораторной системе при $T \gg 10$ Гэв медленно возрастает (т.е. в системе центра масс $|D_{\pm}(T)| > const/T^{1/2}$). Другими словами, в области энергий $T > (20-30)$ Гэв дисперсионные соотношения дают недостоверные значения $D_{\pm}(T)$. Однако во всех случаях действительная часть амплитуды упругого рассеяния значительно меньше ее мнимой части $I = (\sigma_t / 4\pi\lambda)$.

Результаты расчетов хорошо согласуются с сечениями упругого рассеяния под нулевым углом, полученными экстраполяцией соответствующих экспериментальных дифференциальных сечений $\sigma(\theta)$. Это видно из таблицы I. Правда, для сечений $\sigma(0)$ из работы ^{/6/} в среднем заметно систематическое превышение над расчетными сечениями; однако этому обстоятельству, по-видимому не следует придавать серьезного значения, так как экспериментальные данные, полученные в одной и той же работе, могут содержать некоторую систематическую ошибку; тем более, что различие экспериментальных и теоретических данных не выходит за ошибки измерений.

В случае $p-p$ и $\bar{p}-p$ взаимодействий дело обстоит сложнее, так как в этом случае имеется значительный вклад трудно рассчитываемой теоретически нефизической области $\sum_{n=0}^{\infty} C_n [M I(T+M)]^n$. Как и в работе ^{/1/}, постоянные C_n мы определили из сравнения с экспериментальными значениями $D_{\pm}(T)$. Так как экспериментальные значения $D_{\pm}(T)$ в настоящее время известны очень неточно, то поведение кривых $D_{\pm}(T)$ оказывается существенно зависящим от конкретного выбора этих значений. Однако во всех случаях вычисленные сечения $\sigma(\theta)$ для $p-p$, $\bar{p}-p$ взаимодействий в пределах ошибок измерений согласуются с экспериментальными сечениями. Это видно, в частности, из таблицы II. Приведенные в этой таблице сечения вычислены при условии, что нефизическая область аппроксимирована двумя первыми членами; значения постоянных C_0 и C_1 , выбирались из сравнения с экспериментальными данными при $T = 2,85$ Гэв ^{/7,8/} ($D_{\pm} \approx 0$) и $T = 5,66$ Гэв ^{/6/} (в последнем случае $D_{\pm} < 0$, как и в работе ^{/2/}).

x) Метод расчета и значения постоянных f^2 , D_{\pm}^0 в дисперсионных соотношениях те же самые, что и в работе ^{/1/}.

Таблица I

| Взаимо- действие | T, Гэв | $\sigma(0)$, мб/стэр | |
|---------------------|--------|-----------------------|-----------------------|
| | | Теория * | Опыт |
| $\pi^- - p$ | 1,45 | $10,8 \pm 0,5$ | $10,9 \pm 0,6^{(3)}$ |
| | 3 | $21,8 \pm 1,0$ | $22,0 \pm 2,2^{(4)}$ |
| | 4,86 | $30,1 \pm 1,5$ | $29,8 \pm 3,0^{(5)}$ |
| | 6,86 | $38,8 \pm 1,9$ | $41,7 \pm 4,2^{(6)}$ |
| | 8,76 | $47,2 \pm 2,3$ | $52,2 \pm 4,4^{(6)}$ |
| | 10,66 | $56,4 \pm 2,8$ | $64,5 \pm 5,9^{(6)}$ |
| | 12,86 | $66,2 \pm 3,3$ | $79,4 \pm 7,8^{(6)}$ |
| | 14,86 | $75,0 \pm 3,7$ | $91,6 \pm 9,6^{(6)}$ |
| | 16,86 | $83,6 \pm 4,1$ | $87,0 \pm 9,6^{(6)}$ |
| | 18,76 | $92,6 \pm 4,6$ | $113,0 \pm 20^{(6)}$ |
| $\pi^+ - p$ | 2,78 | $18,0 \pm 0,8$ | $14,2 \pm 1,5^{(4)}$ |
| | 6,66 | $33,8 \pm 1,6$ | $41,5 \pm 4,0^{(6)}$ |
| | 8,66 | $42,8 \pm 2,1$ | $51,3 \pm 4,6^{(6)}$ |
| | 10,66 | $51,1 \pm 2,5$ | $58,7 \pm 5,3^{(6)}$ |
| | 12,66 | $59,9 \pm 2,9$ | $69,5 \pm 7,5^{(6)}$ |
| | 14,56 | $67,2 \pm 3,3$ | $80,2 \pm 9,9^{(6)}$ |
| | 16,56 | $71,0 \pm 3,5$ | $78,9 \pm 10,2^{(6)}$ |

*) Указанные ошибки $\pm \Delta\sigma(0)$ обусловлены неточностью значений σ_t , использованных в оптической теореме (в среднем $\Delta\sigma_t / \sigma_t = 2 \div 3 \%$). Истинные ошибки несколько больше указанных в таблице, так как необходимо еще учесть ошибку $\pm \Delta D_{\pm}$, происходящую от неточности использованных при дисперсионных расчетах значений σ_t ; однако отличие пренебрежимо мало, так как вклад D_{\pm}^2 в сечение $\sigma(0)$ значительно меньше вклада, даваемого оптической теоремой.

Таблица II

| Взаимо- действие | T, Гэв | $\sigma(\sigma)$, мб (сгер) | |
|---------------------|--------|------------------------------|----------------------------|
| | | Теория * | Опыт |
| p-p | 6,0 | 95,1 | 88,3 ± 13,2 ⁽²⁾ |
| | 7,91 | 125,6 | 125,7 ± 10 ⁽⁶⁾ |
| | 9,90 | 152,4 | 152,2 ± 12 ⁽⁶⁾ |
| | 10,0 | 153,1 | 184,4 ± 52 ⁽²⁾ |
| | 11,89 | 177,0 | 185,0 ± 17 ⁽⁶⁾ |
| | 13,89 | 199,7 | 213,8 ± 21 ⁽⁶⁾ |
| | 15,79 | 222 | 216,4 ± 24 ⁽⁶⁾ |
| | 18,68 | 256 | 268,0 ± 33 ⁽⁶⁾ |

* Ошибки $\pm \Delta \sigma(\sigma)$, обусловленные неточностью использованных при вычислениях экспериментальных значений сечений σ_t составляют в среднем 10-15 мб.

Для p-p взаимодействий эксперимент и теория также хорошо согласуются, однако в этом случае очень велики ошибки $\pm \Delta \sigma(\sigma)$.

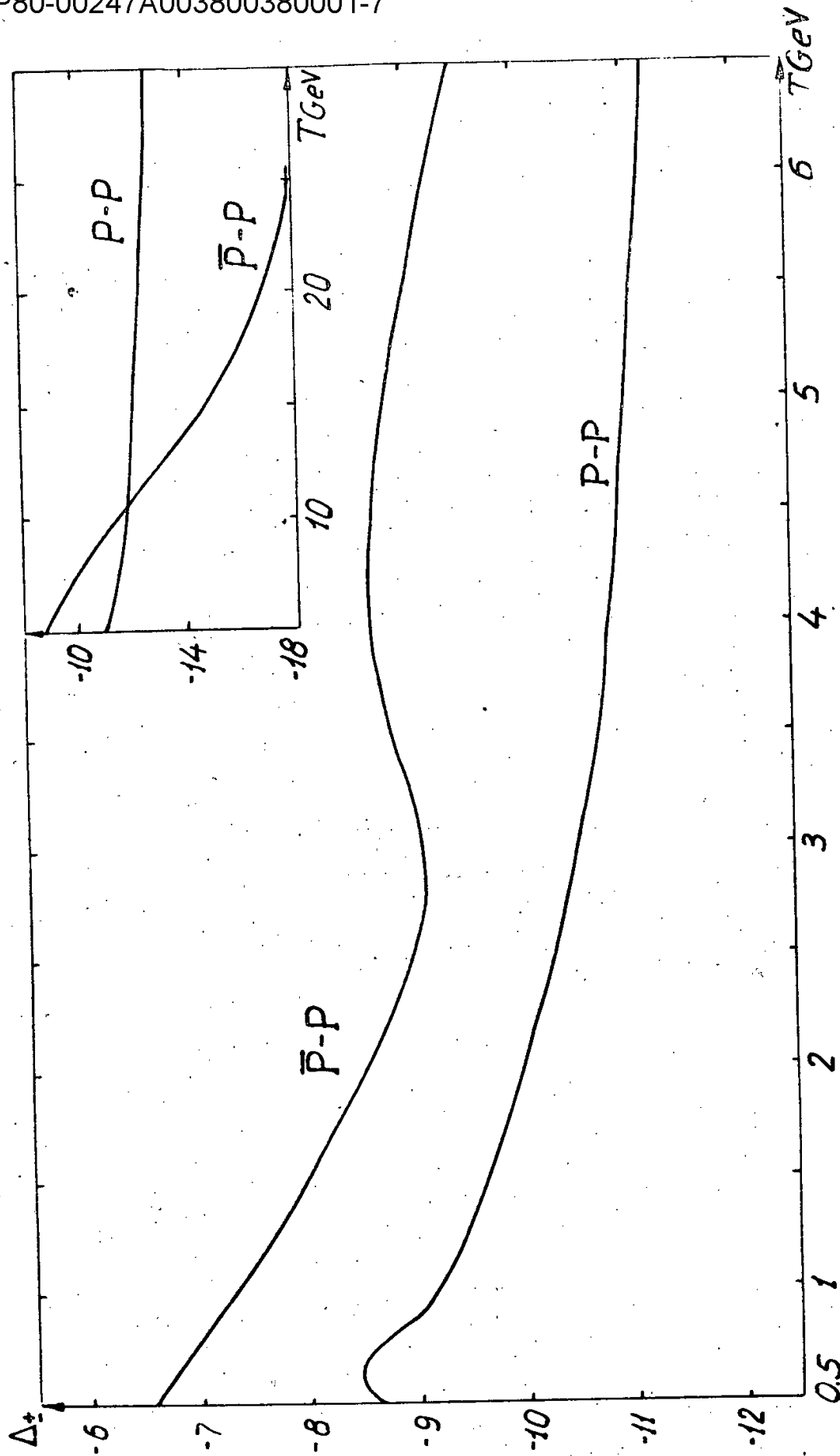


Рис. 2. Действительная часть амплитуды упругого $p-p$ и $\bar{p}-p$ рассеяния в лабораторной системе координат, вычисленная без учета вклада нефизической области. Значения $\Delta_{\pm}(T)$ даны в единицах 10^{-13} см.

Для того, что при сравнении с опытом не быть связанным с конкретным выбором постоянных C_n , на рис. 2 в лабораторной системе координат приведены значения $D_{\pm}(T) \approx \Delta_{\pm}(T)$, вычисленные без учета вклада нефизической области. Действительная часть амплитуда в системе центра масс

$$D_{\pm}^C(T) = \frac{\lambda_0}{\lambda(T)} \left\{ \Delta_{\pm}(T) + \sum_{n=0}^{\infty} C \left[\frac{M}{T+M} \right]^n \right\},$$

где $\lambda_0 = h/\mu c$ - комptonовская длина волны π -мезона, $\lambda(T)$ - де'бройлевская длина волны рассеивающегося протона или антипротона в системе центра масс (см. рис.1 в ^{1/3}).

Так же, как и в случае $\pi^{\pm}-p$ взаимодействий, известные экспериментальные данные по сечениям $\sigma_t(pp)$ и $\sigma_t(\bar{p}p)$ не противоречат заключению о постоянном асимптотическом значении $D_{\pm} = D_{\pm} \approx 1,3 \cdot 10^{-13}$ см и в лабораторной системе координат, однако, допускают и возрастающую асимптотику $D_{\pm}(T)$, если предположить более плавный переход сечений σ_t к их асимптотическим значениям. Чтобы разобраться в этом вопросе, необходимы более точные измерения сечений в области $T > 10$ Гэв.

Таким образом, в настоящее время нельзя говорить о сколь-нибудь заметном расхождении с дисперсионными соотношениями вплоть до расстояний $R \approx 6 \cdot 10^{-15}$ см.

Мы благодарим П.А.Полубоярову за большую помощь при вычислениях на электронной машине.

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Varashenkov; Fortschritte d. Phys., 10, 205 (1962).
2. Л.Ф. Кириллова, В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. ЖЭТФ, 45, 1261 (1963).
3. Saclay-Orsay-Baki-Bologna Collaboration; Nuovo Cim., 29, 515 (1963).
4. M.L.Pert, L.W.Jones, G.C.Ting; Phys. Rev., 123, 1252 (1963).
5. R.G.Thomas. Phys. Rev. Lett., 5, 229 (1960). Abstract.
6. K.J.Foley, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, S.Ozaki, J.J.Russell, L.C.L.Yuan. Phys. Rev. Lett., 11, 425 (1963).
7. Л.С. Ажгирей, Л.Б. Нурушев. Препринт ОИЯИ, Р-1188, Дубна, 1963 г.
8. G.A.Smith, H.Courant, E.C.Fowler, H.Karaybill, J.Sandweiss, H.Taft. Phys. Rev., 123, 2160 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1964 г.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3671. Тираж 400. 0,5 уч.-изд. л.
Техн. ред. В.Р. Саранцева Март 1984 г.

Граменицкий И.М., Охрименко Л.С.,
Словинский Б., Стругальский З.С.

P-1597

Оценка сечения перезарядки π^- -мезонов на квази-
свободных протонах при 9 ГэВ

На снимках, полученных в ксеноновой пузырьковой камере,
облученной π^- -мезонами с импульсом 9 ГэВ/с, изучалась реак-
ция перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$.

Получена оценка сечения рассматриваемого процесса.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Gramenitski I.M., Okhrimenko L.S., Slowinski B., Strugalski Z.S.

P-1597

An Estimation of the Cross Section for 9 GeV π^- -meson Charge
Exchange on Quasifree Protons.

The pictures taken with the xenone bubble chamber exposed to 9 GeV π^- -mesons
allowed to study the charge exchange reaction $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$.

The estimate of the cross section for the process under consideration has been
obtained.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И.М. Граменицкий, Л.С. Охрименко, Б. Словинский, З.С. Стругальский

P-1597

HIGH-ENERGY PHYSICS LABORATORY
STANFORD UNIVERSITY
STANFORD, CALIFORNIA

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ
 π^- -МЕЗОНОВ НА КВАЗИСВОБОДНЫХ ПРОТОНАХ
ПРИ 9 ГЭВ

Дубна 1984

И.М. Граменицкий, Л.С. Охрименко, Б. Словинский, З.С. Стругальский^{х)}

P-1597

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ
 π^- -МЕЗОНОВ НА КВАЗИСВОБОДНЫХ ПРОТОНАХ
ПРИ 9 ГЭВ

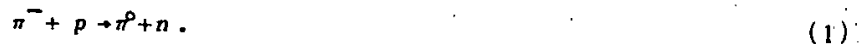
Направлено в ЖЭТФ

^{х)} Институт ядерных исследований, Варшава.

Дубна 1984

В настоящее время имеются немногочисленные и неполные данные, относящиеся к реакции обменного рассеяния π^- -мезонов на протонах в области энергий в несколько Гэв^{/1-5/}. Однако именно при этих энергиях сведения о поведении сечения этого процесса представляют большой теоретический интерес (см., например^{/6/}).

Настоящая работа имеет своей целью исследование реакции обменного рассеяния π^- -мезонов с импульсом 9 Гэв/с на квазисвободных протонах в ксеноновой пузырьковой камере. Эта камера^{/7/} обладает большой, близкой к 100%, эффективностью регистрации γ -квантов, что позволяет подробно изучить реакцию перезарядки



Экспериментальные данные

Для изучения реакции (1) проводился двукратный просмотр снимков, полученных в 24-х литровой ксеноновой пузырьковой камере, при котором отбирались все 0 -лучевые звезды, находящиеся внутри небольшой выделенной области ($120 \times 211 \times 63$ мм³). Эффективность двукратного просмотра двумя независимыми наблюдателями составляет 97%.

На 55000 стереофотографий было обнаружено 129 0 -лучевых событий. Распределение этих случаев по числу γ -квантов N_γ и V^0 -событий N_0 приведено в таблице 1.

Для каждого найденного взаимодействия проводились измерения углов между γ -квантами θ_{ik} и углов между направлением полета γ -кванта и направлением первичного трека π^- -мезона^{x)}.

Т а б л и ц а 1

| N_0, N_γ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|-----------------|---|---|----|----|----|---|---|---|---|---|----|
| 0 | 3 | 2 | 29 | 10 | 33 | 7 | 9 | 2 | 5 | 4 | 4 |
| 1 | 3 | 6 | 1 | 2 | 3 | 1 | - | - | - | - | - |
| 2 | 1 | - | 1 | 1 | - | - | 2 | - | - | - | - |

x) Относительная точность определения углов, полученная в результате шестикратного измерения на микроскопе УИМ-21, составляет 8%.

В событиях с числом γ -квантов $N_\gamma = 1, 2$ и 4 по ранее разработанной методике /8,9/ измерялись энергии γ -квантов.

Для тех событий с $N_\gamma = 2$, в которых суммарная энергия γ -квантов не меньше 4 Гэв^x , вычислялись эффективные массы $m_{\gamma\gamma}$. Распределение величин $m_{\gamma\gamma}$ показано на рис. 1. Относительная ошибка в определении массы $m_{\gamma\gamma}$ составляет 30%.

Для тех же событий с $N_\gamma = 2$ построено распределение по углам разлета двух γ -квантов θ_{ik} в л.с. (рис. 2).

На этом же графике приводится рассчитанное распределение углов θ_{ik} для π^0 -мезонов с импульсом 9 Гэв/с (плавная кривая).

Обсуждение экспериментальных данных

Выделенные при просмотре случаи с числом γ -квантов $N_\gamma = 2$ содержат фон от событий с большей кратностью γ -квантов, главным образом, от событий с $N_\gamma = 4$. Для оценки этого фона вычислялась эффективность регистрации γ -квантов в случаях с $N_\gamma = 4$. Эта эффективность, взятая как отношение числа γ -квантов в указанных случаях к сумме их весов^{xx)}, равняется 95%. Отсюда следует, что вклад от событий с $N_\gamma = 4$ в события с $N_\gamma = 3$ равен девяти, и в интересующих нас событиях с $N_\gamma = 2$ - одному случаю.

С другой стороны, среди случаев с $N_\gamma = 1$ имеется вклад от событий с $N_\gamma = 2$. По аналогии с предыдущим (эффективность регистрации γ -квантов в событиях с $N_\gamma = 2$ равна 97%) число таких случаев оказалось равным двум.

Полученные величины хорошо согласуются с данными, приведенными в таблице 1.

Для оценки фона от нейтральных странных частиц по данным работы А. Филиппковского и Т. Канарека /10/ была найдена эффективность регистрации камеры к V^0 -событиям. Она оказалась равной 75%. Следовательно, на основании таблицы 1, фон от V^0 -событий в рассматриваемых случаях с $N_\gamma = 2$ составляет 3 случая.

На рис. 1 и 2, на которых все случаи условно пронумерованы, видно, что кроме событий с $m_{\gamma\gamma}$, совпадающей с массой π^0 -мезона в пределах двукратной ошибки, имеется 5 фоновых. Два из них с массой $m_{\gamma\gamma} > 1400 \text{ Мэв}$ объясняются вкладом от случаев с большей кратностью γ -квантов, что хорошо согласуется с приведенными выше оценками. Для объяснения присутствия трех остальных, в которых масса $m_{\gamma\gamma}$ заключена в пределах от 400 Мэв до 700 Мэв , следует допустить рождение η^0 -мезона.

х) Это соответствует углу упругого рассеяния π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0} = 30$ в лабораторной системе координат (л.с.).

xx) Вес γ -кванта W_k определяется следующим образом:

$$1/W_k = 1 - e^{-\mu x}$$

где μ - коэффициент поглощения γ -квантов, зависящий от энергии, и x - потенциальная длина.

в изучаемых взаимодействиях. Такому предположению не противоречит рис. 2, на котором эти события располагаются справа от минимального угла $\theta_{min} = 7^\circ$, определяемого равенством $\sin \frac{\theta_{min}}{2} = \frac{m_{\eta^0} c^2}{E_{\eta^0}}$ (х).

Для случаев, в которых масса m_{η^0} совпадает с массой π^0 -мезона в пределах двукратной ошибки, на рис. 3 дано распределение по отношениям энергий γ -квантов $\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 2}}$. Полученная гистограмма сравнивается с расчетной кривой, соответствующей π^0 -мезонам с импульсом 9 Гэв/с. Сопоставление гистограмм на рис. 2 и 3 с соответствующими расчетными кривыми является проверкой (по двум независимо измеряемым кинематическим характеристикам системы двух γ -квантов: энергии и углу между ними) наличия π^0 -мезонов с импульсом около 9 Гэв/с.

Таким образом, после вычитания фона, мы получаем 21 случай с $N_{\gamma} = 2$, которые не противоречат реакции перезарядки. Это соответствует сечению на ядро ксенона

$$\sigma^{*0} = (0,82 \pm 0,18) \text{ мб.}$$

Используя простую модель ядра ксенона (шар радиуса $R_{Xe} = 7,2 \cdot 10^{-13}$ см с резкой границей и равномерно распределенной средней плотностью нуклонов $(A\rho) = 0,084 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$), получаем следующее значение для сечения на квазисвободный протон

$$\sigma = (0,08 \pm 0,02) \text{ мб.}$$

В действительности изучаемый нами процесс перезарядки (1) сопровождается фоном, главным образом, от следующих реакций:



где один из вторичных π^- -мезонов в реакциях (2), (3) и (4) является медленным и поглощается ядром имитируя 0 -лучевое событие с числом γ -квантов, равным двум. Полагая, что упомянутое явление происходит в основном до энергии $E_{\pi} = 200$ Мэв, оценим вклад этих реакций в вычисленное сечение на ядро ксенона.

В результате анализа событий с $N_{\gamma} = 4$ и $N_{\nu^0} = 0$ (предполагаемая реакция (2)) было найдено, что доля таких случаев, в которых имеется вторичный π^0 -мезон с полной энергией, не превышающей 200 Мэв, равна 0,16. Чтобы оценить вклад реакций (3) и (4) просматривались однолучевые события с останавливающимся в камере лучом и высокоэнергичным π^0 -мезоном. Таких случаев по сравнению со всеми найденными однолучевыми событиями с высокоэнергичным π^0 -мезоном оказалось 0,05.

х) Здесь E_{η^0} максимальная полная энергия η^0 -мезона, равная 9 Гэв.

Так как средняя величина коэффициента объемного поглощения ядром ксенона рассматриваемых медленных π -мезонов, полученная в предположении их равномерного энергетического распределения, равна $\eta = 0,5^{/12,13/}$, то для сечения изучаемой реакции (1) получаем окончательно

$$\sigma_{ex} = (0,04 \pm 0,02) \text{ мб.}$$

Следует подчеркнуть, что для точного определения фона от процессов (2), (3) и (4) необходимо знать энергетический спектр вторичных π -мезонов в области низких энергий. Это особенно важно потому, что определяемое нами сечение перезарядки оказывается очень чувствительным к величине η . Так, например, если принять, что энергетический спектр вторичных медленных π -мезонов в реакциях (2), (3) и (4) является возрастающей функцией, то верхняя граница коэффициента объемного поглощения $\eta = 0,7$ и, следовательно, $\sigma_{ex} = (-0,03 \pm 0,03) \text{ мб.}$

Кроме того, при вычислении величины коэффициента объемного поглощения η , даже в пределах используемых модельных представлений ^{/12/}, надо учитывать не все взаимодействия π -мезонов в ядре, а лишь те из них, которые приводят к имитации исследуемого процесса (1) (т.е. поглощение π -мезона с последующим излучением нейтронов и с образованием звезды, лучи которой визуально не обнаруживаются). С этой точки зрения приведенные нами значения η несколько завышены.

Окончательно следует сделать вывод, что сечение упругой перезарядки при 9 Гэв исчезающе мало. Это не противоречит результатам других работ ^{/2,4,5/}, в которых по существу не обнаружено ни одного события упругого обменного рассеяния при импульсах π^- -мезонов, начиная с 6 Бэв/с.

Авторы выражают благодарность Е. Богдановичу, В.Г. Гришину и М.И. Подгорецкому за полезные дискуссии, а также Н. Смирновой, Л. Масловой и Т. Стройковой за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Я.Я. Шаламов, В.А. Шабанов. ЖЭТФ, 39, 1232, 1960.
2. G. Bellini, E. Fiorini, A. Orkin-Lecourtois. Phys. Lett., 4, 164 (1963).
3. Р.А. Арипов, В.Г. Гришин, Л.В. Сильвестров, В.Н. Стрельцов. ЖЭТФ, 43, 394, 1962.
4. S.J. Goldsack, L. Riddiford, B. Tillani, B.R. French, W.W. Neale, J.R. Norbury, I.O. Skillicorn, W.T. Davies, M. Dernik, J.H. Mulvey and D. Radojicic. Nuovo Cim., 23, 941 (1962).

5. P. Babu, R. Cowsik and Yash Pal. Nuovo Cim., 29, 785 (1963).
6. Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424, 1956.
7. T.I. Kanarek, E.I. Maltsev, T. Nagy, I. Nagy, A. Prokeš, G.M. Stashkov, E.P. Ustenko, I.V. Chuvilo, U.N. Shkobin. Proc. of the Int. Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN (1959).
8. Л.П. Коновалова, Л.С. Охрименко, З.С. Стругальский. ПТЭ, 6, 26, 1961.
9. Я. Даныш, З. Стругальский, О. Чижевский. Препринт Р-1144, Дубна, 1962.
10. А. Филипповский, Т. Канарек. Материалы Международной конференции по физике высоких энергий в Кракове, 1963 (в печати).
11. Л. Элтон. Размеры атомных ядер, Москва. Издат. Ин. Лит., 1962.
12. R.M. Frank, J.L. Gammel and K.M. Watson. Phys. Rev., 101, 891 (1956).
13. F.H. Webb, E.L. Iloff, F.H. Featherston, W.W. Chupp, G. Goldhaber and S. Goldhaber. Nuovo Cim., 8, 899 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
 17 марта 1964 г.

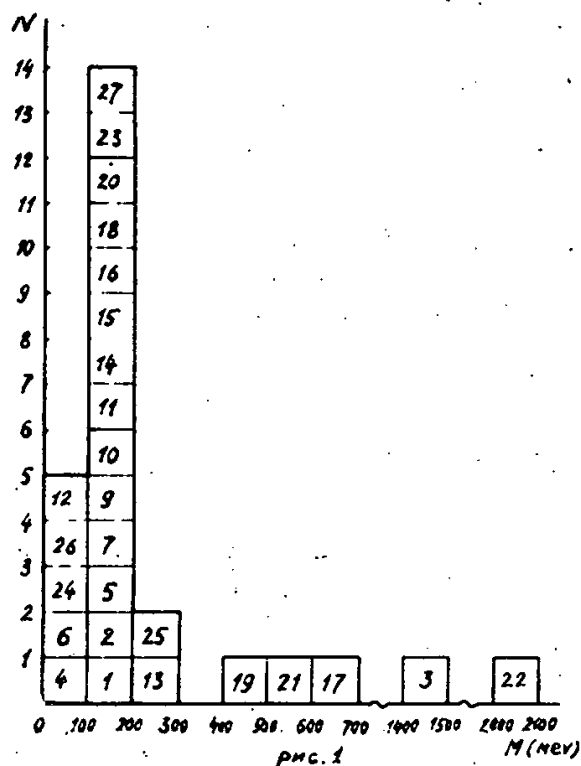


Рис. 1. Распределение случаев с $N_\gamma = 2$ и суммарной энергией γ -квантов $E_1 + E_2 \geq 4$ Гэв по эффективным массам $m_{\gamma\gamma}$.

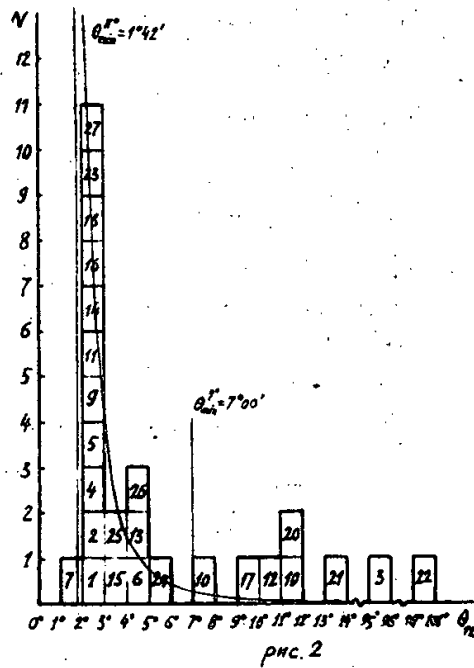


рис. 2. Распределение случаев с $N_\gamma = 2$ и суммарной энергией γ -квантов $E_\gamma + E_{\gamma_2} \geq 4$ Гэв по углу разлета γ -квантов в л.с.

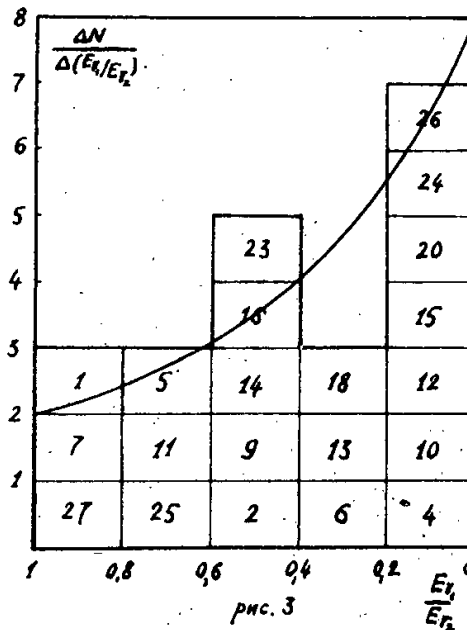


рис. 3. Распределение случаев с $N_\gamma = 2$, суммарной энергией γ -квантов $E_\gamma + E_{\gamma_2} \geq 4$ Гэв и эффективной массой $m_{\gamma\gamma}$, в пределах двукратной ошибки, совпадающей с массой π^0 -мезона, по отношению энергий γ -квантов.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3651. Тираж 300. 0,5 уч.-изд. л.
Техн. редактор В.Р.Саранцева Март 1964 г.

Огиевецкий В.И.

P-1598

Нарушенные симметрии при высоких энергиях.

Ставится вопрос о том, что происходит с нарушенными симметриями при очень высоких энергиях. Получены асимптотические соотношения для амплитуд рассеяния октуплета на октуплете в предположении, что эффективное взаимодействие есть смесь унитарного синглета и 3-3 компоненты октуплета.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Ogiévetski V.I.

P-1598

Broken Symmetries at High Energies.

The question is considered as to what happens with broken symmetries at ultra-high energies. The asymptotic relations for the octuplet-octuplet scattering amplitudes have been obtained under the assumption that the effective interaction is a mixture of the unitary singlet and the 3-3 component of the octuplet.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.И. Огиевецкий

P-1596

НАРУШЕННЫЕ СИММЕТРИИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Дубна 1964

В.И. Огиевецкий

P-1598

НАРУШЕННЫЕ СИММЕТРИИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЖЭТФ

Дубна 1964

1. Фактически все свойства симметрии, которые позволяют в какой-то мере систематизировать совокупность экспериментальных данных по элементарным частицам, так или иначе нарушаются. Так, электромагнитные взаимодействия нарушают изотопическую инвариантность. Значительно сильнее нарушается октуплетная модель унитарной симметрии $SU(3)$ Гелл-Манна-Неймана^{/1,2/}, в рамках которой очень удачно классифицируются известные элементарные частицы и резонансы.

Распространено мнение (см., например,^{/3,4/}), что при энергиях, значительно превышающих массы всех частиц, участвующих в реакции, различия в массах покоя частиц становятся несущественными и что поэтому нарушенные симметрии с ростом энергии должны восстанавливаться.

Так ли это ?

Что касается фазовых объемов, то, действительно, при больших энергиях разности масс частиц будут играть незначительную роль. Что же касается эффективного взаимодействия, то мы не видим априорных оснований считать, что в них нарушенные инвариантности будут становиться все более и более точными при увеличении энергии. Эта гипотеза, как нам кажется, нуждается в обсуждении и проверке. Начнем с октуплетной модели $SU(3)$, а затем кратко остановимся на изотопической инвариантности.

2. В октуплетной модели частицы и резонансы образуют семейства, преобразующиеся по неприводимым представлениям группы унитарных преобразований $SU(3)$. Так, барионы и псевдоскалярные мезоны составляют октуплеты $D(1,1)$, которые удобно представить матрицами с нулевым шпуром

$$\psi = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda \end{pmatrix}, \quad \phi = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix} \quad (1)$$

с матричными элементами ψ_i^k и ϕ_i^k (например, $\psi_1^3 \equiv p$, $\phi_3^2 = K^0$ и т.д.). Теория предполагается инвариантной относительно унитарных преобразований $SU(3)$, которые в применении к октуплетам в этом представлении имеют вид:

$$\psi' = U \psi U^{-1}; \quad \phi' = U \phi U^{-1} \quad (2)$$

($U = e^{i\omega_l \lambda_l}$), где ω_l - вещественные параметры, λ_l - 8 эрмитовых матриц 3×3 с

равным нулю шпуром). Унитарная симметрия нарушается, так как частицы, входящие в одно семейство, обладают различными массами. Гелл-Манн^{/1/}, Нейман^{/2/} и Окубо^{/5/}, предположив, что симметрия нарушается минимальным образом, совместным с изотопической инвариантностью и сохранением странности, пришли к замечательной массовой формуле, с хорошей точностью описывающей массы покоя состояний, входящих в тот или иной мультиплет. Они предположили, что масса покоя представляется не унитарным синглетом, а есть смесь унитарного синглета и 3-3 компоненты октуплета $D(1,1)$, т.е. в массовый член как бы входит некий шпурон $a_3^{\delta, X/}$.

В связи с успехом массовой формулы естественно принять, что и эффективное взаимодействие также есть не унитарный синглет, а смесь унитарного синглета и 3-3 -компоненты октуплета (т.е. также нарушается минимальным образом), и исследовать следствия такого предположения.

3. Рассмотрим в качестве примера рассеяние октуплета псевдоскалярных мезонов ϕ на октуплете барионов ψ . Пусть ϕ соответствует начальному мезону, а $\bar{\phi}$ - конечному. В предположении точной унитарной симметрии амплитуда рассеяния должна быть унитарным синглетом. Тогда она представима в виде^{/6/}.

$$A = Sp = (\bar{\psi}\psi) Sp(\bar{\phi}\phi) A_1 + Sp(\bar{\psi}\phi) Sp(\psi\bar{\phi}) A_2 + Sp(\bar{\psi}\bar{\phi}) Sp(\psi\phi) A_3 + \\ + Sp(\bar{\psi}\psi\bar{\phi}\phi) A_4 + Sp(\bar{\psi}\psi\phi\bar{\phi}) A_5 + Sp(\bar{\psi}\phi\bar{\phi}\psi) A_6 + Sp(\bar{\psi}\phi\phi\psi) A_7 + \\ + Sp(\bar{\psi}\phi\psi\bar{\phi}) A_8 + Sp(\bar{\psi}\bar{\phi}\psi\phi) A_9, \quad (3)$$

где A_1, \dots, A_9 - величины, зависящие только от импульсов и спиновых индексов частиц. Амплитуда A (3) представляет собой наиболее общий инвариант относительно преобразований (2), составленных из $\psi, \bar{\psi}, \phi$ и $\bar{\phi}$. Фактически оказывается, что имеется линейная связь

$$Sp(\bar{\psi}\psi) Sp(\bar{\phi}\phi) + Sp(\bar{\psi}\phi) + Sp(\psi\bar{\phi}) + Sp(\bar{\psi}\bar{\phi}) Sp(\psi\phi) = \\ = Sp(\bar{\psi}\psi\phi\bar{\phi} + \bar{\psi}\psi\bar{\phi}\phi + \bar{\psi}\phi\bar{\phi}\psi + \bar{\psi}\phi\phi\psi + \bar{\psi}\bar{\phi}\psi\phi + \bar{\psi}\bar{\phi}\psi\phi), \quad (4)$$

в силу которой в (3) можно оставить только восемь членов. Далее, из инвариантности относительно обращения времени следует, что A_8 должно быть равно A_9 . Тогда можно положить в (3) $A_8 = A_9 = 0$ и работать с остающимися семью амплитудами. Представление вида (3) очень удобно, оно позволяет обойтись без коэффициентов Клебша для $SU(3)$ и прямо и быстро считывать с (3) выражения амплитуд для различных процессов. Если принять естественную и оправдывающуюся на опыте гипотезу Окуна и Померанчука^{/7/}, что при больших энергиях все амплитуды для рассеяния

^{X/} Равным нулю гиперзарядом и изоспином обладают только a_3^3 из $D(1,1)$, a_{33}^{33} из $D(2,2)$, a_{333}^{333} из $D(3,3)$ и т.д. Обсуждаемое нарушение минимально в том смысле, что опускаются "шпуроны" высших порядков a_{33}^{33} и т.д.

с перезарядкой (типа $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$...) пренебрежимо малы по сравнению с амплитудами упругого рассеяния, то в (3) при высоких энергиях существенен только первый член. Тогда можно сделать однозначный вывод^{/6/}, что при точной унитарной симметрии амплитуды рассеяния всех мезонов на всех барионах должны быть асимптотически равны между собой. Некоторые другие асимптотические соотношения, вытекающие из строгой унитарной симметрии, были получены Логуновым, Нгуеном Ван Хьеу и Сянь Дин-чаном^{/8/} на основе теоремы Фрагмена-Линделефа.

4. Пусть теперь эффективное взаимодействие нарушается минимальным образом и представляет собой смесь унитарного синглета и 3-3-компоненты октуплета, т.е. в него входит шпурин a_3^3 . Общее выражение для амплитуды в этом случае получается путем однократного разрыва суммирования во всех членах (3) и замены соответствующих индексов на тройки. Например, вместо первого слагаемого $A_1 Sp(\bar{\psi}\psi) Sp(\bar{\phi}\phi)$ следует ввести пять членов:

$$A_1 Sp(\bar{\psi}\psi) Sp(\bar{\phi}\phi) \rightarrow \quad (5)$$

$$\rightarrow B_1 Sp(\bar{\psi}\psi) Sp(\bar{\phi}\phi) + (B_2 \bar{\psi}_2^a \psi_3^1 + B_3 \bar{\psi}_3^k \psi_k^a) Sp(\bar{\phi}\phi) + Sp(\bar{\psi}\psi) (B_4 \bar{\phi}_1^i \phi_3^j + B_5 \bar{\phi}_3^k \phi_k^3).$$

Количество независимых амплитуд при этом резко возрастает. Однако, если пренебречь при высоких энергиях, по Окуню и Померанчуку^{/6/}, амплитудами рассеяния с перезарядкой, то общая амплитуда с минимальным нарушением будет иметь вид (5). Тогда легко доказать, что амплитуды упругого рассеяния мезонов на барионах будут связаны соотношениями:

$$3 A_{\eta B} + A_{\pi B} = 2 (A_{K B} + A_{\bar{K} B}) \quad (6)$$

для любого бариона. Из оптической теоремы следует в точности такое же соотношение для полных сечений. К сожалению, измерить рассеяние электромагнитно распадающегося η -мезона на нуклоне не представляется возможным. Однако, если окажется, что сечения π^- и K^- -мезонов на нуклонах не становятся асимптотически равными друг другу, то это будет противоречить, согласно сказанному в п. 3, предположению о точной унитарной симметрии. Что касается соотношения (6), то уже при достигнутых энергиях оно не противоречит опытным данным. Полностью аналогичным образом получают соотношения для рассеяния барионов на барионах. Они записываются:

$$3 A_{\Lambda N} + A_{\Sigma N} = 2 (A_{\bar{N} N} + A_{\Xi N}); \quad 3 A_{\Lambda \Sigma} + A_{\Sigma \Sigma} = 2 (A_{\bar{N} \Sigma} + A_{\Xi \Sigma}); \quad (7)$$

$$3 A_{\Lambda \Lambda} + A_{\Sigma \Lambda} = 2 (A_{\bar{N} \Lambda} + A_{\Xi \Lambda}); \quad 3 A_{\Lambda \Xi} + A_{\Sigma \Xi} = 2 (A_{\bar{N} \Xi} + A_{\Xi \Xi});$$

первое из которых, по крайней мере в принципе, легче проверить, чем (6) и аналогичные соотношения для рассеяния мезонов на мезонах. Повторим, что (6) и (7) суть точные аналоги массовой формулы Гелл-Манна-Неймана-Окубо.

5. Обсудим теперь вкратце нарушение изотопической инвариантности. Возьмем в качестве примера рассеяние протона и нейтрона на какой-нибудь системе с изоспином 0, например, на α -частице или на углероде. В пренебрежении электромагнитными поправками полные сечения рассеяния (или полные неупругие сечения или другие соответствующие характеристики) протонов и нейтронов должны совпадать. Учет этих поправок приводит к тому, что они могут отличаться на величины порядка $\frac{1}{100} \left(\frac{1}{30} - \frac{1}{200} \right)$, так как амплитуды (в том числе и их мнимые части) сильных взаимодействий и сильных взаимодействий с радиационными добавками интерферируют. Представляется интересным проследить за эволюцией величины $\frac{\sigma_p^{(in)} - \sigma_n^{(in)}}{\sigma_p^{(in)} + \sigma_n^{(in)}}$ с ростом энергии. Если изотопическая инвариантность восстанавливается с ростом энергии, то эта величина должна стремиться к нулю. Проверка требует измерений с полупроцентной точностью, существующие данные слишком грубы.

Аналогичные измерения могут быть проведены и для рассеяния π^- и π^+ -мезонов на ядрах с изоспином. Однако, если в этом случае окажется справедливой асимптотическая теорема Померанчука^{/9/} о равенстве сечений частицы и античастицы, то электромагнитные нарушения будут завуалированы. Последнее в особенности относится к рассеянию π^- и π^+ -мезонов на протонах, для которого указанная теорема о частице и античастице следует из аналитичности. Все же не исключено, что при достигнутых энергиях существующее различие в сечениях π^- и π^+ -мезонов может быть связано с электромагнитными взаимодействиями. Во всяком случае, вопрос заслуживает обсуждения.

Автор выражает искреннюю благодарность за полезные и критические обсуждения В.Г. Гришину, Нгуену Ван Хьеу, Л.Б. Окуню, М.И. Подгоренскому, И.Я. Померанчуку, Л.Д. Соловьеву и В.М. Шехтеру.

Л и т е р а т у р а

1. M. Gell-Mann. Phys. Rev., 125, 1067 (1962).
2. Y. Neeman. Nucl. Phys., 26, 222 (1961).
3. B. d'Espagnat. Proc., 1962 Intern. Conference on High Energy Phys. at CERN, 917 (1962).
4. D. Amati, J. Prentki and A. Stanhellini. Nuovo Cim., 26, 1003 (1962).
5. S. Okubo. Prog. Theor. Phys., 27, 949 (1962).
6. P.G.O. Freund, H. Ruegg, D. Speiser. Nuovo Cim., 25, 307 (1962).
7. Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424 (1956).
8. А.А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, Сянь Дин-чан. Препринт ОИЯИ Е-1150, Дубна, 1961.
9. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1964 г.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3655. Тираж 400. 0,4 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. Март 1984 г.

Балашов В.В., Роттер И.

P-1595

О связи оболочечных и "кластерных" возбуждений в легких ядрах.

В рамках оболочечной модели со смешиванием конфигураций рассмотрен α -распад возбужденных состояний ядер C^{12} и Be^8 . Дана классификация α -переходов по характеру перестановочной симметрии волновых функций.

Сравнение с экспериментом показывает, что для C^{12} оболочечная модель дает правильный порядок ширин только для тех уровней, где нет смешивания с "кластерными" уровнями (уровни 1). Для всех других уровней рассчитанные значения Θ_α^2 меньше экспериментальных. В качестве возможной причины усиления рассматривается связь между оболочечными и "кластерными" возбуждениями.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Balashov V.V., Rotter I.

P-1595

On the Coupling between Shell Model Excitations and Cluster Excitations in Light Nuclei.

The reduced α -widths for some levels of C^{12} and Be^8 are calculated in the framework of the shell model with intermediate coupling. A classification of α -transitions with regard to the permutation symmetry of the wave function is given. A comparison of calculated and experimental α -widths shows that for C^{12} the shell model gives values in the right order of magnitude only for those levels where no mixing with cluster levels takes place (levels 1 +). For all the other levels the calculated Θ_α^2 -values are less than the experimental ones. As a reason it is discussed the mixing of shell model levels with levels of a collective nature.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.В. Балашов, И. Роттер

P-1595

О СВЯЗИ ОБОЛОЧЕЧНЫХ
И "КЛАСТЕРНЫХ" ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Дубна 1964

В.В. Балашов, И. Роттер

P-1585

О СВЯЗИ ОБОЛОЧЕЧНЫХ
И "КЛАСТЕРНЫХ" ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Направлено в "Nuclear Physics"

Дубна 1964

Предложенный несколько лет назад метод расчета приведенных шириин уровней легких ядер относительно испускания α -частиц, дейтронов, ядер трития и других "фрагментов" ^{/1,2/} позволил привлечь большой круг экспериментальных данных, относящихся к характеристикам сложного распада ядер, к непосредственному спектроскопическому анализу свойств уровней: спина, четности, природы возбуждения. Однако до сих пор практическое применение этого метода ^{/3,4/} ограничивалось главным образом областью основных состояний ядер и лишь небольшим числом возбужденных уровней "ротационной" природы. Всем этим состояниям свойственна максимальная симметрия пространственной волновой функции (схема Юнга с максимальным числом "четворок"). Известно, что в таких случаях волновые функции оболочечной модели оказываются очень близкими волновым функциям "модели ассоциации" (cluster model), см. например, ^{/5,6/}; поэтому неудивительно, что проведенные до сих пор на базе оболочечной модели расчеты приводили к большим, порядка вигнеровского предела, приведенным ширинам "фрагментов".

В легких ядрах (за исключением, конечно, магических и непосредственно примыкающих к ним ядер) спектр возбуждений, соответствующих той же оболочечной конфигурации, что и основное состояние (мы будем их условно называть "оболочечными возбуждениями"), простирается вплоть до 20-25 Мэв. Чем выше энергия возбуждения такого уровня, тем меньше, как правило, вклад в его волновую функцию компоненты с максимальной симметрией, т.е. тем меньше приведенная ширина, соответствующая его сложному развалу.

В четно-четных легких ядрах энергетическая "щель" между основным состоянием, описываемым (на 75-95%) схемой Юнга [44...4], и ближайшим оболочечным возбуждением с разрушенной "четверкой" составляет 10-15 Мэв. В пределах этой щели, кроме "ротационных" уровней 2^+ , 4^+ , соответствующих той же оболочечной конфигурации, что и основное состояние, располагаются также уровни более сложного возбуждения, сохраняющие α -частичную природу. Ярким примером такого рода состояний являются низко лежащие "монополи" 0^+ - 7,66 Мэв в C^{12} и 6,66 Мэв в O^{16} ^{/7/}. Природа этих состояний в настоящее время полностью не ясна. Согласно одной точке зрения, они соответствуют четырехчастичному возбуждению, или, на языке α -модели, перестройке геометрии взаимного расположения альфа-частиц в ядре. ^{/8/} Известна и другая интерпретация этих состояний - как двухчастичных или одночастичных (с изменением главного квантового числа) возбуждений ^{/9/}; она, однако, приводит

к сильно завышенному энергетическому положению этих состояний. И в том, и в другом случае приведенная альфа-ширина таких состояний должна быть большой, и, как можно судить по данным о распаде уровня 7,66 Мэв в C^{12} , она действительно близка к вигнеровскому пределу.

Таким образом, возникает представление о том, что в спектрах легких ядер существует, кроме "ротационных" уровней, два рода возбуждений: оболочечного (связанного с разобшением движений отдельных нуклонов) и "кластерного", коллективного, типа. В то же время опыт применения обобщенной модели подсказывает, что независимое рассмотрение одночастичных и коллективных степеней свободы ядра является довольно сильной идеализацией. В рассматриваемом случае также нет оснований а priori отрицать существование такой связи.

Наиболее характерное, "избирательное" свойство уровней "кластерного" возбуждения - это большие (несмотря на высокую энергию возбуждения) значения приведенных ширин для соответствующих "фрагментов". Поэтому примесь таких состояний к уровням иной природы должна сказаться прежде всего в усилении соответствующих многочастичных переходов. Тем самым, хотя большинство уровней "кластерного" возбуждения экспериментально еще непосредственно не обнаружено, их существование могло бы проявиться косвенным образом - в усилении "кластерного", в частности, альфа-частичного распада высоких уровней оболочечного возбуждения. Очевидно, наиболее чувствительными к такому эффекту усиления были бы переходы, которые в чистой оболочечной модели являются особенно слабыми.

Поэтому в данной работе нами, в рамках схемы промежуточной связи оболочечной модели, был предпринят анализ вероятностей (приведенных ширин) альфа-распада высоко возбужденных состояний ядер C^{12} и Be^8 , относящихся к конфигурациям $(1s)^4(1p)^8$ и $(1s)^4(1p)^4$. Волновые функции состояний были взяты из работы А.Н. Бояркиной^{10/}.

Для удобства изложения примем следующую классификацию альфа-переходов:

а) разрешенные - если основная компонента оболочечной волновой функции состояния характеризуется схемой Юнга, не имеющей разрушенных "четверок", например, "ротационный" уровень 2^+ ядра Be^8 при 2,9 Мэв:

$$\Psi(2^+) = 0,985 |[4]^{11} D > + 0,093 |[31]^{13} P > - 0,124 |[31]^{13} D > + \dots ;$$

б) подавленные - если основная компонента волновой функции состояния характеризуется схемой Юнга с разрушенной "четверкой", например, уровень 0^+ ядра C^{12} при 10,1 Мэв:

$$\Psi(0^+) = 0,671 |[422]^{15} D > - 0,557 |[431]^{13} P > + 0,390 |[44]^{11} S > -$$

$$0,215 |[332]^{13} P > - 0,202 |[422]^{11} S > ;$$

в) запрещенные - если ни одна из компонент волновой функции состояния не совместима с α -представлением, например, уровень 1^+ в ядре C^{12} при 12,73 Мэв:

$$\Psi(N) = -0,679 | [431]^{18} P > + 0,136 | [431]^{18} D > + 0,713 | [422]^{15} D > - 0,110 | [332]^{18} P > .$$

Данная классификация строится на учете свойств симметрии волновых функций состояний и не связана непосредственно со сравнением переходов по интенсивности. Ниже будет рассмотрен целый ряд α -переходов, запрещенных по изотопическому спину. Однако такого рода запрет легко снимается при учете кулоновского смешивания состояний с разным изотопическим спином; поэтому большинство переходов, запрещенных по T, отнесено, в рамках нашей классификации, к "подавленным".

2. Результаты

Результаты расчета приведенных α -ширин уровней C^{12} и соответствующие экспериментальные данные собраны в таблицу 1.

$(0^+, 0)$; 10,1 Мэв

Экспериментальное значение α -ширины превышает рассчитанное примерно в 15 раз. Причину этого можно понять, если допустить сильное смешивание состояния $(1s)^4(1p)^8$ с уровнем "кластерного" возбуждения $(0^+, 0)$ при 7,66 Мэв, имеющим большую приведенную α -ширину. В пользу такой картины говорит анализ β -распада $B^{12} \rightarrow C^{12} + \beta^- + \bar{\nu}$ (табл. 2): значения $\log ft$ для переходов на эти два уровня приблизительно равны друг другу, тогда как в случае чистого четырехчастичного возбуждения /а также возбуждения типа $(1s)^3(1p)^8(2s) + (1s)^4(1p)^7(2p)$ / уровня 7,66 Мэв распад на него был бы запрещен.

$(1^+, 0)$; 12,7 Мэв

Рассматриваемый переход относится к числу "запрещенных". Ни одна из компонент волновой функции состояния $(1^+, 0)$ не содержит схемы Юнга [444]. Это находится в соответствии с тем обстоятельством, что в α -модели и модели ассоциаций такого уровня вообще нет /15/.

Как видно из табл. 1, результаты оболочечного расчета находятся в данном случае в хорошем согласии с экспериментом. Распад оказывается возможным за счет примеси состояний со схемой Юнга [31] к уровню 2^+ конечного ядра Be^8 .

$(1^+, 1)$; 15,1 Мэв

Альфа-распад запрещен по изоспину. Учет смешивания состояния $(1^+, 1)$ с состояниями $(1^+, 0)$ в ядре C^{12} и состояния $(2^+, 0)$ с состояниями $(2^+, 1)$ в конечном ядре Be^8 за счет кулоновского взаимодействия приводит к хорошему согласию рассчитанного значения α с экспериментом.

(2⁺, 1); 16,1 Мэв

Переход относится к числу "подавленных". Запрет по изоспину снимается, как и в предыдущем случае, учетом кулоновских сил. Как для перехода на основное состояние Be^8 , так и на первое возбужденное 2⁺, экспериментальные значения приведенных α -ширин много больше рассчитанных.

(0⁺, ?); 17,8 Мэв

Изоспин состояния не известен. Из расчета по схеме промежуточной связи^{/10/} следует, что если это уровень p -оболочки, его изоспин должен быть равен 1 (рассчитанный уровень (0⁺, 0) лежит слишком высоко - в районе 25 Мэв). Такая идентификация подтверждается расчетом приведенной протонной ширины, отвечающей распаду $C^{12} \rightarrow B^{11}(\frac{1}{2}^-, \frac{1}{2})_p$ (табл. 3). Что касается α -ширин, то их экспериментальные значения оказываются на несколько порядков больше рассчитанных.

(2⁺, ?); 18,3 Мэв

Значение изоспина также неизвестно. Однако, в отличие от предыдущего случая, идентификация просто на основании рассчитанной схемы уровней здесь невозможна, поскольку в окрестности данного уровня расчет дает как состояние (2⁺, 0); 17,6 Мэв, так и (2⁺, 1); 18,8 Мэв. Анализ протонного распада (табл. 3) говорит в пользу значения $T=1$. В этом случае рассчитанные значения α -ширин оказываются много меньше экспериментальных (соотношение теории и эксперимента такое же, как для состояния (2⁺, 1) при 16,1 Мэв). Заметим, что в случае $T=0$ не только возникли бы расхождения рассчитанного и экспериментального значений протонной ширины, но и, в нарушение общей тенденции, рассчитанное значение альфа-ширины для распада на первый возбужденный уровень ядра Be^8 оказалось бы больше экспериментального.

Кроме описанных случаев α -распада ядра C^{12} , охватывающих все известные экспериментальные данные, был рассмотрен также альфа-распад высоко возбужденных состояний ядра Be^8 . Экспериментальные данные имеются для двух состояний 2⁺ в районе 16-17 Мэв^{/11/}, которым ближе всего подходят рассчитанные уровни (2⁺, 0) при 17,0 Мэв и (2⁺, 1) при 15,9 Мэв. Скорее всего, однако, эти состояния сильно смешаны друг с другом за счет кулоновского взаимодействия. Поэтому не имеет смысла рассматривать распад для каждого из них в отдельности. Экспериментальное значение суммы приведенных ширин для этих двух уровней составляет около $2 \cdot 10^{-2}$, что превышает рассчитанное значение $4 \cdot 10^{-3}$.

3. В ы в о д ы

Проведенный выше анализ позволяет установить следующую общую закономерность: во всех случаях "подавленных" переходов экспериментальное значение приве-

денной ширины на порядок или на несколько порядков больше рассчитанного, в случаях "запрещенных" переходов расчет хорошо согласуется с экспериментом.

Известно,^{/2/} что главная количественная неопределенность оболочечного расчета приведенных ширин - как однонуклонных, так и ширин для сложных частиц, - состоит в выборе условия сшивания внутренней и внешней волновой функции ядра в соответствующем канале. При этом ясно, что налагаемое обычно условие вигнеровского предела для радиальной волновой функции частицы на границе ядра $1/2 a |u(a)|^2 = 1$, в сочетании с использованием осцилляторных функций во внутренней области, способствует завышению теоретических значений приведенных ширин по сравнению с их действительными значениями.

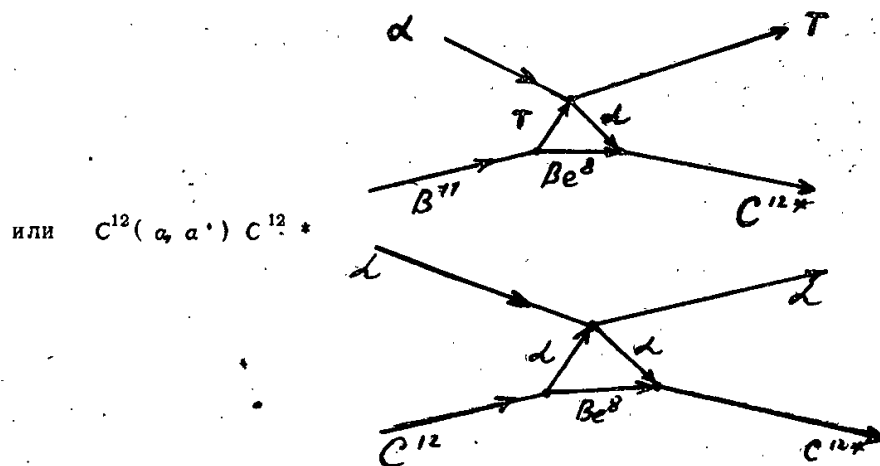
Установленная выше тенденция - противоположного рода. Кроме того, расхождение расчетов и эксперимента в случае "подавленных" переходов далеко выходит за рамки, дозволенные неопределенностью значения радиуса a . Все это заставляет искать источник расхождения не в формальном оболочечном расчете, а в физической природе самих рассматриваемых состояний. Нам кажется, что одной из наиболее вероятных причин усиления "подавленных" переходов по сравнению с тем, что дает оболочечный расчет, может быть связь между оболочечными и "кластерными" возбуждениями в ядрах. Поскольку абсолютные значения приведенных a -ширин для "подавленных" переходов очень малы, достаточно небольшой примеси коллективного, "альфа-частичного" возбуждения, чтобы радикально изменить эти значения. В то же время ясно, что в рассмотренных ранее случаях "разрешенных" переходов, где оболочечная модель приводит к большим, порядка вигнеровского предела, альфа-ширинам, эти небольшие примеси не могли повлиять на результат расчета. Что касается "запрещенных" переходов с уровнями (1^+) ядра C^{12} , то для них усиления нет по той простой причине, что коллективные уровни такого типа отсутствуют. Таким образом, успех расчета вероятностей "запрещенных" переходов не случаен, он лишь подчеркивает чистоту оболочечной структуры соответствующих состояний.

4. Экспериментальные задачи

В данной работе мы не преследовали цели выяснить сам механизм смешивания возбуждений оболочечного и "кластерного" типа. Может быть, постановка такой задачи вообще была бы преждевременной, поскольку до сих пор нет единой модели самих уровней "кластерного" возбуждения и очень бедны данные об их свойствах. Тем более важно вести поиски новых уровней такого типа.

Факт усиления альфа-переходов с уровнями 2^+ ядра C^{12} заставляет ожидать наличия в спектре возбуждения C^{12} "альфа-частичного" уровня 2^+ , подобного уровню

0^+ при 7,66 Мэв, обладающего большой приведенной альфа-шириной (не исключено, что это может быть "ротационный" уровень на базе уровня 0^+ при 7,66 Мэв). Скорее всего, его следует искать в реакциях "кластерного" замещения типа $B(\alpha, T)C^*$.



(хотя в последнем случае может быть помехой прямое или упругое рассеяние).

В заключение выражаем благодарность А.Н. Бояркиной за предоставление расчетов волновых функций ядер $1p$ -оболочки, а также сотрудникам Вычислительного центра ОИЯИ за проведение численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. В.В. Балашов, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, Н.П. Юдин. ЖЭТФ, 37, 1387 (1959).
2. A.M. Lane. Rev.Mod.Phys., 32, 519 (1960).
3. Yu.F. Smirnov, D. Chlebowska. Nucl.Phys., 26, 306 (1961).
4. В.В. Балашов, А.Н. Бояркина, И. Роттер. Препринт ОИЯИ Р-1357, Дубна, 1963.
5. K.Wildermuth. Nucl. Phys., 31, 478 (1962).
6. В.Г. Неудачин, Ю.Д. Смирнов, Н.П. Юдин. ЖЭТФ, 37, 1384 (1959).
7. F.Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen, in: Landolt-Börnstein. Neue Serie, 1/1, Berlin, 1961.
8. R.F. Christy, W.A. Fowler. Phys.Rev., 96, 851 (1954). H.Morinega. Phys.Rev., 101, 254 (1956);
В.В. Балашов. Тезисы X Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии, Рига, 1960;
S. Matthies, V.G. Neudachin, Yu.F. Smirnov. Nucl.Phys., 49, 97 (1963).
9. P.J. Redmond. Phys.Rev., 101, 751 (1956); J.P. Elliott, Phys. Rev., 101, 1212 (1956); N.Vinh-Mau, G.E. Brown. Phys.Letters., 1, 36 (1962).
10. А.Н. Бояркина. Препринт МГУ, Москва, 1963.
11. R.E. Segel, H.I. Bina. Phys.Rev., 124, 814 (1961).

12. G.D. Symons, P.B. Treacy. Nucl.Phys., 46 93 (1963).
13. H. Schmid, W. Scholz. Zeitschr. f. Physik, 175 , 430 (1963).
14. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. Nucl. Phys., 11, 1 (1959);
T. Lauritsen, F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei. May,
1962, Washington, 1962.
15. R.K. Sheline, K. Wildermuth. Nucl. Phys., 21, 196 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 марта 1964 г.

таблица 1,

Приведенные ширины Θ_a^2 для $C^{12} \rightarrow Be^8 + \alpha$. Θ_a^2 в единицах Вигнеровского предела, $\Gamma_a = 2kP_l \Theta_a^2 \frac{\mu^2}{2} \left(\mu - \text{приведенная масса распадающихся частиц, } \mu - a \text{ - радиус} \right)$, $k = \sqrt{2\mu E}$, $P_l = 1 / \left(G_l^2 + F_l^2 \right)$ - кулоновские волновые функции).
 Параметры промежуточной связи: $L/K = 6,0$; $K = -1,2 \text{ MeV}$. Экспериментальные значения Γ_a из следующих работ: а) из /7/, б) из /11/, в) из /12/, д) из /13/.
 Величины Θ_a^2 рассчитаны из величин Γ_a с $a = 4,10 \text{ см}$ и $2a = 5,10^{-13} \text{ см}$.
 Поскольку полученные величины отличаются только на множитель $\leq 1,5$, в таблице приведены средние величины.

| Уровни ядра C^{12} | | | Уровни ядра Be^8 | | $\Gamma_a(\text{экс}) [\text{keV}]$ | $\Theta_a^2(\text{экс})$ | $\Theta_a^2(\text{теор})$ |
|----------------------|-------------------------------|--------------------------------|--------------------|----------|-------------------------------------|--------------------------|---------------------------|
| J, T | $E_{\text{экс}} [\text{MeV}]$ | $E_{\text{теор}} [\text{MeV}]$ | J, T | Δ | | | |
| 0,0 | 7,66 | | 0,0 | 0 | $8,10^{-3}$ а) | 2 | |
| 4,0 | | 12,4 | 0,0 | 4 | | | $6,10^{-2}$ |
| | | | 2,0 | 4 | | | 0,3 |
| 0,0 | 10,1 | 13,8 | 0,0 | 0 | $2,10^3$ а) | 0,8 | $5,10^{-2}$ |
| 1,0 | 12,70 | 15,0 | 2,0 | 2 | 2,2 а) | $3,5,10^{-3}$ | $2,10^{-3}$ |
| 1,1 | 15,11 | 14,1 | 2,0 | 2 | $= 7,10^{-3}$ а) | $= 2,10^{-6}$ | $2,10^{-6}$ |
| 2,1 | 16,11 | 15,0 | 0,0 | 2 | 0,29 а) | $4,10^{-5}$ | $3,10^{-6}$ |
| | | | 2,0 | 2 | 6,3 б) | $1,5,10^{-3}$ | $2,10^{-5}$ |
| 0,1 | 17,77 | 16,5 | 0,0 | 0 | 18 в) | $2,10^{-3}$ | $7,10^{-7}$ |
| | | | 2,0 | 2 | 86 в) | $1,5,10^{-2}$ | $6,10^{-7}$ |
| 2,1 | 18,34 | 18,8 | 0,0 | 2 | 28 в) | $3,10^{-3}$ | $1,10^{-5}$ |
| | | | 2,0 | 2 | 234 в) | $3,5,10^{-2}$ | $2,10^{-5}$ |
| 2,0 | | 17,6 | 0,0 | 2 | | | $1,10^{-3}$ |
| | | | 2,0 | 0,2 | | | $2,10^{-2}$ |
| 0,0 | | 25,1 | 0,0 | 0 | | | $7,10^{-3}$ |
| | | | 2,0 | 2 | | | $6,10^{-3}$ |

Т а б л и ц а 2.

$\log ft$ для $B^{12}(1,1) \rightarrow C^{12} \beta^- + \bar{\nu}$ и $N^{12}(1,1) \rightarrow C^{12} \beta^+ + \nu$ Теоретические значения рассчитаны в рамках схемы промежуточной связи оболочечной модели. Параметры: $L/K = 6,0$, $K = -1,2 \text{ Mev}$. Экспериментальные значения из работ [14].

| Уровни ядра C^{12} | | | $\log ft$ (экс) | | $\log ft$ (теор) |
|----------------------|------------------------|-------------------------|---|---|------------------|
| J, T | $E_{\text{экс}}$ [MeV] | $E_{\text{теор}}$ [MeV] | $B^{12} \rightarrow C^{12} + \beta^- + \bar{\nu}$ | $N^{12} \rightarrow C^{12} + \beta^+ + \nu$ | |
| 0,0 | 0 | 0 | 4,1+0,1 | 4,17 | 4,3 |
| 2,0 | 4,43 | 4,0 | 5,1+0,2 | 4,4 | 5,1 |
| 0,0 | 7,66 | | 4,2+0,3 | 4,4 | - |
| 0,0 | 10,1 | 13,8 | 4,1+0,4 | | 3,8 |

Т а б л и ц а 3.

Приведенные ширины Θ_p^2 для $C^{12} \rightarrow B^{11}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) + p$. Параметры - см. табл. 1.
 Экспериментальные значения Θ_p^2 - из работы [12].

| Уровни ядра C^{12} | | | $\Gamma_{\text{экс}}$ [keV] | Θ_p^2 (экс) | Θ_p^2 (теор) |
|----------------------|------------------------|-------------------------|-----------------------------|---------------------|---------------------|
| J, T | $E_{\text{экс}}$ [MeV] | $E_{\text{теор}}$ [MeV] | | | |
| 0,1 | 17,77 | 16,5 | 6 | $4,0 \cdot 10^{-3}$ | $4,3 \cdot 10^{-3}$ |
| 2,1 | 18,34 | 18,8 | 58 | $2,7 \cdot 10^{-2}$ | $7,5 \cdot 10^{-2}$ |
| 2,0 | | 17,6 | | | $1,9 \cdot 10^{-1}$ |

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3658. Тираж 400. 0,7 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. Март 1964 г.

Захарьев Б.Н., Соколов С.Н.

P-1593

О виртуальных возбуждениях сложной частицы

Рассматривается одномерное движение трех взаимодействующих частиц в случае, когда две из них образуют связанное состояние (сложную частицу). Для частного случая, когда энергия возбуждения сложной частицы растет квадратично, исследуется влияние бесконечного числа виртуальных возбуждений и показывается, что населенность высших состояний обратно пропорциональна кубу энергии возбуждения и что отбрасывание состояний выше s -го вносит ошибку порядка $\frac{1}{s^3}$. Кроме того, доказывається, что система уравнений, учитывающая все виртуальные возбуждения сложной частицы, может быть решена методом Фредгольма.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Zakhariev B.N., Sokolov S.N.

P-1593

On Virtual Excitations of a Compound Particle

One-dimensional motion of three interacting particles is considered in the case when two of them form a bound state (compound particle). For the particular case, when the excitation energy of the compound particle grows quadratically the effect of the infinite number of virtual excitations is investigated. It is shown that the population of the higher states is in inverse proportion to the cube of the excitation energy and the neglect of the states higher than the s -th one leads to an error of the order $\frac{1}{s^3}$. Besides, it is proved that the equation system which takes into account all the virtual excitations of the compound particle can be solved by the Fredholm method.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.Н. Захарьев, С.Н. Соколов

P-1593

О ВИРТУАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ
СЛОЖНОЙ ЧАСТИЦЫ

Дубна 1964

Б.Н. Захарьев, С.Н. Соколов

P-1593

О ВИРТУАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ
СЛОЖНОЙ ЧАСТИЦЫ

Дубна 1964

1. Введение

Квантовомеханическая задача трех тел представляет большую трудность как для качественного исследования, так и для численного решения. Часть этих трудностей связана с тем, что соответствующее уравнение Шредингера

$$\left[- \sum_{i=1}^3 \frac{1}{2m_i} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + V(x_1, x_2, x_3) \right] \Psi = 0; \quad |\Psi(+\infty)| < \infty \quad (1)$$

является в значительной мере символическим, не содержащим в себе указаний, как фактически найти волновую функцию (прямая замена этого уравнения конечно-разностным приводит к вычислительно неустойчивым процедурам и дает растущие на бесконечности решения). Поэтому уравнение (1) обычно заменяют формально эквивалентными ему уравнениями, носящими более конструктивный характер, в частности, бесконечной системой связанных одномерных интегро-дифференциальных уравнений (см., например, работы ^{/1-3/}). Бесконечную систему затем явно или неявно обрывают, заменяя конечным числом уравнений. Считается, что обрывание не сильно изменяет волновую функцию Ψ , так как отброшенные уравнения относятся к высоким виртуальным состояниям системы, которые по физическим соображениям не должны играть большой роли (так, в частности, поступали и авторы настоящей статьи в работах ^{/2,3/}).

Оправдание обрывания системы уравнений по "физическим соображениям" является тревожным признаком, ибо (независимо от возможной правильности окончательных результатов) свидетельствует о неумении формализовать эти самые "соображения" и написать уравнения в таком виде, чтобы их основные свойства, включая возможность обрывания, следовали сразу из самой написанной системы. Кроме того, при интуитивном подходе остаются нерешенными несколько неприятных вопросов.

Во-первых, не ясно, не является ли бесконечная система связанных уравнений чисто символической, т.е. существует ли хотя бы одна сходящаяся процедура получения решения такой бесконечной системы. Во-вторых, даже если бесконечная система "хорошая", не ясно, велика ли ошибка, возникающая при замене ее конечной системой и не теряется ли при этом каких-либо качественных эффектов. Действительно, даже если каждое виртуальное состояние вносит малый вклад в Ψ , то когерентный эффект всех высших состояний может быть велик. В третьих, не ясно, насколько существен произвол, который имеется в определении виртуальных состояний - то есть в вы-

боре системы функций Φ_n , по которым разлагается полная волновая функция Ψ - и в каком случае какая система функций Φ_n предпочтительна.

В настоящей работе сделана попытка хотя бы в простейшем частном случае одномерного движения рассмотреть явно бесконечную систему уравнений и выяснить фактическое положение вещей. В разделе 2 выводится изучаемая система уравнений в дифференциальной и интегральной форме. В разделе 3 для конкретного потенциала V_{12} и произвольных потенциалов V_{13} , V_{23} даются населенности высших виртуальных состояний и погрешности, вносимой отбрасыванием этих состояний. В разделе 4 доказывается, что при сохранении всех виртуальных состояний решение бесконечной системы интегральных уравнений может быть получено методом Фредгольма. В Приложении выводятся оценки коэффициентов систем дифференциальных и интегральных уравнений при двух различных выборах полной системы функций Φ_n .

2. Уравнения движения в интегральной форме

Гамильтониан системы трех частиц, взаимодействующих между собой при помощи потенциалов $V_{12}(x_1 - x_2)$, $V_{23}(x_2 - x_3)$, $V_{13}(x_1 - x_3)$, имеет вид

$$H = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{p_3^2}{2m_3} + V_{12} + V_{23} + V_{13}. \quad (2)$$

Допустим, что частицы 1, 2 находятся во взаимно связанном состоянии, так что их можно рассматривать как одну сложную частицу, двигающуюся в поле частицы 3. Обозначим координату центра масс всех трех частиц через z , координату относительного движения частиц 1, 2 через y , а координату относительного движения сложной и простой частиц через x :

$$z = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3}{m_1 + m_2 + m_3}; \quad y = x_1 - x_2; \quad x = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2} - x_3. \quad (3)$$

В этих координатах полная волновая функция $\Psi(x, y, z)$ имеет вид:

$$\Psi(x, y, z) = (c_1 e^{ikz} + c_2 e^{-ikz}) \Psi(x, y). \quad (4)$$

Не зависящая от z функция $\Psi(x, y)$ удовлетворяет уравнению

$$-\frac{\Psi''}{2M_1} - \frac{\ddot{\Psi}}{2M_2} + [V_{12}(y) + V_{13}(x+B) + V_{23}(x-Ay)] \Psi = E \Psi, \quad (5)$$

где штрих означает производную по x , точка - производную по y , приведенные массы M_1 , M_2 и коэффициенты A , B равны

$$M_1 = \frac{(m_1 + m_2) m_3}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad M_2 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad (6)$$

$$A = \frac{m_1}{m_1 + m_2}, \quad B = \frac{m_2}{m_1 + m_2}.$$

Мы будем рассматривать задачу, когда из $-\infty$ падает поток сложных частиц в некотором состоянии по внутреннему движению; в области, где $V_{13} + V_{23}$ отличен от константы, часть частиц отражается, а часть проходит вперед, причем в процессе рассеяния сложная частица может менять свое внутреннее состояние. Для детального изучения этих процессов волновую функцию $\Psi(x, y)$ при каждом данном x полезно разложить по полной системе функций $\Phi_n(y)$, соответствующих различным внутренним состояниям сложной частицы:

$$\Psi(x, y) = \sum_n \phi_n(x) \Phi_n(y), \quad (7)$$

$$\phi_n(x) = \int \Psi(x, y) \Phi_n(y) dy \quad (8)$$

и где функции Φ_n могут зависеть от x как от параметра $\Phi_n = \Phi_n(y; x)$. В области, где $V'_{13} + V'_{23} \neq 0$, понятие "внутреннего состояния" является несколько неопределенным и в выборе системы функций $\Phi_n(y; x)$ имеется некоторая свобода. Практически используется одна из следующих двух систем функций:

а) В качестве Φ_n берутся так называемые свободные волновые функции Φ_n^0 , удовлетворяющие уравнению

$$-\frac{1}{2M_2} \ddot{\Phi}_n^0 + V_{12} \Phi_n^0 = E_n^0 \Phi_n^0. \quad (9)$$

В этом случае, подставляя разложение (7) в (5) и используя (9), получаем

$$\sum_n \Phi_n^0 \left[-\frac{1}{2M_1} \phi_n'' + \phi_n (E_n^0 + V_{13} + V_{23} - E) \right] = 0. \quad (10)$$

Умножая (10) на $-\Phi_m^0$ и интегрируя по y , получаем для $\phi_m(x)$ систему зацепленных дифференциальных уравнений

$$\phi_m'' - 2M_1 (E_n^0 + \Delta E_n^0 - E) \phi_m = \sum_n W_{mn} \phi_n, \quad (11)$$

где

$$\Delta E_m^0(x) = \int (V_{13} + V_{23}) \Phi_m^0{}^2 dy, \quad (12)$$

$$W_{mn}(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } m = n \\ 2M_1 \int (V_{13} + V_{23}) \Phi_n^0 \Phi_m^0 dy & \text{при } m \neq n \end{cases}$$

б) В качестве функций Φ_n берутся мгновенные функции состояний сложной частицы при фиксированном положении третьей частицы, т.е. при фиксированном x . Они удовлетворяют уравнению

$$-\frac{1}{2M_2} \Phi_n'' + (V_{12} + V_{23} + V_{13}) \Phi_n = E_n(x) \Phi_n \quad (13)$$

и зависят от x как от параметра. Подставляя (7) в (5), используя (13), домножая на $-\Phi_m(y;x)$ и интегрируя по y , получаем для $\phi_m(x)$ систему зацепленных дифференциальных уравнений

$$\phi_m'' - 2M_1 (E_m + \Delta E_m - E) \phi_m = -\sum_n K_{mn} \phi_n - 2\sum_n Q_{mn} \phi_n' \quad (14)$$

где введены обозначения

$$\Delta E_m(x) = -\frac{1}{2M_1} \int \Phi_m \Phi_m'' dy = \frac{1}{2M_1} \int (\Phi_m')^2 dy, \quad (15)$$

$$Q_{mn} = \int \Phi_m \Phi_n' dy, \quad Q_{mm} = \int \Phi_m \Phi_m' dy = 0,$$

$$0 \text{ при } m=n$$

$$K_{mn} = \begin{cases} \int \Phi_m \Phi_n'' dy & \text{при } m \neq n. \end{cases}$$

Вне области взаимодействия, где $V_{13}' + V_{23}' = 0$, функции Φ_n совпадают с Φ_n^0 , уравнения (11) совпадают с (14) и движение сложной частицы в каждом состоянии m совершается независимо:

$$\phi_m'' - 2M_1 (E_m - E) \phi_m = 0. \quad (16)$$

Оценки величин ΔE , W , K , Q сделаны в Приложении. Из этих оценок следует, что при разрывных внешних потенциалах V_{13} , V_{23} коэффициенты зацепления в системах (11), (14) при больших m , n имеют одинаковое асимптотическое поведение. При гладких V_{13} , V_{23} зацепление в системе (4) убывает с m быстрее, чем в (11).

Запишем уравнения (11), (14) в интегральной форме. Обозначим два частных решения уравнения

$$g'' - 2M_1 (E_m + \Delta E_m - E) g = 0. \quad (17)$$

через g_{m_1} , g_{m_2} и условимся их выбирать так, чтобы для тех m , для которых $E_m - E > 0$, решение $g_{m_1}(x)$ при $x \rightarrow \infty$ убывало экспоненциально, а решение $g_{m_2}(x)$ убывало при $x \rightarrow -\infty$. Для тех m , для которых $E_m - E < 0$, будем считать, что в решении $g_{m_1}(x)$ при $x \rightarrow \infty$ присутствует только волна, идущая в положительном направлении, а второе решение связано с первым соотношением $g_{m_1} = i g_{m_2}^*$. Кроме того все решения подчиним условию нормировки

$$g_{m_1}' g_{m_2} - g_{m_1} g_{m_2}' = 1. \quad (18)$$

От функций ϕ_m , ϕ'_m удобнее перейти к их комбинациям

$$\begin{aligned} \phi_{m_1} &= \xi_{m_1} (-\phi_m \xi'_{m_2} + \phi'_m \xi_{m_2}), \\ \phi_{m_2} &= \xi_{m_2} (\phi_m \xi'_{m_1} - \phi'_m \xi_{m_1}); \\ (\phi_m &= \phi_{m_1} + \phi_{m_2}, \phi'_m = \phi_{m_1} \frac{\xi'_{m_1}}{\xi_{m_1}} + \phi_{m_2} \frac{\xi'_{m_2}}{\xi_{m_2}}). \end{aligned} \quad (19)$$

Функции ϕ_{m_1} , ϕ_{m_2} удовлетворяют системе дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{aligned} \left(\frac{\phi_{m_1}}{\xi_{m_1}}\right)' &= \xi_{m_2} \sum_n (F_{mn1} \phi_{n1} + F_{mn2} \phi_{n2}), \\ \left(\frac{\phi_{m_2}}{\xi_{m_2}}\right)' &= -\xi_{m_1} \sum_n (F_{mn1} \phi_{n1} + F_{mn2} \phi_{n2}), \end{aligned} \quad (20)$$

где для разложений по Φ_n^0 и Φ_n , соответственно,

$$F_{mnl} = W_{mn}, \quad F_{mnl} = -K_{mn} - 2Q_{mn} \frac{\xi'_{nl}}{\xi_{nl}}. \quad (21)$$

Систему (20) можно переписать в следующей интегральной форме:

$$\begin{aligned} \phi_{m_1} &= \xi_{m_1} \int_{-\infty}^x \xi_{m_2} \sum_n (F_{mn1} \phi_{n1} + F_{mn2} \phi_{n2}) dx + c_{m_1} \xi_{m_1}, \\ \phi_{m_2} &= \xi_{m_2} \int_x^{\infty} \xi_{m_1} \sum_n (F_{mn1} \phi_{n1} + F_{mn2} \phi_{n2}) dx + c_{m_2} \xi_{m_2}, \end{aligned} \quad (22)$$

где в соответствии с граничным условием $|\phi(\pm\infty)| < \infty$ константы c_{m_l} отличны от нуля только при $E_m < E$. В системе уравнений (22) пределы интегрирования выбраны так, чтобы интегрирование проводилось всегда в сторону убывания стоящих под знаком интеграла функций ξ_{m_l} .

3. Возбуждение высших состояний

Система уравнений (22) имеет такое строение, что в правой части уравнения для каждого из реальных состояний стоит сумма по всем возбужденным состояниям, в том числе и высшим виртуальным состояниям. При обрыве системы волновые функции высших состояний полагаются равными нулю, что вносит в правую часть уравнений

некоторую погрешность. В этом разделе мы попытаемся оценить вероятность возбуждения виртуальных состояний и максимум модуля погрешности, вносимой в правую часть уравнений (22) при откидывании высших состояний.

Вероятности возбуждения и другие свойства системы (22) зависят, разумеется, от величины коэффициентов связи $F_{mni}(x)$ и скорости убывания функций $g_{mi}(x)$. Мы разберем подробно частный случай, когда потенциал взаимодействия $V_{12}(y)$ имеет вид бесконечной прямоугольной ямы шириной $2a$:

$$V_{12}(y) = \begin{cases} 0 & \text{при } |y| < a \\ \infty & \text{при } |y| \geq a \end{cases} \quad (23)$$

Мы покажем, что вероятность возбуждения $|\phi_m|^2$ быстро падает с ростом m (как $\frac{1}{m^6}$).

Есть основания полагать, что для потенциалов другой формы (например, осцилляторного) функции $|\phi_m|^2$ также будут быстро падать с m . Соответствующие оценки могут быть получены теми же приемами, что для потенциала (23). Изменение формализма потребуется только в противоположном (по сравнению с (23)) крайнем случае, когда потенциал V_{12} имеет непрерывный спектр. Этот физически актуальный случай авторы предполагают рассмотреть в дальнейших работах.

Вернемся к потенциалу (23). Как показано в Приложении, разложение по системе свободных функций $\Phi_m^0(y)$ и по "скользящей" системе $\Phi_m(y; x)$ при больших m дает очень близкие результаты и в обоих случаях функций $F(x)$ приводит к оценке

$$|F_{mni}(x)| < \frac{1}{|m-n|} \left[\alpha \text{Var}_{|y|<a} V_{23}(x-Ay) + \beta \text{Var}_{|y|<a} V_{13}(x+By) \right], \quad (24)$$

где α, β - некоторые константы. Очевидно, что при потенциалах V_{13}, V_{23} с ограниченной вариацией функции F_{mni} ограничены (напомним, что $F_{mni} \equiv 0$). Вводя в дальнейшем для максимума модуля функций краткое обозначение

$$\bar{F} = \max_x |F(x)|, \quad (25)$$

мы для F_{mni} получаем соотношение

$$\bar{F}_{mni} = z \frac{\bar{\rho}}{|m-n|}, \quad (26)$$

где

$$\rho = \alpha \text{Var}_{|y|<a} V_{23} + \beta \text{Var}_{|y|<a} V_{13}, \quad (27)$$

а z здесь и ниже - некоторая константа, по модулю меньшая единицы.

В правые части системы (22) входят также интегралы от ξ_{mj} . Нетрудно убедиться, что при всех $E_m > E$ в силу нормировки (18) для них справедлива оценка

$$|\xi_{m1}(x')| \int_{x'}^x |\xi_{m2}(x)| dx = z \frac{\mu}{\pi^2}, \quad (28)$$

$$|\xi_{m2}(x')| \int_{x'}^x |\xi_{m1}(x)| dx = z \frac{\mu}{\pi^2},$$

где μ - некоторая константа, близкая к $3M_2 a^2 \pi^{-2}$ (см. Приложение).

Беря от правой, а затем и левой части уравнений (22) максимум модуля и учитывая (26), (28), при $E_m > E$ получаем систему линейных уравнений

$$\bar{\phi}_m = z \sum_{\substack{n \\ n \neq m}} \frac{2\mu}{\pi^2} \frac{\bar{\rho}}{|m-n|} \bar{\phi}_n \quad (29)$$

(в (29) учтено, что, согласно (19) и (18), $\phi_{m1} + \phi_{m2} = \phi_m$). Из (29) видно, что, хотя коэффициенты связи F_{mn} максимальны для соседних состояний и при $n = m \pm 1$ не убывают с m , взаимное влияние состояний убывает с ростом m и для высших состояний система (22) становится почти расщепленной.

Выделим явно состояния выше некоторого $E_{s-1} > E$:

$$\bar{\phi}_m = \frac{z}{\pi^2} \sum_{\substack{n=s \\ n \neq m}}^{\infty} \frac{2\mu \bar{\rho}}{|m-n|} \bar{\phi}_n + f_m, \quad (30)$$

где

$$f_m = \frac{z}{\pi^2} \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq m}}^{s-1} \frac{2\mu \bar{\rho}}{|m-k|} \bar{\phi}_k. \quad (31)$$

Полагая $m, n \geq s$, мы можем записать (30) в матричной форме

$$\bar{\phi} = B \bar{\phi} + f, \quad B_{mn} = \frac{z}{\pi^2} 2\mu \bar{\rho} \frac{1 - \delta_{mn}}{|n-m|}. \quad (32)$$

Относительно степеней матрицы B можно доказать неравенства

$$(B^2)_{mn} < 2\mu \bar{\rho} B_{mn} R_s; \quad (B^2)_{mm} < (2\mu \bar{\rho})^2 \frac{1}{m^2} R_s, \quad (33)$$

где $R_1 = 1,177$; $R_2 = 0,392$; $R_3 = 0,185$; $R_4 = 0,118$;

$R_1 = 1,135$; $R_2 = 0,329$; $R_3 = 0,163$; $R_4 = 0,099$,

а при $s \gg 1$

$$R_s < \frac{2 \ln s}{s^2}, \quad R_s < \frac{\pi^2}{3s^2}. \quad (34)$$

Из (33) следует, что для ряда по степеням B справедлива мажорация

$$B + B^2 + \dots < (B + \nu I) + (B + \nu I)^2 + \dots < (B + \nu I)(1 + N + N^2 + \dots), \quad (35)$$

где I означает единичную матрицу и где

$$N = 4\mu\bar{\rho} \sqrt{\left(\frac{R_s}{2}\right)^2 + \frac{\bar{R}_s}{s^2}}, \quad \nu = 2\mu\bar{\rho} \left[-\frac{R_s}{2} + \sqrt{\left(\frac{R_s}{2}\right)^2 + \frac{\bar{R}_s}{s^2}}\right]. \quad (36)$$

Ясно, что начиная с некоторого s число N становится меньшим единицы и ряд последовательных приближений

$$\bar{\phi} = (1 + B + B^2 + \dots) f \quad (37)$$

сходится. При $4\mu\bar{\rho} \frac{\ln s}{s^2} \ll 1$ первый член в (37) становится главным (наступает упомянутое расщепление системы (29)), и мы получаем оценку

$$\bar{\phi}_m < \frac{2\mu\bar{\rho}}{m^2} \sum_{k=1}^{s-1} \frac{\bar{\phi}_k}{m-k} < \frac{2\mu\bar{\rho}}{m^3} r' \bar{\phi}_1, \quad (38)$$

где

$$r' = \sum_{k=1}^{s-1} \frac{\bar{\phi}_k s}{\bar{\phi}_1 |s-k|}. \quad (39)$$

Мы видим, что $|\bar{\phi}_m|^2$ - вероятность пребывания сложной частицы в m -ом виртуальном состоянии - убывает не медленнее, чем как $\frac{1}{m^6} \sim \frac{1}{E^3}$. Оценка (38) выводится без ограничений на гладкость потенциалов V_{13}, V_{23} . При дифференцируемых V_{13}, V_{23} для F_{mnl} имеет место оценка

$$\bar{F}_{mnl} = z \frac{\bar{\rho}'}{(m-l)^2}, \quad (40)$$

где $\bar{\rho}'$ выражается через вариацию производных $\frac{\partial V_{13}}{\partial y}, \frac{\partial V_{23}}{\partial y}$. В этом случае получаем

$$\bar{\phi}_m < \frac{2\mu\bar{\rho}'}{m^4} r' \bar{\phi}_1, \quad r' = \sum_{k=1}^{s-1} \frac{\bar{\phi}_k s^2}{\bar{\phi}_1 (s-k)^2}, \quad (41)$$

т.е. населенность высших состояний падает как $\frac{1}{E^4}$.

Оценим теперь вклад высших состояний в правую часть уравнений для $\bar{\phi}_k, k < s$. В соответствующую сумму

$$\sigma_k = \left[\bar{g}_{k1}(x') \int_{k2}^{x'} \bar{g}_{k2}(x) + \bar{g}_{k2}(x') \int_x^{\infty} \bar{g}_{k1}(x) \right] \sum_{m=s}^{\infty} (F_{km1} \bar{\phi}_{m1} + F_{km2} \bar{\phi}_{m2}) dx \quad (42)$$

входят низшие функции распространения $\bar{g}_{kl}(x)$, которые, вообще говоря, не убывают с x . Обозначим через \bar{q} выражение

$$\bar{q} = \max_{k < s} \max_{\substack{x', x \\ x' > x}} |\bar{g}_{k1}(x') \bar{g}_{k2}(x)| \quad (43)$$

и воспользуемся оценкой (24). Мы получим оценку

$$\bar{\sigma}_k < \bar{q} \sum_{m=s}^{\infty} \frac{\bar{\phi}_m}{m-k} \int \rho(x) dx. \quad (44)$$

Величина $\pm \bar{\sigma}_k$ может рассматриваться, очевидно, как погрешность, вносимая в функцию ϕ_k при отбрасывании высших состояний.

Так как

$$\int_{|y|<s} \text{Var } V(x+cy) dx = \int_{-a}^a dx \int_{-a}^a dy |V(x+cy)| = |c| \int_{-a}^a dx \int_{-a}^a dy |V'(x+cy)| =$$

$$= 2a|c| \int_{-\infty}^{\infty} dx V'(x) = 2a|c| \text{Var } V(x),$$
(45)

то интеграл в (44) выражается через полную вариацию потенциалов V_{13} и V_{23} :

$$\int \rho(x) dx = \alpha A \text{Var } V_{23} + \beta B \text{Var } V_{13} = R.$$
(46)

Используя оценку (38), для абсолютной погрешности обрезания получаем

$$\bar{\sigma}_k < (\bar{q} R 2\bar{\rho}\mu r) \bar{\phi} \sum_{m=k}^{\infty} \frac{1}{m^2(m-k)} < (\bar{q} R 2\bar{\rho}\mu r) \frac{\bar{\phi}_1}{3s^3} \frac{s}{s-k}.$$
(47)

Для относительной погрешности интегрального члена в правой части, очевидно, имеем

$$\left| \frac{\sigma_k}{\left[\int_{k1}^{\bar{g}} \bar{g} + \int_{k2}^{\bar{g}} \bar{g} \right] \sum_{\ell=1}^{m-1} (F_{k\ell 1} \phi_{\ell 1} + F_{k\ell 2} \phi_{\ell 2}) dx} \right| \approx \frac{\bar{\rho}\mu}{s^3}.$$
(48)

Итак, погрешность, вносимая в функции $\phi_k(x)$ отбрасыванием в уравнениях (22) виртуальных состояний $\phi_m > s$, при внутреннем потенциале (23) падает как $1/s^3$. Если внешние потенциалы V_{13} , V_{23} дифференцируемы, то погрешность $\pm \bar{\sigma}_k$, согласно (41), падает еще быстрее - как $1/s^5$.

4. Разрешимость системы интегральных уравнений

Относительно малая населенность высших виртуальных состояний, строго говоря, еще не является доказательством корректности системы уравнений (22). В качестве такого доказательства мы будем рассматривать только указание некоторой процедуры, с помощью которой решение системы (22) можно было бы получить с любой заранее заданной точностью. Аккуратное доказательство, основанное на прямом стремлении номера обрезания s к бесконечности, оказывается чрезвычайно громоздким. Гораздо проще оказывается менее "физическое" доказательство, которое опирается на метод Фредгольма. Итак, покажем, что бесконечная система (22) при внутреннем потенциале (23) не является символической и может быть решена, например, методом Фредгольма.

В методе Фредгольма (см., например, /4,5/) решение интегрального уравнения

$$\phi(x') = \lambda \int K(x', x) \phi(x) dx + f(x') \quad (49)$$

представляется в виде

$$\phi(x') = \frac{1}{D(\lambda)} \int D(x', x; \lambda) f(x) dx, \quad (50)$$

где знаменатель Фредгольма $D(\lambda)$ и функция $D(x', x; \lambda)$ записываются в форме рядов

$$D(\lambda) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-\lambda)^n}{n!} \int K(x_1, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_n, \quad (51)$$

$$D(x', x; \lambda) = K(x', x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-\lambda)^n}{n!} \int K(x', x_1, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_n, \quad (52)$$

где символ $K \begin{pmatrix} x_1, \dots, x_n \\ y_1, \dots, y_n \end{pmatrix}$ означает определитель вида:

$$K \begin{pmatrix} x_1, \dots, x_n \\ y_1, \dots, y_n \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} K(x_1, y_1) & \dots & K(x_1, y_n) \\ \dots & \dots & \dots \\ K(x_n, y_1) & \dots & K(x_n, y_n) \end{vmatrix} \quad (53)$$

Известно^{/5/}, что для сходимости рядов (51), (52) достаточно, чтобы ядро $K(x', x)$ было квадратично интегрируемо, т.е. чтобы было выполнено неравенство

$$\int |K(x', x)|^2 dx' dx = N < \infty. \quad (54)$$

Заметим, что, если в уравнении (49) сделать замену искомой функции $\phi = A^{-1}(x) \bar{\phi}$, где $A(x)$ - некоторая заданная функция, мы получим уравнение того же вида, но с преобразованным ядром

$$\bar{K}(x', x) = A(x') K(x', x) A^{-1}(x). \quad (55)$$

Ряды (51), (52) для ядер K и \bar{K} совпадают с точностью до общего множителя и имеют совершенно одинаковые свойства сходимости. Поэтому для сходимости этих рядов достаточно, чтобы существовала такая функция $A(x)$, при которой

$$\int |A^{-2}(x') K^2(x', x) A^{-2}(x)| dx dx' = N_A < \infty. \quad (56)$$

Система (22) записывается в виде (49), если под $\phi(x)$ понимать (бесконечномерный) вектор с компонентами $\phi_{ni}(x)$, а под ядром $K(x', x)$ матрицу с элементами

$$K(k, m, x'; i, n, x) = \delta_{ki} g_{mi}(x') \theta(x' - x) g_{m2}(x) F_{mni}(x) + \delta_{k2} g_{m2}(x') \theta(kx - x') g_{mi}(x) F_{mni}(x), \quad (57)$$

где $k, i=1, 2$; $m, n=1, 2, \dots, \infty$, а функция $\theta(x)$, как обычно, равна $\frac{1}{2}(1+\text{sign } x)$. Условие (56) для ядра (57) требует конечности величины

$$N_A = \sum_{k,i=1}^2 \sum_{m,n=1}^{\infty} |A^2(x') K^2(k, m, x'; i, n, x) A^{-2}(x)| dx dx'. \quad (58)$$

Мажорируем константу N_A . В силу нормировки (18) для произведения $g\theta g$ справедливо неравенство

$$|g_{m_1}(x') \theta(x'-x) g_{m_2}(x)| < \frac{\gamma}{m}, \quad (59)$$

где γ - некоторая константа. Подставляя в (58) оценку (59) и учитывая, что $\theta(x)\theta(-x)=0$, получаем

$$N_A = \sum_{m,n=1}^{\infty} \int A^2(x') [g_{m_1}(x') \theta(x'-x) g_{m_2}(x)]^2 + \\ + [g_{m_2}(x') \theta(x-x') g_{m_1}(x)]^2 \{F_{mn1}^2(x) + F_{mn2}^2(x)\} A^{-2}(x) dx dx' < \quad (60)$$

$$< \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{2\gamma^2}{m^2} \int \frac{F_{mn1}^2 + F_{mn2}^2}{A^2} dx \int A^2 dx.$$

Выберем в качестве функции $A^2(x)$ выражение

$$A^2(x) = \max_{m,n} \sqrt{F_{mn1}^2(x) + F_{mn2}^2(x)}. \quad (61)$$

Тогда, согласно (24), получаем

$$N_A < \sum_{\substack{m,n=1 \\ m \neq n}}^{\infty} \frac{4\gamma^2}{\pi^2} \frac{R^2}{(m-n)^2}, \quad (62)$$

где R дается формулой (46). Сумма по m, n также конечна

$$\sum_{\substack{m,n=1 \\ m \neq n}}^{\infty} \frac{1}{m^2} \frac{1}{(m-n)^2} < \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2} \cdot 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} = \frac{\pi^4}{18}. \quad (63)$$

Следовательно, для потенциалов V_{13}, V_{23} с ограниченной вариацией,

$$N_A < \frac{2}{9} \pi^4 \gamma^2 R^2 < \infty \quad (64)$$

и ряды (51), (52) сходятся, т.е. система (22) может быть решена методом Фредгольма. Заметим, что даже в рамках довольно грубой мажорации (59) имеется определенный "запас" сходимости и сходимость рядов (51), (52) сохранится при коэффициентах связи F_{mn} , убывающих несколько медленнее, чем как $\frac{1}{|m-n|}$, и при энергиях E_m , растущих не столь быстро, как для потенциала (23).

Следует отметить, что сходимость при разложении по состояниям внутреннего движения и малая населенность высоких виртуальных состояний в рассмотренном нами случае не связаны прямо с обычным условием адиабатичности. Напротив, разложение по Φ_m или Φ_m^0 может быть полезным и в заведомо неадиабатичных задачах.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Оценка коэффициентов в уравнениях для ϕ

Для потенциала (23) функции $\Phi_n^0(y)$ и соответствующие E_n равны:

$$\Phi_n^0(y) = \frac{1}{\sqrt{a}} \sin \left[n \frac{\pi}{2} \left(\frac{y}{a} + 1 \right) \right]; \quad E_n = \frac{n^2 \pi^2}{8 M_2 a^2}. \quad (65)$$

Для собственных функций уравнений (9), (13) интегрированием по частям легко доказывается равенство

$$\int \Phi_n \Phi_m f dy = \frac{\int (\Phi_n \Phi_m - \Phi_n^0 \Phi_m^0) f dy}{2 M_2 (E_n - E_m)}. \quad (66)$$

Подставляя (65) в определение (12) коэффициентов W_{mn} и используя (66), после мажорирования подынтегрального выражения по модулю получаем

$$|W_{mn}(x)| < \frac{4}{|n-m|} \frac{M_1}{\pi} \frac{\text{Var} [V_{23}(x-Ay) + V_{13}(x+By)]}{|y| < a}, \quad (67)$$

где символ $\text{Var} V$ означает вариацию функции V на соответствующем отрезке

$$\text{Var} f = \int_{|y| < a} |f| dy. \quad (68)$$

При разрывных потенциалах V_{23} , V_{13} и больших m , n отношение правой части неравенства (67) к левой может быть сколь угодно близко к единице. Таким образом, коэффициенты связи W_{mn} являются, вообще говоря, наибольшими для соседних состояний. Для гладких V_{13} , V_{23} , имеющих ограниченную вариацию производной, повторным интегрированием по частям можно получить более жесткую оценку для $|W_{mn}|$, однако, по-прежнему, связи будут наибольшими для соседних состояний.

Перейдем к оценке коэффициентов связи $K_{mn}(x)$, $Q_{mn}(x)$, возникающих при разложении по скользящей системе функций $\Phi_n(y; x)$ и определенных формулами (15). Дифференцируя обе части уравнения (13) по x , домножая на Φ_n и интегрируя по y , с учетом ортогональности Φ_m и Φ_n получаем

$$-\frac{1}{2M_2} \int \Phi_m \Phi_n'' dy + \int \Phi_m \Phi_n (V_{13}' + V_{23}') dy + \int \Phi_m \Phi_n' (V_{12} + V_{13} + V_{23}) dy = E_n \int \Phi_m \Phi_n' dy. \quad (69)$$

С другой стороны, двукратное интегрирование по частям по y и уравнение для Φ_m дают

$$-\frac{1}{2M_2} \int \Phi_m \ddot{\Phi}_n' dy = -\frac{1}{2M_2} \int \ddot{\Phi}_m \Phi_n' dy = -\int \Phi_m (V_{12}' + V_{13}' + V_{23}' - E_n) \Phi_n' dy. \quad (70)$$

Подставляя (70) в (69), имеем

$$Q_{mn} = -\frac{1}{E_m - E_n} \int \Phi_m \Phi_n (V_{13}' + V_{23}') dy = \\ = -\frac{1}{E_m - E_n} \int \Phi_m \Phi_n \left(\frac{\ddot{V}_{13}}{B} - \frac{\ddot{V}_{23}}{A} \right) dy. \quad (71)$$

Мажорируя (71) по модулю, получаем

$$|Q_{mn}| < \frac{1}{|E_m - E_n|} \max_y |\Phi_m \Phi_n| \text{Var} \left(\frac{V_{13}}{B} - \frac{V_{23}}{A} \right). \quad (72)$$

При больших m , n функции Φ_m и энергии E_m близки к значениям (65), поэтому

$$|Q_{mn}| < \frac{8M_2 a}{\pi^2 |m^2 - n^2|} \text{Var} \left(\frac{V_{13}}{B} - \frac{V_{23}}{A} \right). \quad (73)$$

Для малых m , n и больших вариациях потенциалов V_{13} , V_{23} , когда $E_m, E_n < \text{Var} V$, оценка (72) сильно завышена. Действительно, если $\text{Var} V$ накапливается за счет частых колебаний потенциала, то при интегрировании с гладкими волновыми функциями эти колебания должны сильно компенсировать друг друга. Если же вариация велика за счет скачка, разделяющего область больших и малых V , то в одной из этих областей функции Φ_m , как правило, малы и, в силу условия сшивания, малы и на границе раздела, где V велико. Интеграл в (71) в этом случае также оказывается небольшим. Если не стремиться использовать эффекты подавления, то можно применять оценку (73) для всех m , n .

Дифференцируя (13) дважды по x , умножая дополнительно на Φ_m и интегрируя по y , а затем интегрируя член с $\int \ddot{\Phi}_m \ddot{\Phi}_n' dy$ дважды по частям и снова пользуясь уравнением (13) для Φ_m , получаем

$$K_{mn} = -\frac{1}{E_m - E_n} \left[\int \Phi_m (V_{13}'' + V_{23}'') \Phi_n dy + 2 \int \Phi_m (V_{13}' + V_{23}' - E_n') \Phi_n' dy \right] = \\ = -\frac{1}{E_m - E_n} \left[\int \Phi_m \left(\frac{\ddot{V}_{13}}{B^2} + \frac{\ddot{V}_{23}}{A^2} \right) \Phi_n dy + \right. \\ \left. - 2 \int \Phi_m \left(-\frac{\dot{V}_{13}}{B} + \frac{\dot{V}_{23}}{A} \right) \Phi_n' dy - 2E_n' Q_{mn} \right], \quad (74)$$

где, как нетрудно показать, функция E_n' равна

$$E'_n = \int \Phi_n^2 (V'_{13} + V'_{23}) dy = \int \Phi_n^2 \left(\frac{\dot{V}_{23}}{A} - \frac{\dot{V}_{13}}{B} \right) dy. \quad (75)$$

Рассмотрим (74) при больших m , n , когда для E_m , Φ_m можно приближенно пользоваться формулами (65). Первый член в квадратных скобках тогда оценивается следующим образом

$$J_1 = \left| \int \Phi_m \left(\frac{\ddot{V}_{13}}{B^2} + \frac{\ddot{V}_{23}}{A^2} \right) \Phi_n dy \right| = \left| \int (\dot{\Phi}_m \Phi_n + \Phi_m \dot{\Phi}_n) \left(\frac{\dot{V}_{13}}{B^2} + \frac{\dot{V}_{23}}{A^2} \right) dy \right| < \frac{(n+m)\pi}{2a^2} \text{Var} \left(\frac{V_{13}}{B^2} + \frac{V_{23}}{A^2} \right). \quad (76)$$

Интеграл с Φ'_n мажоруетея выражением

$$J_2 = \left| 2 \int \Phi_m \Phi'_n \left(\frac{V_{23}}{A} - \frac{V_{13}}{B} \right) dy \right| \leq \frac{2}{\sqrt{a}} \max_y |\Phi'_n| \text{Var} \left(\frac{V_{23}}{A} - \frac{V_{13}}{B} \right). \quad (77)$$

Грубую оценку максимума модуля Φ'_n можно получить, разложив Φ'_n в ряд по Φ_m и, полагая приближенно $\Phi'_m \approx \Phi''_m$, мажорируя ряд почленно:

$$|\Phi'_n| = \left| \sum_m \Phi_m Q_{mn} \right| \leq \sum_m |\Phi_m| |Q_{mn}| \leq \frac{8M_2 \sqrt{a}}{\pi^2} \sum_{m \neq n} \frac{1}{|m^2 - n^2|} \text{Var} \left(\frac{V_{13}}{B} - \frac{V_{23}}{A} \right). \quad (78)$$

Так как сумма

$$\sum_{m \neq n} \frac{1}{|m^2 - n^2|} = \sum_{m=1}^{2n-1} \frac{1}{4n^2 - m^2} < \frac{\ln(4n-1)}{n} \quad (79)$$

стремится к нулю при $n \rightarrow \infty$, то при больших n интеграл J_2 мал по сравнению с J_1 и может быть отброшен.

Стоящий в квадратных скобках в (74) член с Q_{mn} по сравнению с J_1 имеет порядок $\frac{1}{(m+n)^2(m-n)}$ и заведомо может быть отброшен. Окончательно, при больших m , n имеем:

$$|K_{mn}| \leq \frac{4M_2}{\pi} \frac{1}{|n-m|} \text{Var} \left(\frac{V_{13}}{B^2} + \frac{V_{23}}{A^2} \right). \quad (80)$$

Оценим элементы матрицы F , определенной вторым из выражений (21). При больших n функции g_{ni} приближенно пропорциональны квазиклассическим, так что

$$\left| \frac{g'_{ni}}{g_{ni}} \right| \approx \sqrt{2M_1 (E_n + \Delta E_n - E)} \approx \frac{n\pi}{2a} \sqrt{\frac{M_1}{M_2}}. \quad (81)$$

Из (73), (80), (81) получаем

$$|F_{mnl}(x)| < \frac{4M_2}{\pi} \frac{1}{|n-\pi|} \left[\text{Var} \left(\frac{V_{13} + V_{23}}{B^2 A^2} \right) + 2\sqrt{\frac{M_1}{M_2}} \text{Var} \left(\frac{V_{13}}{B} - \frac{V_{23}}{A} \right) \right] \quad (82)$$

В силу упомянутых выше эффектов подавления связей при малых m или n , оценка (78), выведенная для больших m, n справедлива при всех m, n .

Для гладких внешних потенциалов V_{13}, V_{23} оценки (67), (73), (80), (82) являются завышенными. Интегрированием выражений (66) и (71) по частям и прямым мажорированием по модулю выражения (74), вместо (67), (82) получаем, соответственно,

$$|W_{mn}(x)| < \frac{\rho_0(x)}{(m-n)^2}, \quad (83)$$

$$|F_{mnl}(x)| < \frac{\rho_1(x)}{(m-n)^2} \quad (84)$$

где в функции ρ_0, ρ_1 входят вариации производных V'_{13}, V'_{23} .

Оценим теперь добавки ΔE_m к эффективной энергии E_m . При разложении по функциям Φ_m^0 эти добавки ограничены

$$|\Delta E_m^0| = \left| \int \Phi_m^{0^2} (V_{13} + V_{23}) dy \right| < \frac{1}{a} \int_{-a}^a |V_{13}(x+By) + V_{23}(x-Ay)| dy, \quad (85)$$

и при $m \rightarrow \infty$ стремятся к выражению

$$\Delta E_\infty^0(x) = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a (V_{13} + V_{23}) dy, \quad (86)$$

которое может иметь любой знак.

При разложении по функциям Φ_m добавки к энергии согласно (15) не отрицательны и, согласно (78), (79), стремятся к нулю не медленнее, чем $\frac{(\ln m)^2}{m^2}$. Можно показать, что для Φ_m' справедлива формула

$$\Phi_m' = \frac{2M_2}{\Delta_m} \left[\Phi_m \int_0^y \Phi_m \Phi_m' (E_m' - V'_{13} - V'_{23}) dy - \int_0^y \Phi_m^2 (E_m' - V'_{13} - V'_{23}) dy + c_m \Phi_m \right], \quad (87)$$

где Φ_m - второе (растущее в $+\infty$) решение уравнения (13),

$$\Delta_m = \Phi_m \Phi_m' - \Phi_m' \Phi_m, \quad (88)$$

и где константа c_m определяется из условия $\int \Phi'_m \Phi_m dy = 0$. Подставляя в (87) при больших m для функций Φ_m квазиклассические выражения, нетрудно убедиться, что $\max_{|y| < a} |\Phi'_m|$ ведет себя как $1/m$, а

$$\Delta E_m \approx \frac{1}{m^2}, \quad (89)$$

так что логарифм в оценке (78) возникает за счет почленного мажорирования знакопеременного ряда.

Л и т е р а т у р а

1. H. Feshbach. Unified Theory of Nuclear Reactions. Ann. of Phys., 5, 357 (1958).
2. Б.Н. Захарьев, С.Н. Соколов. Эффект усиленной проницаемости для сложных частиц. Препринт ОИЯИ, Р-1473 (1963).
3. Б.Н. Захарьев, С.Н. Соколов. О плотности резонансов при рассеянии на связанных частицах. Препринт ОИЯИ, Р-1562 (1964).
4. С.Г. Михлин. Интегральные уравнения ГИТТЛ, 1949.
5. И.А. Ицкович. О рядах Фредгольма. ДАН СССР, ЦХ, 423 (1948).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 марта 1964 г.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3664. Тираж 400. 1,2 уч.-изд. л.
Техн. ред. В.Р.Саранцева Март 1964 г.

Квечи́ньски Я.

P-1592

О связи между мультипериферическим и бете-сольпитеровским подходами при исследовании фермионных полюсов Редже.

С помощью уравнения Бете-Сальпитера исследуется задача о фермионных полюсах Редже. Показано, что существует расщепление траектории по четности.

Этот результат сравнивается с предсказаниями мультипериферической модели. Доказана эквивалентность этих двух подходов.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Kwiecinski J.

P-1592

On the Connection between the Multiperipheral and Bethe-Salpeter Approaches to the Problem of Fermion Regge Poles.

The problem of Fermion Regge Poles is investigated by the use of the Bethe-Salpeter equation. It is shown that there exists a splitting of Regge trajectories due to parity. This result is compared with predictions of the multiperipheral model and complete equivalence is proved between those two approaches.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Я. Квечицкий

P - 1592

О СВЯЗИ МЕЖДУ МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКИМ
И БЕТЕ-СОЛЬПИТЕРОВСКИМ ПОДХОДАМИ
ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ
ФЕРМИОННЫХ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ

Дубна 1964

Я. Квещиньски^{x/}

P-1592

О СВЯЗИ МЕЖДУ МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКИМ
И БЕТЕ-СОЛЬПИТЕРОВСКИМ ПОДХОДАМИ
ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ
ФЕРМИОННЫХ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ

Направлено в "Physics Letters"

^{x/} Постоянный адрес: Институт ядерной физики, Краков.

Недавно Аматти и др. /1/ исследовали проблему фермионных полюсов Редже, используя мультипериферическую модель (МПМ).

Они исследовали асимптотическое однородное интегральное уравнение для абсорбтивной части амплитуды процесса $NN, \pi\pi$. Так как асимптотическое ядро МПМ обладает трансляционной симметрией, соответствующие инвариантные амплитуды могут быть факторизованы следующим способом (см. /1/),

$$A_1(s, u, v, t) = S^{a(t)} \phi_1(u, v, t),$$

где

$$\begin{aligned} p_1^2 &= -v, & s &= (p_1 - p_2)^2, \\ q_1^2 &= -u, & t &= (p_1 + q_1)^2, \\ p_2^2 &= -m^2, \\ q_2^2 &= -\mu^2, \end{aligned}$$

и $p_{1,2}, q_{1,2}$ - 4-импульсы входящего и выходящего нуклонов и мезонов, соответственно.

Функции ϕ являются решением системы четырех связанных интегральных уравнений. Уравнения удается упростить, если положить

$$\Phi_{1,3} = \phi_{1,3} + (\sqrt{t} - m) \phi_{2,4},$$

$$\Phi_{2,4} = \phi_{1,3} - (\sqrt{t} + m) \phi_{2,4}.$$

Тогда получим следующие две системы интегральных уравнений / формулы (14а) (14б) работы /1/:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1(uv, t) &= \frac{Gg}{16\pi^3} \int_0^1 dx x^{a(t)} \iint \frac{du' dv' K(uv u' v' x t)}{(u' + \mu^2)(v' + m^2)} \\ &\cdot \{ [m(1+x) + \rho\sqrt{t}] \Phi_1(u'v', t) - (v' + m^2) \Phi_3(u'v', t) \} \\ \Phi_3(uv, t) &= \frac{Gg}{16\pi^3} \int_0^1 dx x^{a(t)+1} \iint \frac{du' dv' K(uv u' v' x t)}{(u' + \mu^2)(v' + m^2)} \Phi_1(u'v', t), \end{aligned} \right\} (1a)$$

$$\left. \begin{aligned} \Phi_2(uv, t) &= \frac{Gg}{16\pi^3} \int_0^1 dx x^{\alpha(t)} \iint \frac{du' dv' K(uv u' v' x t)}{(u'^2 + \mu^2)(v'^2 + m^2)} \\ & \{ [m(1+x) - \rho\sqrt{t}] \Phi_2(u'v', t) - (v'^2 + m^2) \Phi_4(u'v', t) \} \\ \Phi_4(uv, t) &= \frac{Gg}{16\pi^3} \int_0^1 dx x^{\alpha(t)+1} \iint \frac{du' dv' K(uv u' v' x t)}{(u'^2 + \mu^2)(v'^2 + m^2)} \Phi_2(u'v', t) \end{aligned} \right\} (16)$$

где (см. /2/)

$$K(uv u' u' x t) = \frac{1}{4} \frac{\Theta(H)}{\sqrt{H}},$$

$$H = \left\{ \left[\frac{u' - v'}{2} - \frac{u - v x}{2} \right]^2 - t(1-x) \frac{(u' + v' - (u+v)x}{2} - \frac{s_0 x}{1-x} + \frac{t}{4}(1-x) \right\}$$

и

$$\rho = \frac{t - v' + u' + x(-t + v - u)}{2t}$$

Решая систему однородных интегральных уравнений (1а, в), получаем две функции: $a^{(+)}(t)$ и $a^{(-)}(t)$ /первая из уравнения (1а) и вторая из уравнения (1б)/. При $t < 0$ эти функции являются комплексно-сопряженными. Существование этих двух решений тесно связано со спинорным характером задачи. В работе /1/ функции $a^{\pm}(t)$ были связаны с траекториями Редже, принадлежащими семейству связанных состояний с $J = 1 + 1/2$ и $J = 1 - 1/2$ соответственно, продолженными в область отрицательных значений t .

Покажем, что эту связь можно получить, если использовать уравнение Бете-Сольпитера (БС) для волновой функции системы πN . Уравнение, записанное в лестничном приближении для волновой функции, имеет следующий вид:

$$\Psi(p) = \int d^4 p' V(p, p') \frac{[-\gamma \cdot p + \gamma^0(i p'_0 + \frac{E}{2}) + m]}{F(p, E)} \Psi(p'), \quad (2)$$

где

$$V(p, p') = \frac{Gg}{2(2\pi)^4} \frac{1}{(p - p')^2 + (p_0 - p'_0)^2 + s_0}$$

$$F(p, E) = [p^2 + (p_0 + i \frac{E}{2})^2 + \mu^2] [p^2 + (p_0 - i \frac{E}{2})^2 + \mu^2]$$

(следя Вику^{/3/}, мы совершили поворот пути интегрирования по переменной p'_0).

Функция ψ является 4-мерным спинором:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}.$$

Разложим ϕ и χ по собственным функциям полного углового момента j и орбитального углового момента ℓ :

$$\phi = \sum_{\ell j m} \phi_{j\ell} (p, p_0) \Omega_{\ell j m},$$

$$\chi = \sum_{\ell j m} \chi_{j\ell} (p, p_0) \Omega_{\ell j m}.$$

Тогда получим следующую систему уравнений для скалярных функций $\phi_{j\ell}$ и $\chi_{j\ell}$ (мы используем следующие свойства функции $\Omega_{j\ell m}$, а именно,

$$\sigma \cdot p \Omega_{j\ell m} = -|p| \Omega_{j, 2j-\ell, m} \quad (\text{см. /4/}):$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_{j, j-1/2}(p, p_0) &= \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp' dp'_0}{F(p', p'_0; E)} V_j^{(-)}(pp_0; p' p'_0) \cdot \\ &\cdot \left[\left(i p'_0 + \frac{E}{2} + m \right) \phi_{j, j-1/2}(p', p'_0) + p' \chi_{j, j+1/2}(p', p'_0) \right] \\ \chi_{j, j+1/2}(p, p_0) &= \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp' dp'_0}{F(p', p'_0; E)} V_j^{(+)}(pp_0; p' p'_0) \cdot \\ &\cdot \left[-\left(i p'_0 + \frac{E}{2} - m \right) \chi_{j, j+1/2}(p', p'_0) - p' \phi_{j, j-1/2}(p', p'_0) \right], \end{aligned} \right\} (3a)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_{j, j+1/2}(p, p_0) &= \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp' dp'_0}{F(p', p'_0; E)} V_j^{(+)}(pp_0; p' p'_0) \cdot \\ &\cdot \left[\left(i p'_0 + \frac{E}{2} + m \right) \phi_{j, j+1/2}(p', p'_0) + p' \chi_{j, j-1/2}(p', p'_0) \right] \\ \chi_{j, j-1/2}(p, p_0) &= \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp' dp'_0}{F(p', p'_0; E)} V_j^{(-)}(pp_0; p' p'_0) \cdot \\ &\cdot \left[-\left(i p'_0 + \frac{E}{2} - m \right) \chi_{j, j-1/2}(p', p'_0) - p' \phi_{j, j+1/2}(p', p'_0) \right], \end{aligned} \right\} (36)$$

где

$$V_j^{(+)}(pp_0; p' p'_0) = \frac{gG}{2(2\pi)^3} \frac{(p')}{p} Q_{j+1/2} \left(\frac{p'^2 + p^2 + (p_0 - p'_0)^2}{2 p p'} \right)$$

Введем далее функции:

$$\phi_{j, j-1/2} = -\left(i p_0 + \frac{E}{2} - m \right) \Psi_1^j - \Psi_2^j, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \chi_{j,j+1/2} &= p \Psi_1^j \\ \phi_{j,j+1/2} &= p \Psi_3^j \\ \chi_{j,j-1/2} &= -(ip_0 + \frac{E}{2} + m) \Psi_3^j + \Psi_4^j \end{aligned} \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3а,б), нетрудно получить системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \Psi_1^j(p_1, p_0) &= \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp'_1 dp'_0}{F(p'_1, p'_0, E)} V_j^{(+)}(p'_1, p'_0; p_1, p_0) \left(\frac{p'_1}{p}\right) \Psi_2^j(p'_1, p'_0) \\ \Psi_2^j(p_1, p_0) &= \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp'_1 dp'_0}{F(p, p_0, E)} V_j^{(-)}(p, p_0; p'_1, p'_0) \end{aligned} \right\} (5a)$$

$$\left. \begin{aligned} & [(-m^2 - (p'_0 - i\frac{E}{2})^2 - p^2) \Psi_1^j(p'_1, p'_0) + (ip'_0 + \frac{E}{2} + m) \Psi_2^j(p'_1, p'_0)] \\ & - (ip_0 + \frac{E}{2} - m) V_j^{(+)}(p, p_0; p'_1, p'_0) \left|\frac{p'_1}{p}\right| \Psi_2^j(p'_1, p'_0) \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \Psi_3^j(p_1, p_0) &= \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp'_1 dp'_0}{F(p_1, p_0, E)} V_j^{(+)}(p, p_0; p'_1, p'_0) \left(\frac{p'_1}{p}\right) \Psi_4^j(p'_1, p'_0) \\ \Psi_4^j(p_1, p_0) &= \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp'_1 dp'_0}{F(p, p, E)} V_j^{(-)}(p, p_0; p'_1, p'_0) [(-m^2 - (p'_0 - i\frac{E}{2})^2 - \\ & - p^2) \Psi_3^j(p'_1, p'_0) - (ip'_0 + \frac{E}{2} - m) \Psi_4^j(p'_1, p'_0) + \\ & + (ip_0 + \frac{E}{2} + m) V_j^{(+)}(p, p_0; p'_1, p'_0) \left(\frac{p'_1}{p}\right) \Psi_4^j(p'_1, p'_0)] \end{aligned} \right\} (5b)$$

Эти две системы уравнений определяют (путем отыскания нулей соответствующих детерминантов Фредгольма) две функции: $J_1(E)$ и $J_2(E)$. Легко видеть, что

$$J_1(E) = J_2(-E) \quad \text{и что} \quad J_{1,2}(E) = J_{1,2}^*(E^*), \quad \text{Поэтому в дифракционной области} \\ (E = \sqrt{-t} \quad \text{чисто мнимая})$$

$$J_1(E) = J_2^*(E).$$

Далее, так как J_1 соответствует $\ell = J - 1/2$, а J_2 $\ell = J + 1/2$ (четность состояния определяется индексом ℓ в функции $\phi_{j\ell}$ (см. ^{4/}, то J_1 и J_2 можно сопоставить с траекториями Редже с противоположными четностями. Чтобы доказать, что задача, определенная через уравнения (5 а,б) совпадает с задачей, определенной уравнениями (1а,б), мы используем (как это было сделано Ли и Свифтом ^{5/} для скалярного случая) следующее интегральное представление функции $Q(\lambda)$:

$$Q_p(\lambda) = \int_0^{\sqrt{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - 1}}} \frac{\xi^{\ell}}{[1 - 2\lambda \xi + \xi^2]^{1/2}} d\xi \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5а,б) и производя замену переменных

$$\xi = \frac{p}{p'} x,$$

$$u' = \left(\frac{p'}{2} + i \frac{E}{2} \right)^2 + p'^2,$$

$$v' = \left(\frac{p'}{2} - i \frac{E}{2} \right)^2 + p'^2,$$

получаем

$$\Psi_{1,3}^j(u, v, t) = \frac{Gg}{8(2\pi)^3} \iiint \left(\frac{p}{p'} \right)^{j-3/2} \frac{x^{j+1/2}}{\sqrt{H}} \Theta(H) \cdot \frac{dx du' dv'}{(u' + \mu^2)(v' + m^2)} \Psi_{2,4}^j(u', v', t),$$

$$\Psi_{2,4}^j(u, v, t) = \frac{Gg}{8(2\pi)^3} \iiint \left(\frac{p}{p'} \right)^{j-3/2} \frac{x^{j-1/2}}{\sqrt{H}} \Theta(H) \cdot$$

$$\frac{dx du' dv'}{(u + \mu^2)(v + m^2)} \{ [m(1+x) + \rho \sqrt{t}] \Psi_{2,4}^j(u', v', t) - (v' + m^2) \Psi_{1,3}^j(u', v', t) \}.$$

С точностью до несущественного для решений данной задачи множителя $\left(\frac{p}{p'}\right)^{j-3/2}$ эти уравнения совпадают с уравнениями (1а,б), полученными по МПМ.

Таким образом, с точки зрения исследования траектории фермионных полюсов Редже оба метода (МПМ и БС) являются эквивалентными. При этом функции $\bar{a}^+(t)$, найденные в работе [1], совпадают с траекториями Редже для семейства связанных состояний $J = \ell + 1/2$, вычисленными с помощью уравнения Бете-Сольпитера для парциальных волн.

Л и т е р а т у р а

1. D. Amati, A. Stanghellini and K. Wilson. Nuovo Cim., 28, 639 (1963).
2. L. Bertocchi, S. Fubini and M. Tonin. Nuovo Cim., 25, 626 (1962).
3. G.C. Wick. Phys. Rev., 96, 1124 (1952).
4. А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика, Физматгиз, Москва, 1959.
5. B.W. Lee and A.R. Swift. Nuovo Cim., 27, 1272 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 марта 1964 г.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3654. Тираж 400. 0,4 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. Март 1964 г.

P-1586

Беляков В.А., Вирясов Н.М., Кладницкая Е.Н., Пенев В.Н.,
Соколова Е.С., Соловьев М.И.

Изучение ΛK^+ и $K^0 K^-$ пар, рожденных в $\pi^- p$ -взаимо-
действиях при 7,5 Гэв/с

Изучалось парное рождение странных частиц ΛK^+ и $K^0 K^-$,
генерированных в $\pi^- p$ -взаимодействиях при 7,5 Гэв/с. Приводят-
ся угловые и импульсные распределения странных частиц в с.ц.м.
рождения. Обсуждаются распределения эффективных масс ΛK^+ и
 $K^0 K^-$ -пар. В распределении по M для $K^0 K^-$ -пар обнаруживается
пик резонансного характера с массой 1060 Мэв и $\Gamma/2 = 30$ Мэв,
для ΛK^+ -пар резонансных пиков не обнаружено.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.

Дубна 1964.

Belyakov V.A., Viryasov N.M., Kladnitskaya E.N., Penev V.N., Sokolova E.S.,
Soloviev M.I. P-1586

A Study of ΛK^+ and $K^0 K^-$ Pairs Produced in $\pi^- p$ Interactions at
7.5 GeV/c.

The pair production of strange particles ΛK^+ and $K^0 K^-$ generated in $\pi^- p$ in-
teractions at 7.5 GeV/c was studied. The C.M. angular and momentum distributions of
strange particles are presented. The effective mass distributions for ΛK^+ and $K^0 K^-$
pairs are discussed. The $K^0 K^-$ mass distribution shows a resonance peak at 1060 MeV
and $\Gamma/2 = 30$ MeV, for ΛK^+ pairs no peaking was observed.

Preprint Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna. 1964.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А. Беляков, Н.М. Вирясов, Е.Н. Кладницкая, В.Н. Пенев,
Е.С. Соколова, М.И. Соловьев

P-1586

ИЗУЧЕНИЕ ΛK^+ И $K^0 K^-$ ПАР,
РОЖДЕННЫХ В $\pi^+ p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 7,5 ГЭВ/С

Дубна 1964

В.А. Беляков, Н.М. Вирясов, Е.Н. Кладницкая, В.Н. Пенев,
Е.С. Соколова, М.И. Соловьев

P-1586

ИЗУЧЕНИЕ ΛK^+ И $K^0 K^-$ ПАР,
РОЖДЕННЫХ В πp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 7,5 ГЭВ/С

Дубна 1964

Эта работа посвящена изучению ΛK^+ -и $K^0 K^-$ -пар, рожденных в $\pi^- p$ -взаимодействиях при импульсе первичных π^- -мезонов 7-8 Гэв/с. Работа проводилась на фотографиях, полученных на 24-литровой пропановой пузырьковой камере^{/1/}. Критерии отбора V^0 -событий и их идентификация описаны ранее^{/2/}. В нашем случае идентификация заряженных K^- -мезонов в звездах от $\pi^- p$ -взаимодействий очень трудна. В частности, измерения ионизации^{/3/} позволяют отличить K^- -мезоны от π^- -мезонов лишь при импульсах этих частиц $P_{\pi, K} < 0,6$ Гэв/с^{x)}. Протоны от π^+ -и K^+ -мезонов мы можем отличить по ионизации до импульса $P_p < 1,2$ Гэв/с.

В отдельных случаях заряженные K^- -частицы можно идентифицировать с помощью δ -электронов или по кинематическим соотношениям, если частица испытала распад (K^+ -мезоны) или упругое рассеяние. Однако с помощью таких методов нам удалось выделить лишь небольшое число пар странных частиц, из которых одна - заряженный K^- -мезон. Поэтому мы считали случаями парного рождения ($V^0 K^\mp$)-взаимодействия, выделенные следующим образом: из всех случаев с зарегистрированной V^0 -частицей отбрасывались события с однозначно идентифицированными π^\pm -мезонами или протонами, а также те события, положительная частица которых определялась как π^+ -мезон на основе анализа недостающих масс. События разбивались на группы (ΛK^+), ($K^0 K^-$) и ($K^0 K^+$) соответственно виду наблюдавшейся V^0 -частицы. Для каждой из этих групп с помощью статистической теории и экспериментально наблюдаемых отношений пар нейтральных странных частиц была оценена примесь случаев, в которых заряженными K^- -мезонами считались пионы или протоны.

На примере событий с множественностью заряженных частиц $n_s = 2$, в которых из каждой пары родившихся странных частиц обязательно зарегистрирован Λ -гиперон, обсудим подробнее способы выделения ΛK^+ -пар. Из 168 событий следует исключить такие, в которых кроме Λ -гиперона в камере наблюдалась еще K^0 -частица, т.е. ΛK^0 -пары, а также те события, в которых положительные следы звезды идентифицируются как π^- -мезоны по ионизации, δ -электронам или по кинематике взаимодействия при упругом рассеянии или распаде. Кроме того, при таком расчете недостающей массы, когда след, образованный положительной частицей принимался за след K^+ -мезона, некоторые события имеют отрицательный квадрат недостающей массы. Это факт говорит о том, что такие случаи являются либо взаимодействиями π^- -мезона с углеродом,

x) При импульсе K^- -мезона $P_K \sim 0,6$ Гэв/с $I = 1,51 I_0$, где I_0 - минимальная ионизация, равная ионизации следа первичной частицы.

либо положительный след нельзя считать принадлежащим K^+ -мезону. После исключения всех этих взаимодействий остается 77 событий, в которых положительная частица может быть K^+ -мезоном.

Аналогичная процедура была проделана со случаями, в которых зарегистрированы K^0 -мезоны. Здесь доля π^+ -мезонов среди предполагаемых K^+ -мезонов значительно больше (см. таблицу 1) за счет событий с $K^0\bar{K}^0$ - и ΛK^0 -парами. Значительную примесь составляют также те протоны, которые не удалось отделить от других частиц. В таблице 1 приведены данные о количестве выделенных пар. В скобках указано число пар, которое можно ожидать по расчетам отношений пар $N_{\Lambda K^+}/N_{\Lambda K^0}$ и $N_{K^0\bar{K}^0}/N_{K^0K^+}$. Величины этих отношений были получены из экспериментальных данных по числу наблюдаемых ΛK^0 и $K^0\bar{K}^0$ -пар^{1/4/} и одиночных Λ и K^0 -частиц, а также с помощью статистической теории. При расчете по статистической теории^{x)} учитывались резонансы, которые могут дать наибольший вклад (Y_1^* , K^* , $N_{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}$, η , ρ , ω , ...). Результаты расчетов приведены в таблице 1. Из сравнения их с экспериментом можно грубо оценить примесь пар типа (странная частица + π -мезон) среди выделенных нами событий (см. таблицу 1). Из таблицы 1 видно, что среди пар ΛK^+ и $K^0\bar{K}^0$ примесь наименьшая.

1. ΛK^+ - пары

На рис. 1 приведены импульсные и угловые распределения Λ -гиперонов и K^+ -мезонов в с.п.м. от предполагаемых ΛK^+ -пар для множественности заряженных частиц $n_s = 2$ и 4. Для сравнения на рис. 1 нанесены распределения Λ и K^0 -частиц от ΛK^0 -пар^{1/4/}. Угловые распределения K^+ -и K^0 -мезонов подобны (рис. 1б). Отношение числа частиц, летящих вперед, к числу летящих назад равно $\bar{n} / \bar{n}^- = 1,5 \pm 0,32$. Импульсное распределение K^0 -мезонов в с.п.м. от ΛK^0 -пар немного отличается от распределения K^+ -мезонов от ΛK^+ -пар и является более жестким (рис. 1а). Среднее значение импульсов K^+ -мезонов в системе центра масс π^-p равно $\bar{P}_{K^+}^* = (620 \pm 32)$ Мэв (для $n_s = 2,4$) и близко к значению среднего импульса K^0 -мезонов от ΛK^0 -пар, равного $\bar{P}_{K^0}^* = (717 \pm 54)$ Мэв ($n_s = 2,4$). Несколько меньшую величину импульса в первом случае можно объяснить примесью π^+ -мезонов среди высокоэнергичных K^+ -частиц (см. таблицу 1). Λ -гипероны от ΛK^+ -пар имеют импульсные и угловые распределения совершенно аналогичные Λ -гиперонам от ΛK^0 -пар^{1/4/} (рис. 1в, г).

Распределение эффективных масс предполагаемых ΛK^+ -пар для $n_s = 2$ приведено на рис. 2. Как π^+ -мезоны, принятые за K^+ -мезоны (их по оценкам $\sim 15\%$), искажают

x) При расчете указанных отношений пар довольно произвольный выбор объемов взаимодействия для странных частиц не играет существенной роли. Подробнее результаты расчета по статистической теории будут описаны в отдельной работе.

спектр эффективных масс ΛK^+ можно увидеть, если сосчитать спектр ΛK , приняв π^- -мезоны за K^- -мезоны в тех же взаимодействиях. Полученная таким образом фоновая гистограмма приведена пунктиром на рис. 2. Кроме этой оценки фона для его определения проводился расчет по методу Монте-Карло, причем случайные выборки углов и импульсов проводились из экспериментально полученных спектров Λ -гиперонов и K^+ -мезонов. В расчете требовалось выполнение законов сохранения энергии и импульса. При таком методе расчета могут проявиться случайные корреляции между углами и импульсами, но мы оценили, что их вклад не превышает 1%. Кривая приведена на рис. 2. Наконец, спектр эффективных масс сравнивался с кривой, рассчитанной по статистической теории (см. рис. 2).

В работах^{/4,5/} в спектре эффективных масс ΛK^0 -пар в π^-p -взаимодействиях при 2,8 и 7,5 Гэв/с отмечалось наличие пиков при значениях 1650 и 1750 Мэв соответственно. Из рис. 2 видно, что в спектре эффективных масс $M_{\Lambda K^+}$ заметно выраженных резонансных состояний в этих областях нет.

§ 3. $K^0 K^-$ и $K^0 K^+$ -пары

Для выделенных нами заряженных K^- -мезонов, рождающихся в паре с зарегистрированными $K^0(\bar{K}^0)$ -мезонами, были построены угловые и импульсные распределения. Они показаны на рис. 3. Из этого рисунка можно заключить, что угловые и импульсные распределения K^- -мезонов совпадают с соответствующими распределениями K^0 -мезонов от $K^0 \bar{K}^0$ -пар^{/4/} для двухлучевых и четырехлучевых звезд, а также с распределениями K^0 -частиц из $K^0 K^-$ -пар (см. рис. 4)^{x)}. Средний импульс K^- -мезонов в с.ц.м. π^-p -взаимодействия $\bar{P}_-^* = (535 \pm 30)$ Мэв/с не отличается от среднего импульса K^0 -мезонов от $K^0 \bar{K}^0$ -пар^{/4/} $\bar{P}_K^* = 503 \pm 34$ Мэв/с ($n_s = 2,4$). Ничего подобного нельзя сказать о распределениях K^+ -мезонов от $K^0 K^+$ -пар. По-видимому, большая примесь π^+ -мезонов и протонов (см. табл. 1) сильно искажает импульсные и угловые распределения K^+ -мезонов (рис. 5).

В распределении по эффективным массам $M_{K^0 K^-}$ наблюдается пик в области 1050-1100 Мэв, выходящий за три стандартные ошибки над фоновыми кривыми.

На рис. 6 на распределение $M_{K^0 K^-}$ нанесены нормированные по случаям с $M_{K^0 K^-} > 1,2$ Гэв фоновые кривые, рассчитанные по статистической теории^{xx)} и по^{/6/}
x) Вероятность совпадения, рассчитанная по методу Колмогорова-Смирнова^{/6/}, составляет для импульсных распределений 65% и 70%, и для угловых - 85% и 91% соответственно.

xx) При расчете фоновых кривых по статистической теории для пар каналы реакций, в которых рождаются известные резонансы, не включались. Как показано нами в работе^{/7/}, резонансы ρ и ω не вносят существенного вклада при рождении $K^0 K^+$ -пар. Влияние резонансов K^* и $N_{2,2}^*$ обсуждается ниже.

методу Монте-Карло вышеописанным способом. Вероятность совпадения экспериментального распределения с фоновыми кривыми мала^{х)}. С помощью формулы Брайта-Бигнера были определены и положение и ширина резонанса в спектре $M_{K^0 K^-}$. Они оказались равными соответственно $M_0 = 1060$ Мэв и $\Gamma/2 = 30$ Мэв. Изотопический спин этого состояния ≥ 1 .

Распределение эффективных масс $M_{K^0 K^-}$ и особенно область пика, т.е. случаи с $M_{K^0 K^-} < 1150$ Мэв подвергались дальнейшему анализу.

1. Было исследовано влияние, которое может оказать наличие примеси π^- -мезонов на пик в спектре $M_{K^0 K^-}$. Поскольку π и K^- -мезоны имеют разные массы, в с.ц.м. π^-p -взаимодействия для разных частей углового спектра K^- -мезонов примесь π^- -мезонов будет различной и дает наибольший вклад для частиц, которые летят в заднюю полусферу. Путем исследования зависимости $M_{K^0 K^-}$ от углов вылета K^- -мезонов в лаб. системе было установлено, что примеси π^- -мезонов не оказывают существенного влияния на спектр эффективных масс $M_{K^0 K^-}$. Мы убедились, что и случаи рождения K^* -резонанса не оказывают влияния кинематического характера на спектр $M_{K^0 K^-}$. Проверено также, что резонансные эффекты в этом спектре не могут быть обусловлены влиянием известных нуклонных резонансов, поскольку их рождение вообще не было обнаружено при исследовании спектров масс систем (нуклон + n π) при $n = 1, 2$ ^{хх)}.

2. Были исследованы спектры продольных импульсов системы $K^0 K^-$ в с.ц.м. π^-p . Оказалось, что они подобны для случаев из области пика (т.е. $M_{K^0 K^-} < 1,2$ Гэв) и остальных событий (рис. 7). Этот факт говорит о том, что пик в области ~ 1060 Мэв не является простым кинематическим эффектом, обусловленным K^- -мезонами, родившимися в покое в с.ц.м. π^-p .

3. Резонанс между K^0 и K^- -мезонами, по-видимому, способствовал бы вылету K^0 и K^- -частиц в системе центра масс в одну сторону. Наши данные не противоречат этому. Часть $K^0 K^-$ -пар из области пика ($\sim 30\%$) летит в узком конусе вместе - либо вперед, либо назад.

4. Распределение K^0 и K^- -частиц в с.ц.м. $K^0 K^-$ -пары относительно направления суммарного импульса для случаев из области пика 1050-1150 Мэв дано на рис. 8. Вероятность того, что распределение по $\cos\eta^*$ совпадает с изотропией составляет 65%. На основании этих данных нельзя сделать определенного заключения о спине состояния ($K^0 K^-$).

х) Она оценивалась по методу Колмогорова-Смирнова. Например, вероятность совпадения экспериментального распределения с кривой, рассчитанной по статистической теории, равно $2 \cdot 10^{-3}\%$.

хх) Подробнее о рождении K^* и нуклонных изобар будет сообщено в следующей работе.

Распределения масс $M_{K^0 K^- \pi^+}$, построенные на основании нашего эксперименталь-
ного материала, не обнаруживают пиков, которые можно было бы приписать наличию
резонансных состояний. В частности, нет указания на существование пика в области
~ 1410 Мэв, обнаруженного в работе /8/.

В заключение мы благодарим В.И.Векслера, М.И.Подгорецкого, И.В.Чувилу
и А.Михула за обсуждения и ценные замечания, группу лаборантов за измерения и
сотрудников Вычислительного центра ОИЯИ Н.Н.Говоруны и Н.Ф.Маркову за помощь
в составлении программ и проведение вычислений.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан, М.И.Соловьев, Ю.Н.Шкобин. ПТЭ, 1, 41, 1959.
2. В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, И.Врана, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов,
Нгуен Дин Ты, М.И.Соловьев, Т.Хофмоэль, Чен Лин-янь. ЖЭТФ, 44, 84, 1963.
3. И.Врана. Материалы Совещания по методике пузырьковых камер. Препринт ОИЯИ
796, 38, 1961.
4. Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Ду Юань-цай, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.Михул,
Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. ЖЭТФ, 43, 815, 1962.
5. Е.В.Кузнецов, Е.П.Кузнецов, Я.Я.Шаламов, А.Ф.Грашин. ЖЭТФ, 42, 1675, 1962.
6. И.В.Дунин-Барковский, Н.В.Смирнов. Теория вероятностей и математическая статисти-
стика в технике. Госиздат технико-теоретической литературы, Москва, 1955.
7. В.А.Беляков, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, Е.Н.Кладницкая, Г.И.Копылов,
А.Михул, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-1506, 1964.
8. R.Armenteros, D.N.Edwards. The Siena Conference on Elementary Particles, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
4-марта 1964 г.

Т а б л и ц а 1

| n, s | Отношение пар | | Экспериментальное | Количество пар | Примесь % |
|------|--|---------------------------------|-------------------|-------------------------|--------------|
| | стат. теория | расчет по набл. парным событиям | | | |
| 2 | $\frac{N_{\Lambda K^0}}{N_{\Lambda K^+}} = \frac{1}{0,915}$ | 1,4 | $1,1 \pm 0,25$ | 77 ΛK^+ | ≈ 13 |
| 4 | $\frac{N_{\Lambda K^0}}{N_{\Lambda K^+}} = \frac{1}{0,21}$ | 0,7 | $0,42 \pm 0,3$ | 45 ΛK^+ | ≈ 15 |
| | $N_{K^- K^0} : N_{K^+ K^0} : N_{K^0 K^0} = 0,55 : 0,18 : 0,26$ | | | 115(49) $\bar{K}^0 K^+$ | ≈ 57 |
| | $N_{K^0 K^0} : N_{K^0 K^-} = 0,36 (4 \pm 3,5)^x$ | | $0,46 \pm 0,08$ | 117 (74) $K^0 K^-$ | ≈ 25 |
| | $N_{K^- K^0} : N_{K^+ K^0} : N_{K^0 K^0} = 0,59 : 0,32 : 0,09$ | | | 87(71) $K^0 K^-$ | ≈ 35 |
| | $N_{K^0 K^0} : N_{K^0 K^-} = 0,1 (0,32 \pm 0,18)^{xx}$ | | $0,06 \pm 0,05$ | 91(60) $\bar{K}^0 K^+$ | ≈ 60 |

x) Для случаев с одним нейтральным K-мезоном отношение $N_{\Lambda K^0} : N_{K^0 K^0} = 0,18$. Считалось, что число ΛK^0 -пар, как примесь среди $K^0 K^+$ -пар и среди $K^0 K^-$ -пар пропорциональны числу событий.

xx) Отношение пар $N_{\Lambda K^0} : N_{K^0 K^0} = 0,045$

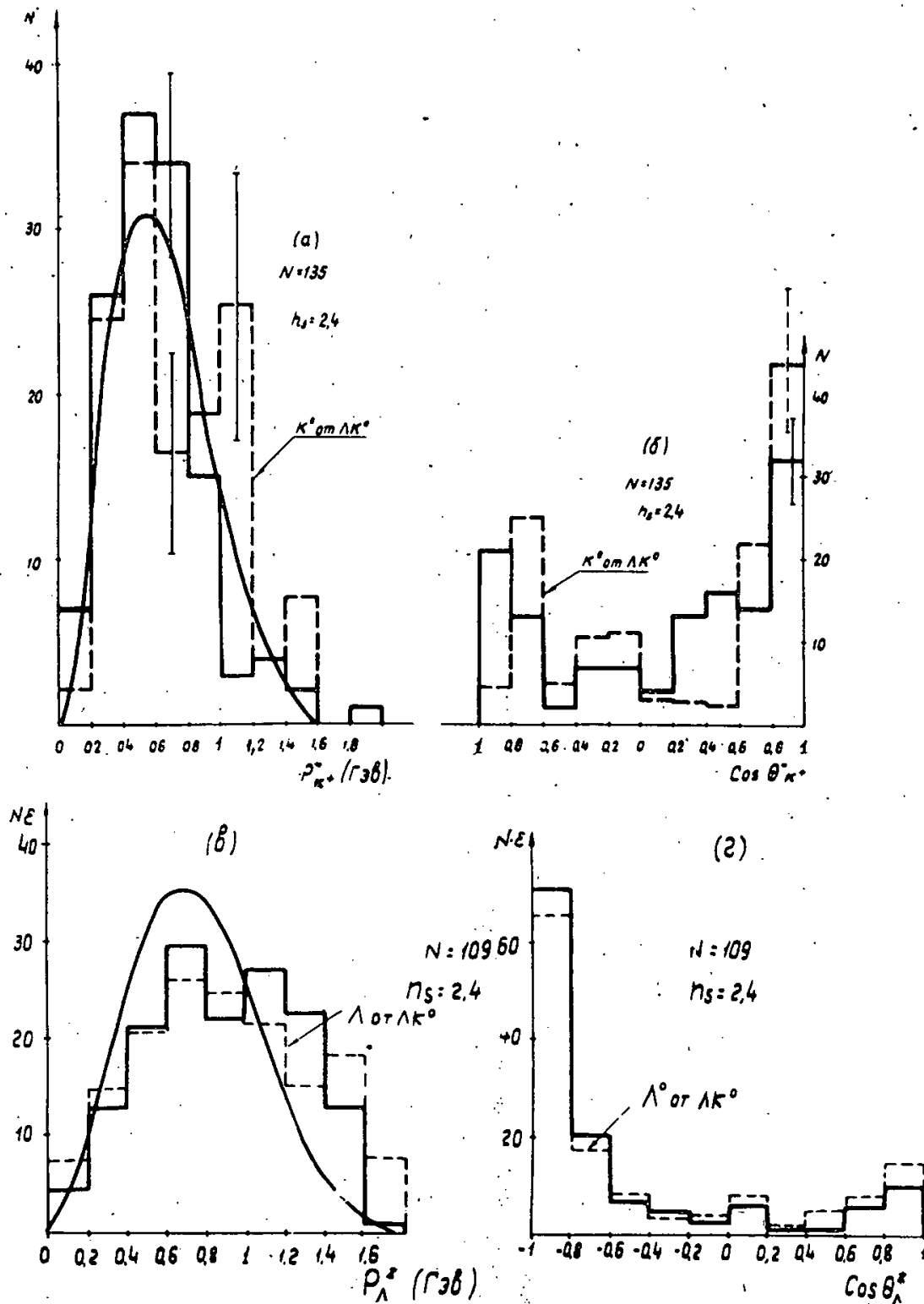


Рис. 1 а, б, в, г. Импульсные (а), (в) и угловые (б), (г) распределения K^+ -мезонов (а,б) и Λ -гиперонов (в,г) от ΛK^+ пар в с.с.м. π^-p -взаимодействия. Пунктиром обозначены распределения K^0 -мезонов, Λ -гиперонов от ΛK^0 пар, нормированное на спектры K^+ -мезонов. Плавные кривые на импульсных распределениях - результат расчета по статистической теории. Спектры Λ -гиперонов приведены с поправками на эффективность регистрации в эффективном объеме камеры.

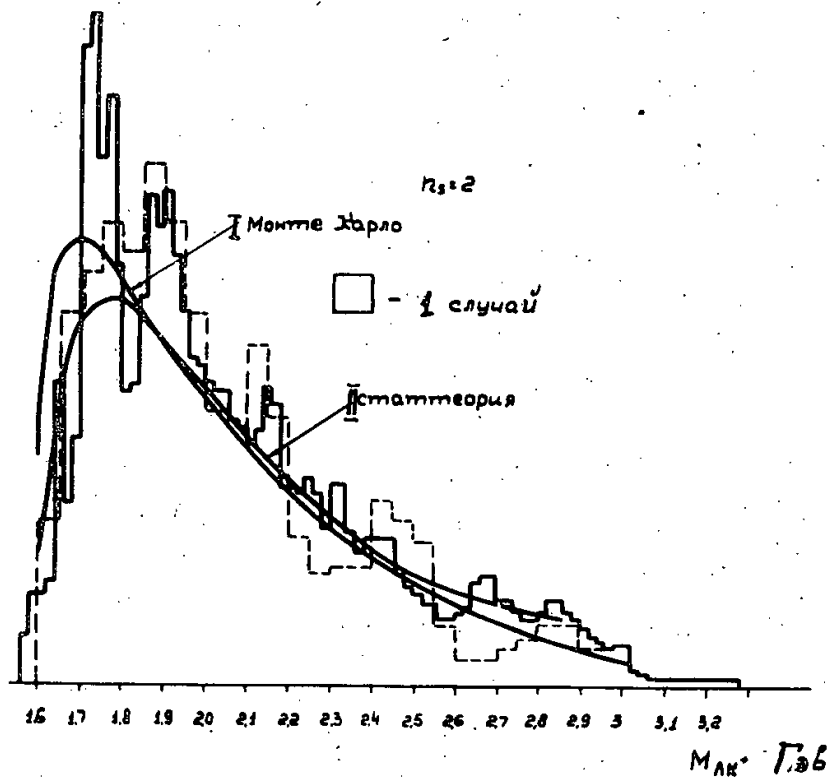


Рис. 2. Идеограмма эффективных масс $M_{\Lambda K^+}$ $n_s = 2$. Кривые являются результатом расчета по Монте-Карло (I) и статистической теории (II). Пунктиром обозначена гистограмма $M_{\Lambda \pi^-}$, полученная при таком расчете, когда вместо π^- -мезона ставилась масса K^- -мезона.

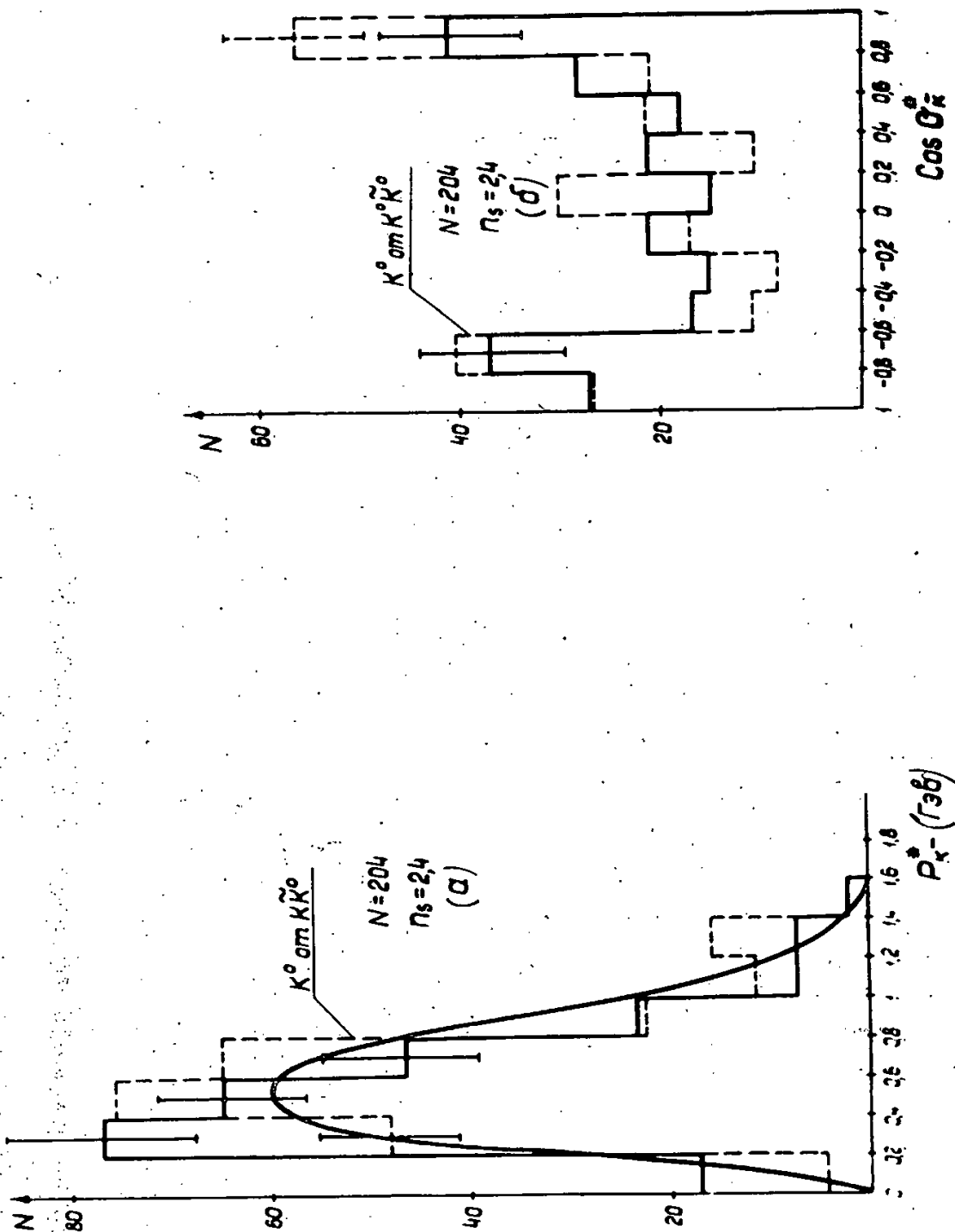


Рис. 3 а, б. Импульсные (а) и угловые (б) распределения K^0 мезонов от $K^0\bar{K}^0$ пар для множественности заряженных частиц $n_s = 2$ и 4 в с.д.м. п.р. Пунктиром нанесены нормированные на спектры $K^0\bar{K}^0$ мезонов распределения K^0 мезонов от $K^0\bar{K}^0$ пар.

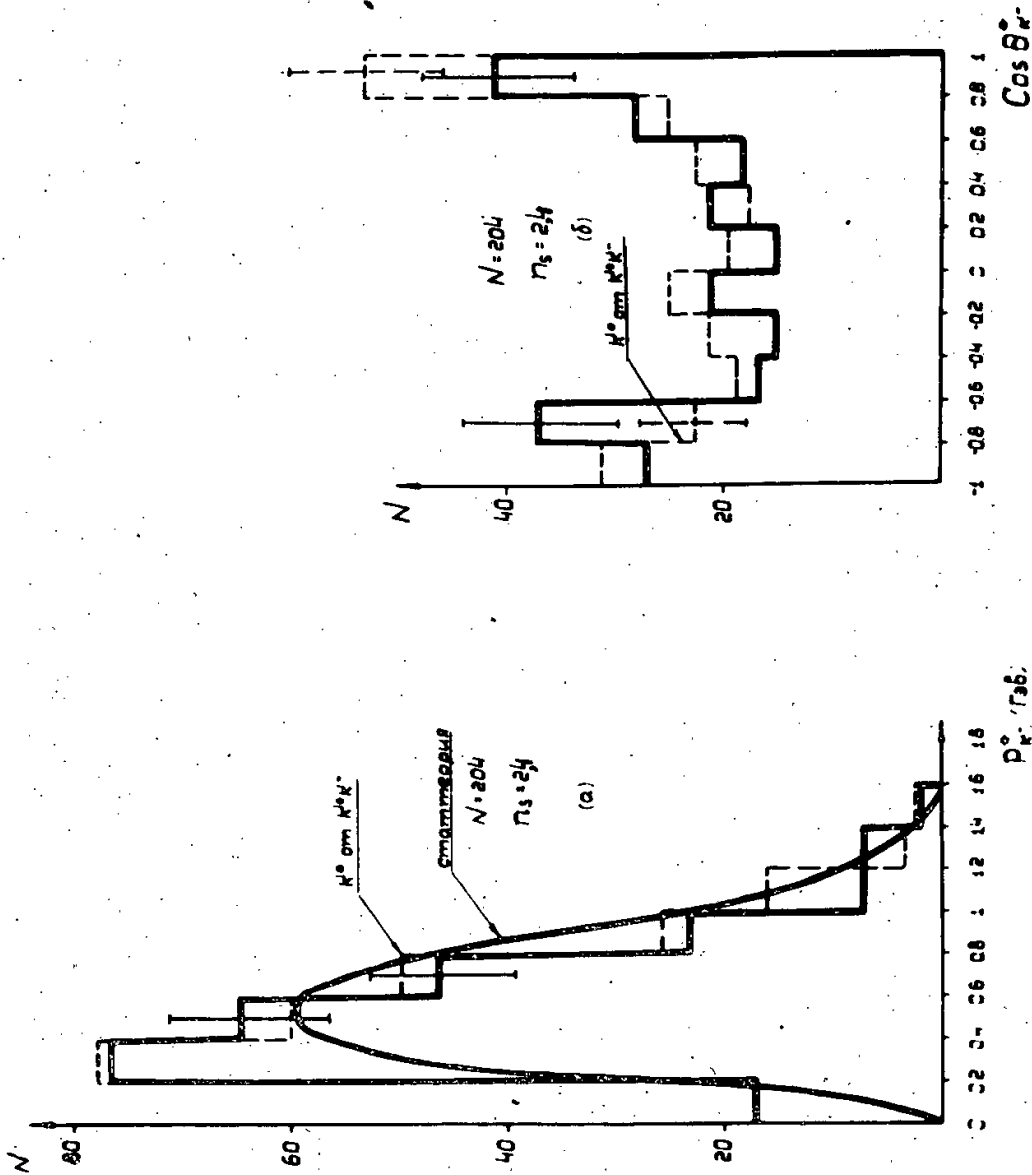


Рис. 4 а, б. Импульсное (а) и угловое (б) распределения (с поправкой на эффективность регистрации в камере) $K^0\bar{K}^0$ -мезонов от $K^0\bar{K}^0$ -пар в с.д.м. π^-p для $n_s = 2$ и 4. Пунктирной линией обозначен спектр парных частиц от этих же событий.

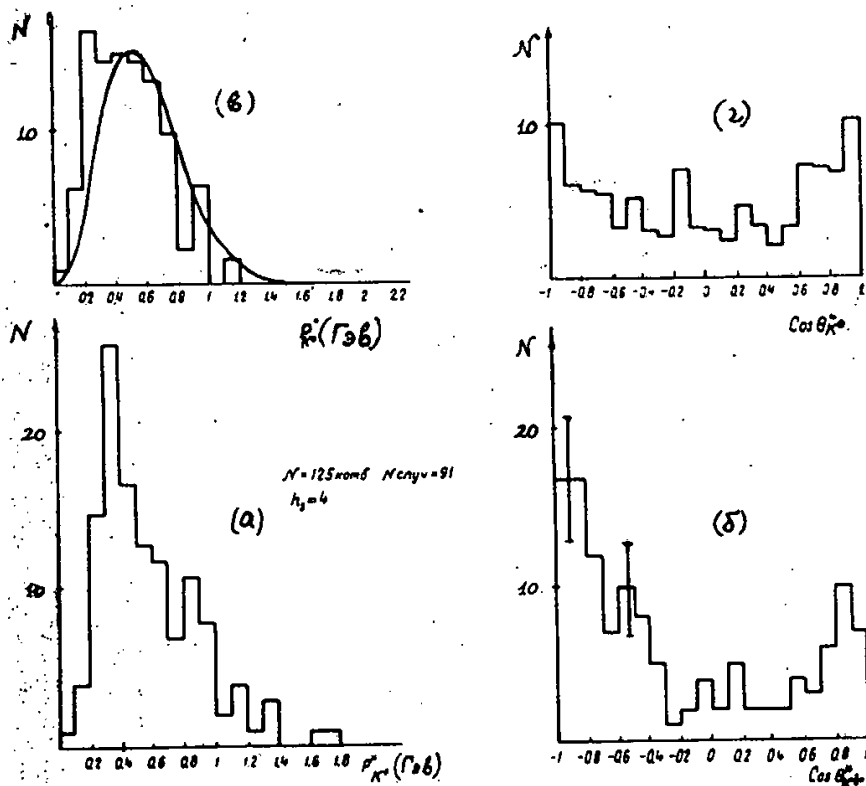


Рис. 5 а, б, в, г. Импульсные (а, в) и угловые (б, г) распределения в с.ц.м. $\pi^- p$ K^+ от $K^0 K^+$ пар (а, б) и K^0 от $K^0 K^0$ пар (в, г) для звезд с $n_s = 4$.

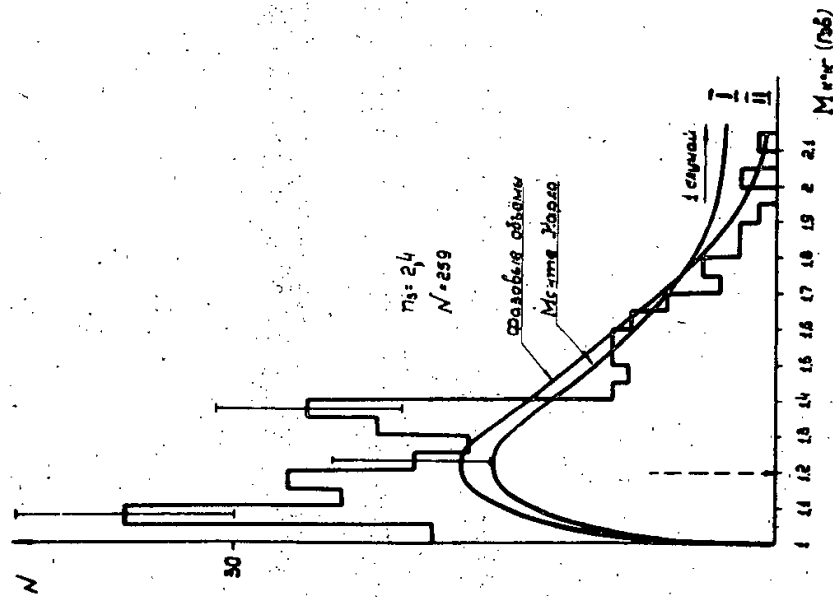
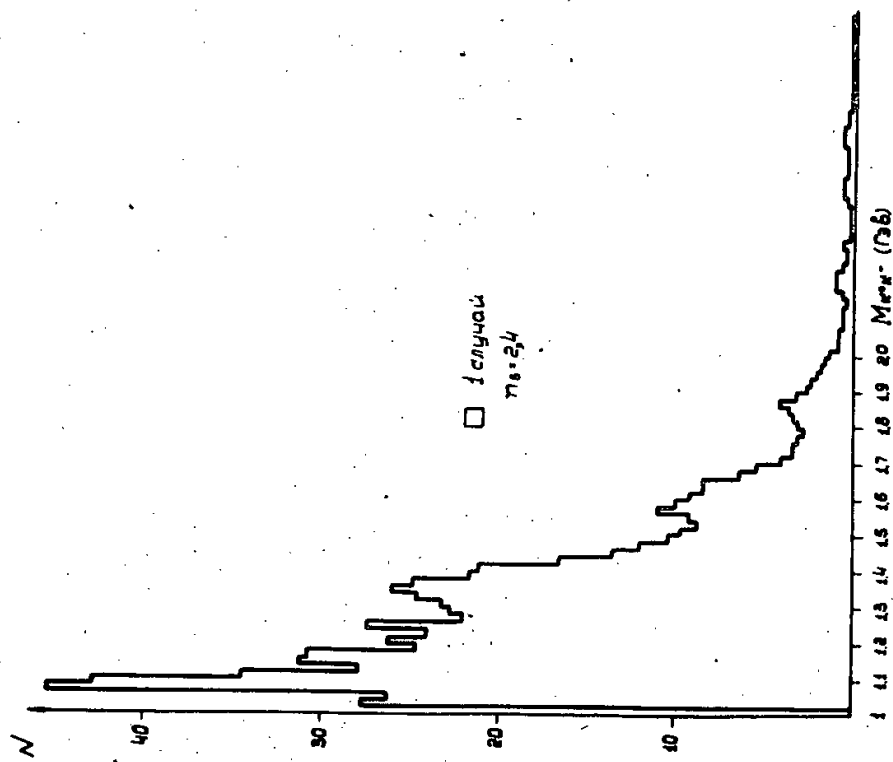


Рис. 6. Распределения эффективных масс M_K^0 для $n_s = 2$ и 4. В качестве фоновых кривых используются распределения, полученные по методу Монте-Карло (кривая I) и по статистической теории (кривая II). Фоновые кривые нормированы на случаи с $M_K^0 > 1,2$ ГэВ.

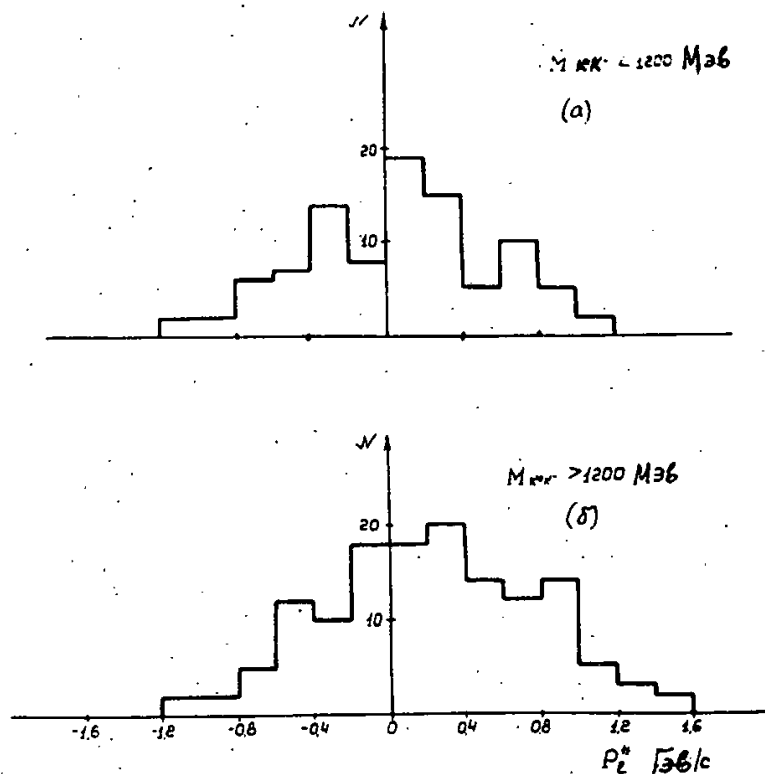


Рис. 7 а,б. Распределения продольных суммарных импульсов P_L^*
 K^0 и K^- мезонов в с.ц.м. $\pi^- p$ -взаимодействия для
двух разных групп событий а) для случаев, имеющих
 $M_{K^0 K^-} \leq 1,2 \text{ ГэВ/с}$, б) для случаев с $M_{K^0 K^-} > 1,2 \text{ ГэВ/с}$.

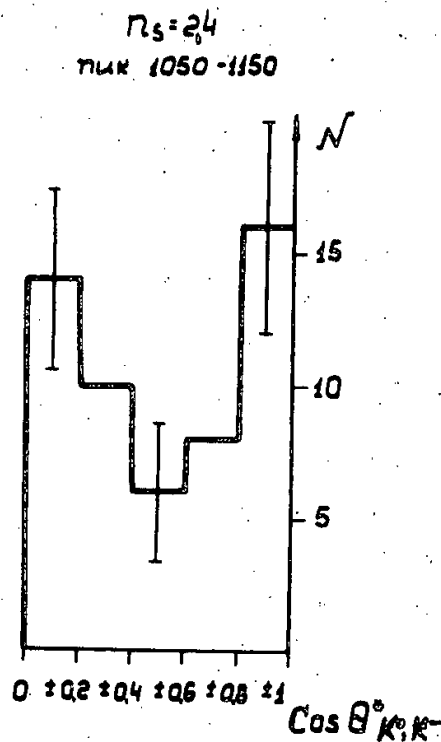


Рис. 8. Угловое распределение K^0 -мезонов для событий с $1,0 < M_{K^0 K^-} \leq 1,15$ Гэв в собственной системе $K^0 K^-$ пар относительно направления суммарного импульса K^0 и K^- -частиц. Пунктиром обозначено аналогичное распределение для остальных событий.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3640. Тираж 320. 1,0 уч.-изд. л.
Техн. редактор В.Р. Саранцева

Март 1964 г.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

D.I. Blokhintsev, G.I. Kolerov

E-1646

ACAUSALITY AND DISPERSION RELATIONS

Дубна 1964

Блохинцев Д.И., Колеров Г.И.

Акаузальность и дисперсионные соотношения

В работе изучены аналитические свойства амплитуды рассеяния в предположении, что сигнал распространяется не только внутри светового конуса, но и вне его, однако вблизи его поверхности или его вершины. При этом были соблюдены условия макроскопической причинности и условия спектральности. Показано, что дисперсионные соотношения нарушаются, вообще говоря, во всей области энергий. Поэтому проверка этих соотношений может иметь принципиальное значение для теории.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

D.I. Blokhintsev, G.I. Kolerov

E-1646

Acausality and Dispersion Relations

This paper is concerned with the study of the analytic properties of the scattering amplitude under the assumption that the signal propagates not only inside the light cone but also outside it, however near its surface or its vertex. The conditions of macroscopic causality and spectrality were fulfilled. It is shown that the dispersion relations are violated throughout the energy region. Therefore, a check of these dispersion relations may be of principal importance for the theory.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna, 1964

D.I. Blokhintsev, G.I. Kolerov

E-1646

ACAUSALITY AND DISPERSION RELATIONS

Дубна 1984

1. Introduction

The "ultraviolet catastrophe" in modern field theory is essentially that the vacuum expectation values of the most important physical quantities have singularities on the light cone.

The origin of these singularities may be sought for in the form of causality which is the basis of the physical space-time metric: $s^2 = t^2 - \vec{x}^2$.

On the other hand, there are no grounds to believe that the form of causality in the microworld should coincide with that in the macroworld, as it is adopted in modern theory^{/1,2,3/}. However, in Einstein-Minkowski space there exists no notion of the neighbourhood of the two points $\mathcal{P}(x')$ and $\mathcal{P}(x'')$ since the distance $x^2 = (x' - x'')^2$ is indefinite. For this reason any attempts to introduce the "universal" length which would characterize the small space-time region in Einstein-Minkowski space are doomed.

One may postulate, of course, that not only Einstein-Minkowski metric but also the very notion of space-time continuum are not exact enough, and are not at all valid in the microworld. In this case, since we preserve the notion of space-time continuum the theoretical scheme we are developing will be only a model of reality. In this case also one has to define the notion of the "microworld region"; intuitively we are apt to mean by that elementary particle physics - the region of high energies and small distances.

In the region of large distances and low energies there seem to be no reasons to doubt the validity of the conventional concepts of space-time and causality. At any rate experiment yields no grounds for this.

Thus, whatever possible changes of causality would be on a "small scale" the notion of "smallness" must be defined and so that there would exist a transition to the "large" space-time regions where it is natural to keep old metric relations.

Since the distance $x^2 = t^2 - r^2$ in Einstein-Minkowski space is indefinite, in order to make a transition to large distances it is insufficient to have a scalar universal length α which would provide this transition. It is necessary to have a certain time-like vector n (without restrictions one can consider $n^2 = 1, n_0 > 0$)

For the time being we will treat this vector purely formally. The introduction of this vector allows us, besides the invariant $x^2 = t^2 - r^2$ to introduce the invariant $I_x = (x, n) = tn_0 - \vec{r} \cdot \vec{n}$.

Using these two invariants it is possible to form a positive-definite quantity

$$R^2 = 2I_x^2 - x^2 \geq 0, \quad (1)$$

which permits to define the notion of the neighbourhood of two particles in the four-dimensional space-time in a invariant form^{/3,4/}.

In the proper coordinate system where $n = (1, 0, 0, 0)$, $R^2 = t^2 + r^2$ we are able, besides R_x^2 to introduce the invariant

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{R^2 - I_x^2} + I_x \right], \quad (1')$$

which determines the neighbourhood of the point to the light cone (- for the cone of the absolute future and + for the cone of the absolute past); in the proper coordinate system

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}} (r \pm t).$$

The second reason which does not make it possible to restrict to the invariant $x^2 = t^2 - r^2$ is that if the signal propagation is allowed in the spatial region ($x^2 < 0$), as it is supposed in ^{/5,6/}, then such a violation of causality is symmetrical with respect to the past and future.

Meanwhile, causality must be violated (apart) independently for advanced and retarded interactions. Indeed, in the conventional theory the general propagation function F may be represented in the form

$$F = \alpha F^{\text{ret}} + b F^{\text{adv}}, \quad (2)$$

where α and b are arbitrary constants. The violation of causality (which may be weak) must not put a bound on the arbitrariness of the constants α and b .

So, we suppose that there is, besides the invariant $x^2 = t^2 - r^2$ the invariant $I_x = (x, n)$ as well. Further we note that there are two principally different possibilities for the choice of the unit vector n :
a) the vector n is exterior with respect to the system of interacting particles. A similar possibility is treated in papers ^{/7,8/}. Under such an assumption concerning the vector n there exists an explicit dependence of the scattering amplitude on the frame of reference (see, e.g. ^{/7/}). This means that the scattering amplitude may be different in the laboratory system and in the centre-of-mass system. In other words, a possibility is allowed that Mickelson's experiment gives a positive result in the high energy region. This seems to be very attractive, but still very little studied.

Therefore, we will treat another possibility b) when the vector n is connected with the very system of interacting particles (see ^{/3/} and ^{/4/}). It is supposed in this case that the violation of the metric relations takes place not in vacuum, but in a medium formed by the matter of colliding particles. As a vector n one may take any unit vector directed along the momentum of one or several particles participating in the collision*. However, it is more reasonable to take the vector n which is more symmetrical with respect to the particles or their states. Such a symmetrical vector in the case of the pairing collision may be, for instance, the centre-of-mass momentum of colliding particles $P = (p+k)$ of the Breit vector $P = (p+p')$:

$$n = \frac{P}{\sqrt{P^2}}, \quad P = (p+k) \quad \text{or} \quad P = (p+p'). \quad (3)$$

(here p is the nucleon momentum, k is the meson momentum before the collision, p', k' are the same quantities after collisions). By such a choice of n the scattering amplitude \mathcal{M} for the process

* In this case of many particles each subgroup of the interacting particles may have its internal vector n .

$a + b \rightarrow c + d$ will be, as in the conventional theory, a function of only the invariants $s = (p + k)^2$ and $t = (p + p')^2 = (k' - k)^2$ and of some universal length α which characterizes the acausality region: $\mathbb{M} = \mathbb{M}(s, t, \alpha)$

If n is a vector exterior with respect to the system of colliding particles, then in the amplitude \mathbb{M} there will hold an explicit dependence on the coordinate system so that besides s and t there will be present, at least one invariant $I = (p + k, n)$ which does not reduce to s and t .

2. Retarded and Advanced Amplitudes.

We assume that there exist asymptotic incoming and outgoing waves $\phi_{in}(x)$ and $\phi_{out}(x)$ (see, e.g., /9/), which are related through the unitary matrix S :

$$\phi_{out}(x) = S \phi_{in}(x) S^{-1} \quad (4)$$

Then the retarded and advanced matrix elements of the scattering amplitudes \mathbb{M} for the two-body process $p+k \rightarrow p'+k'$ (where p is the nucleon momentum, k is the meson momentum before the collision, p', k' the same quantities after the collision) may be written in the form /9/:

$$\mathbb{M}^{ret}(p', k'; p, k) = i \int \exp \frac{i}{2} (k+k', x) \langle p' | \frac{\delta}{\delta \phi(\frac{x}{2})} \left[\frac{\delta S}{\delta \phi(-\frac{x}{2})} S^+ \right] | p \rangle, \quad (5)$$

$$\mathbb{M}^{adv}(p', k'; p, k) = i \int \exp \frac{i}{2} (k+k', x) \langle p' | \frac{\delta}{\delta \phi(-\frac{x}{2})} \left[\frac{\delta S}{\delta \phi(\frac{x}{2})} S^+ \right] | p \rangle, \quad (5')$$

These processes do not yet imply the causality of the processes.

Denoting the one-particle matrix elements by

$$\Phi_{p'p}^{ret}(x) = i \langle p' | \frac{\delta}{\delta \phi(\frac{x}{2})} \left[\frac{\delta S}{\delta \phi(-\frac{x}{2})} S^+ \right] | p \rangle \quad (6)$$

and

$$\Phi_{p'p}^{adv}(x) = i \langle p' | \frac{\delta}{\delta \phi(-\frac{x}{2})} \left[\frac{\delta S}{\delta \phi(\frac{x}{2})} S^+ \right] | p \rangle \quad (6')$$

we notice that

$$\Phi_{p'p}^{ret}(x) = \Phi_{pp'}^{adv}(-x), \quad \Phi_{p'p}^{adv}(x) = \Phi_{pp'}^{ret}(-x) \quad (7)$$

(In the following, for the notational simplicity we shall often omit the indices p and p' . Instead of $\Phi_{pp}(x)$ we shall write $\Phi(x)$). It follows from (7) that the Fourier transforms of the corresponding functions possess the properties:

$$\tilde{\Phi}^{ret}(Q) = \tilde{\Phi}^{adv}(-Q), \quad \tilde{\Phi}^{adv}(Q) = \tilde{\Phi}^{ret}(-Q) \quad (8)$$

Now we consider possible types of the causality violation which are compatible with the usual form of the causality for large distances r and large time intervals t .

We will be concerned at first with the usual retarded $F^{\text{ret}}(x)$ and advanced $F^{\text{adv}}(x)$ propagation functions.

In Fig. 1 the shaded area shows the space-time region where these functions may be different from zero. At the same time

$$F^{\text{adv}}(x) = F^{\text{ret}}(-x). \quad (9)$$

The corresponding acausal functions will be designated by $\Phi(x)$. The causality violation is supposed to be that these functions may be different from zero outside the shaded area as well. However, they must decrease sufficiently rapidly as we go into the "forbidden" region:

$$\Phi^{\text{ret}}(x) \rightarrow 0 \quad \text{at} \quad L = \frac{1}{\sqrt{2}}(r-t) \rightarrow \infty, \quad (10)$$

$$\Phi^{\text{adv}}(x) \rightarrow 0 \quad \text{at} \quad L = \frac{1}{\sqrt{2}}(r+t) \rightarrow \infty \quad (10')$$

A more special case would have taken place if causality has been violated only near the vertex of the light cone. Here in (10) and (10') we should mean $R \rightarrow \infty$ instead of $L \rightarrow \infty$.

The remaining functions may be constructed in the usual manner out of $\Phi^{\text{ret}}(x)$ and $\Phi^{\text{adv}}(x)$. The acausal analogue of the causal commutator $\Phi(x)$ is equal to

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \Phi^{\text{ret}}(x) - \Phi^{\text{adv}}(x) = \Phi^+(x) + \Phi^-(x) = \\ &= \langle p' | [j(\frac{x}{2}), j(-\frac{x}{2})] | p \rangle, \end{aligned} \quad (11)$$

where $j(x) = \frac{\delta S}{\delta \phi(x)} S^+$ and Φ^\pm mean the positive and negative-frequency parts of the commutator $\Phi(x)$. Similarly, the acausal analogue of the causal function $\mathcal{D}_c(x)$ is:

$$\Phi_o(x) = \frac{1}{2} [\Phi^{\text{ret}}(x) + \Phi^{\text{adv}}(x)] - \frac{1}{2} [\Phi^+(x) - \Phi^-(x)]. \quad (12)$$

The second requirement which we impose on the acausal propagation functions consists in the conservation of the usual spectrality condition.

It follows naturally from the assumption that the acausality which manifest itself at small distances does not affect the spectrum of free particles. The spectrality condition states that the Fourier transform of the acausal function $\tilde{\Phi}(Q)$:

$$\tilde{\Phi}(Q) = \int \Phi(x) e^{iQx} d^4x \quad (13)$$

must vanish in some region $\mathcal{R}(Q)$ which is the same as that for the corresponding causal function $\tilde{F}(Q)$.

If we put $\frac{1}{2}(p+p') = (\alpha, 0, 0, 0)$ and denote by m_1, m_2 the masses of the lowest intermediate states which may contribute to the terms of the commutator then the region $\mathcal{R}(Q)$ will be determined by the inequality

$$\alpha - \sqrt{\vec{Q}^2 + m_2^2} < Q_0 < -\alpha + \sqrt{\vec{Q}^2 + m_1^2} \quad (14)$$

i.e., this is the region outside two hyperboloids. In the case $\alpha > \frac{m_1 + m_2}{2}$ these hyperboloids intersect. For pion-nucleon scattering, we have:

$$m_1 = 3m, \quad m_2 = M + m.$$

3. Interaction with an Indefinite Signal Propagation.

In what follows we will consider a model of the acausal theory in which the signal propagates not quite along the light cone.

To start, we take the simplest example which is a direct generalization to the relativistic region of the acausality case treated in papers /9/ and /10/.

Let $F^{\text{ret}}(x)$ be a retarded propagation function of the conventional local theory. We assume that in the acausal theory the interaction may propagate inside the shifted light cone (see Fig. 1).

Suppose that the magnitude of the shift is equal to

$$\xi = \alpha n \sigma, \quad (15)$$

where α is a certain small length, n is a characteristic time vector, σ is the invariant parameter (the "proper time").

Then the true acausal propagation function will be

$$\Phi^{\text{ret}}(x) = F^{\text{ret}}(x - \xi). \quad (16)$$

Regarding ξ as a function of σ and introducing the propagation function of the shifts $f(\sigma)$, we can write (16) in a more general form

$$\Phi^{\text{ret}}(x) = \int F^{\text{ret}}[x - \xi(\sigma)] f_1(\sigma) d\sigma. \quad (17)$$

For the advanced functions we shall have, respectively

$$\Phi^{\text{adv}}(x) = \int F^{\text{adv}}[x - \xi(\sigma)] f_2(\sigma) d\sigma. \quad (18)$$

In virtue of condition $f_1(\sigma) = f_2(-\sigma) = f(\sigma)$.

The Fourier-transform of these functions states

$$\tilde{\Phi}^{\text{ret}}(Q) = \tilde{F}^{\text{ret}}(Q) \tilde{f}(Qn\alpha) \quad (19)$$

and

$$\tilde{\Phi}^{\text{adv}}(Q) = \tilde{F}^{\text{adv}}(Q) \tilde{f}(-Qn\alpha), \quad (19')$$

where

$$\tilde{f}(Qn\alpha) = \int e^{iQn\alpha\sigma} f(\sigma) d\sigma. \quad (20)$$

It follows from (11), (19) and (19') that

$$\tilde{\Phi}(Q) = \tilde{F}^{ret}(Q) \tilde{f}(Qn\alpha) - \tilde{F}^{adv}(Q) \tilde{f}(-Qn\alpha) \quad (21)$$

One can just see from here that the spectrality condition is fulfilled if $\tilde{f}(Qn\alpha) = \tilde{f}(-Qn\alpha)$. Besides, since the equality $\tilde{f}(-Qn\alpha) = \tilde{f}^*(Qn\alpha)$ must be also fulfilled, the function $\tilde{f}(Qn\alpha)$ must be even and real.

Further, in the proper coordinate system $n = (1, 0, 0, 0)$, $L = \sqrt{2} \xi$ (cf. Fig. 2); therefore $L \rightarrow \infty$ means that $\sigma \rightarrow +\infty$. It follows from here that the condition of the macroscopic causality will be fulfilled (the "anomalous" signal will be whatever small), if $f(\sigma)$ is a sufficiently rapidly decreasing function at $\sigma \rightarrow \infty$.

It is seen from the formulae (19) and (19') that for the quantities $\tilde{\Phi}^{ret}(Q)/\tilde{f}(Qn\alpha)$ and $\tilde{\Phi}^{adv}(Q)/\tilde{f}(-Qn\alpha)$ there will hold ordinary dispersion relations. The additional singularities of the acausal functions Φ^{ret} and Φ^{adv} coincide with the singularities of the functions $\tilde{f}(\pm Qn\alpha)$.

Note, that if $f(\sigma)$ falls off very sharply with the growth of σ , then in the Q plane appears a singularity on a circle of infinitely large radius. For example:

$$f(\sigma) = \delta(\sigma-1), \quad \tilde{f}(Qn\alpha) = e^{iQn\alpha}, \quad (22)$$

$$f(\sigma) = e^{-\sigma^2}, \quad \tilde{f}(Qn\alpha) = e^{-a^2(Qn\alpha)^2} \quad (22')$$

For a more smooth, exponential decrease there arises a pole

$$f(\sigma) = e^{-\sigma}, \quad \sigma > 0, \quad \tilde{f}(Qn\alpha) = \frac{1}{1 - iQn\alpha} \quad (22'')$$

However, in virtue of what has been said above the spectrality conditions are satisfied by the function (22'') only.

A. Consider now a more general case of the acausal propagation function

$$\Phi^{ret}(x) = \int F^{ret}(x-\xi) \rho_1(\xi, n) d^4\xi, \quad (23)$$

Here the propagation function $F^{ret}(x)$ is again taken over from the conventional causal theory, while the weight function $\rho_1(\xi, n)$ vanishes at $R \rightarrow \infty$. Note that condition (9) requires that $\rho_1(\xi, n) = \rho_2(-\xi, n)$. Therefore, further we omit indices 1 and 2. Due to the vanishing of ρ at $R \rightarrow \infty$ macroscopic causality is fulfilled.

Indeed, the signal Φ^{ret} may be regarded as the one from a certain source $\rho(x)$ extended near the coordinate origin $r, t \sim 0$ (see Fig. 2). Further the Fourier transform states

$$\tilde{\Phi}^{ret}(Q) = \tilde{F}^{ret}(Q) \tilde{\rho}(Q, n), \quad (24)$$

$$\tilde{\Phi}^{adv}(Q) = \tilde{F}^{adv}(Q) \tilde{\rho}(-Q, n), \quad (24')$$

where $\tilde{\rho}(Q, n)$ is the Fourier-transform of the function $\rho(\xi, n)$. The symmetry conditions (8) require that

$$\tilde{\rho}(-Q, n) = \tilde{\rho}(Q, n), \quad \tilde{\rho}(-Q, n) = \tilde{\rho}^*(Q, n) \quad (24'')$$

Then

$$\tilde{\Phi}(Q) = [\tilde{F}^{\text{ret}}(Q) - \tilde{F}^{\text{adv}}(Q)] \tilde{\rho}(Q, n) \quad (24''')$$

These functions evidently vanish in the region $\mathcal{R}(Q)$ and, hence, the spectral condition is fulfilled.

Note, that the analytic properties of the functions $\tilde{\Phi}(Q) / \tilde{\rho}(Q, n)$ coincide with the analytic properties of these functions in causal field theory.

As we have pointed out above the appearance of essential singularities (at infinity) of the function

$\tilde{\rho}(I_Q, Q^2)$ is rather an anomaly than a usual situation.

Indeed, for this the space-time region of acausality should be sharply bounded (sharper than by an exponent).

In particular, by a sharp cut off $\rho(x, n) = \frac{4}{\pi^2 \alpha^4} \int_0^{a^2} d\xi \delta(\xi - R^2)$ we shall have

$$\tilde{\rho}(I_Q, Q^2) = \frac{4}{\pi^2 \alpha^4} \int d^4x e^{iQx} \int_0^{a^2} d\xi \delta(\xi - R^2) = \quad (25)$$

$$\frac{8}{\alpha^2 [2(Qn)^2 - Q^2]} J_2(\alpha \sqrt{2(Qn)^2 - Q^2}),$$

where $J_2(z)$ is the Bessel function. Since asymptotically $J_2(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos(z - \frac{5}{4}\pi)$,

then $\tilde{\rho}(I_Q, Q^2)$ will have a singularity at infinity. This is clearly seen in the proper coordinate system $n = (1, 0, 0, 0)$, where the invariant

$$\sqrt{2(Qn)^2 - Q^2} = \sqrt{Q_0^2 + \vec{Q}^2}$$

In particular, if this is a Breit system then $\sqrt{Q_0^2 + \vec{Q}^2} = \sqrt{2\omega^2 - m^2 - \vec{q}^2}$, where ω is the meson energy, m is its mass, \vec{q} is the momentum transfer. When $\vec{q} = 0$, $|\omega| \gg m$ the function $\tilde{\rho}$ will contain the factor $\exp(\pm i\sqrt{2}\omega\alpha)$. For the Gaussian distribution

$$\rho(x) = \frac{1}{\alpha^4} \exp\left(-\frac{R^2}{\alpha^2}\right), \quad \tilde{\rho}(I_Q, Q^2) = \exp\left\{-\frac{\alpha^2}{4}[2(Qn)^2 - Q^2]\right\}$$

and the essential singularity is due to the factor $\exp\left(-\frac{\alpha^2 \omega^2}{2}\right)$.

Now we consider in more detail the case when $\rho(x)$ decreases exponentially, or in a more general form

$$\rho(x) \approx R^m \exp\left(-\frac{R}{\alpha}\right) \quad (26)$$

In this case there appear additional poles in the plane ω .

For the sake of definiteness, we will be concerned with the case

$$\rho(x) = \frac{1}{8 \pi \alpha^2 R^2} \exp\left(-\frac{R}{\alpha}\right) \quad (27)$$

(the factor α^n is chosen so that $\tilde{\rho}(Q) \rightarrow 1$ when $\alpha \rightarrow 0$). Then

$$\tilde{\rho}(Q) = \frac{1}{1 + \alpha^2 [2(Qn)^2 - Q^2]} \quad (28)$$

Or in the Breit system

$$\tilde{\rho}(Q) = \frac{1}{1 + \alpha^2 (2\omega^2 - m^2 - q^2)} \quad (29)$$

As far as there is no essential singularity at infinity, the dispersion relations with the necessary subtractions may be written for the observed matrix element $\mathfrak{M}(k', p'; k, p)$.

Note that the case (A) treated above is formally obtained from (17), if we put

$$\rho(\xi, n) = \int \delta(\xi - \alpha n \sigma) f(\sigma) d\sigma$$

and integrate over ξ .

B. Now we consider the case when the causality is violated only near the vertex of the light cone. Here one can suppose:

$$\Phi^{\text{ret}}(x) = F^{\text{ret}}(x) + \phi^{\text{ret}}(x, n), \quad (30)$$

where $\phi^{\text{ret}}(x, n)$ is an acausal addition to the causal function $F^{\text{ret}}(x)$ vanishing as we go away from the coordinate origin. We assume that $\phi^{\text{ret}}(x, n) = \phi^{\text{ret}}(R^2, xn)$ and that

$$\phi^{\text{ret}}(R^2, xn) \rightarrow 0 \quad (31)$$

$R \rightarrow \infty$

Analogously one can introduce

$$\Phi^{\text{adv}}(x) = F^{\text{adv}}(x) + \phi^{\text{adv}}(x, n)$$

and hence

$$\Phi(x) = \Phi^{\text{ret}}(x) - \Phi^{\text{adv}}(x) = F(x) + \phi(R^2, xn)$$

At the same time

$$\phi(R^2, xn) = \phi^+(R^2, xn) - \phi^-(R^2, xn)$$

Then

$$\begin{aligned} \phi^\pm(Q) &= \int \phi^\pm(R^2, xn) \exp iQx d^4x = \\ &= -\frac{1}{4} \int \phi^\pm(a^2, \beta) e^{i\beta\xi} \exp i \left[\eta a^2 + \frac{R^2(Q-\xi n)}{4\eta} \right] da^2 d\beta d\eta d\xi \quad (32) \end{aligned}$$

$$= \int \phi^{\pm}(\alpha^2, \beta) e^{i\beta\xi} \frac{J_1[\alpha R(Q - \xi n)]}{R(Q - \xi n)} \alpha^2 d\alpha d\beta d\xi$$

Here $R^2(Q - \xi n)$ has the same meaning as in (1) with the substitution of x by $(Q - \xi n)$ in the system where $n = (1, 0, 0, 0)$, $R^2 = (Q_0 - \xi)^2 + \vec{Q}^2$. In this system our expression is of the form

$$\tilde{\phi}^{\pm}(Q) = \int \phi^{\pm}(\alpha^2, \beta) e^{i\beta\xi} \frac{J_1[\alpha\sqrt{(Q_0 - \xi)^2 + \vec{Q}^2}]}{\sqrt{(Q_0 - \xi)^2 + \vec{Q}^2}} \alpha^2 d\alpha d\beta d\xi$$

In virtue of the spectrality conditions $\tilde{\phi}^+(Q) = 0$ for all Q satisfying the inequality $Q_0 > -\alpha + \sqrt{\vec{Q}^2 + m_1^2}$. Similarly $\tilde{\phi}^-(Q) = 0$ for all Q satisfying the inequality $Q_0 > \alpha - \sqrt{\vec{Q}^2 + m_2^2}$.

The expression

$$(Q_0 - \xi)^2 + \vec{Q}^2 = R^2(\xi) \quad (33)$$

is a family of the circumferences of radius R and the coordinates of the centre $(\xi, 0, 0, 0)$. We choose $R(\xi) = R_0(\xi)$ so that the hyperballs (14) would be envelopes for our family of the circumferences. Then for the upper hyperboloid

$$R_0^+(\xi) = \frac{(\xi + \alpha)^2}{2} - m_1^2 \quad (34)$$

and ξ must change within the interval $[-\infty, 2m_1 - \alpha]$. Here the lower boundary is found from the requirement that $Q = \pm \sqrt{\frac{(\xi + \alpha)^2}{4} - m_1^2}$ be a real value. Similarly for the lower hyperboloid

$$R_0^-(\xi) = \frac{(\xi - \alpha)^2}{2} - m_2^2 \quad (35)$$

and ξ must change within the interval $[-(2m_2 - \alpha), -\infty]$. Therefore, in order to satisfy the causality conditions it is necessary that the integrands would vanish outside the given intervals. Thus, the spectrality conditions are written down in the form

$$\iint \phi^{\pm}(\alpha^2, \beta) e^{i\beta\xi} d\beta J_1(\alpha\sqrt{(Q_0 - \xi)^2 + \vec{Q}^2}) \alpha^2 d\alpha = \begin{cases} R f^{\pm}(R, \xi) & \text{for } R \leq R_0^{\pm}(\xi) \\ 0 & \text{for } R > R_0^{\pm}(\xi) \end{cases} \quad (36)$$

where ξ changes within the above-mentioned intervals. It follows from theorem ^{11/} that if

$$\int \alpha \phi^{\pm}(\alpha^2, \beta) e^{i\beta\xi} d\beta = \int_0^{R_0^{\pm}(\xi)} R' f^{\pm}(R', \xi) J(\alpha R') R' dR' \quad (37)$$

and $f^\pm(R', \xi)$ is a holomorphic function of R' on the segment from 0 up to $R'(\xi)$, then the spectrality conditions (36) will be fulfilled ^{x/}. Substituting (37) into (32) we get:

$$\phi(Q) = \int_{2m_1 - a}^{\infty} d\xi \frac{\mathcal{P}}{\pi i} \int_0^{R_0^+(\xi)} \frac{f^+(z, \xi) dz^2}{z^2 - [(Q_0 - \xi)^2 + Q^2]} \quad (38)$$

$$- \int_{-\infty}^{-(2m_2 - a)} d\xi \frac{\mathcal{P}}{\pi i} \int_0^{R_0^-(\xi)} \frac{f^-(z, \xi) dz^2}{z^2 - [(Q_0 - \xi)^2 + Q^2]}$$

where $f^\pm(z, \xi)$ are the holomorphic functions of the variable z on the half-axis from 0 to ∞ . As to the analytic properties of ϕ^{ret} in the continuation in ω to the upper half-plane or in the continuation of ϕ^{adv} to the lower half-plane, they are determined by the properties $f^{\text{ret}}(z, \xi)$ which is a Bessel transform of index 1 in the first argument and the Fourier transform in the second argument of the function $\phi^{\text{ret}}(a, \beta)$. One can see by examples that the above-formulated causality condition (31) allows a wide class of analyticity violations involving the appearance of poles, cuts, and singularities.

4. Dispersion Relations

At first we consider the case A) when the scattering amplitude may be represented in the form

$$\mathfrak{M}(p', k'; p, k) = N(p', k'; p, k) \tilde{\rho}(p', k'; p, k) \quad (39)$$

or $N(p', k'; p, k) = \mathfrak{M}(p', k'; p, k) \tilde{\rho}^{-1}(p', k'; p, k)$, where $N(p', k'; p, k)$ is the scattering amplitude which possesses all the usual analytic properties of the causal scattering amplitude, and $\tilde{\rho}(p', k'; p, k)$ is the real function determined in §3B. To go on with the construction of dispersion relations we choose a special coordinate system - the Breit system in which the expression (3) will be rewritten as

$$N(\omega, \lambda \vec{e}) = \mathfrak{M}(\omega, \lambda \vec{e}) \tilde{\rho}^{-1}(\omega, \lambda \vec{e}), \quad (40)$$

x/

This theorem states: If the real part exceeds 1 and if

$$f(\lambda) = \int_p^q \phi(p) J_n(\lambda p) p dp \quad 0 \leq p < q < \infty$$

then

$$\int_0^{\infty} f(\lambda) J_n(\lambda r) \lambda d\lambda = \begin{cases} \phi(r), & p < r < q \\ 0, & 0 < r < p, q < r < \infty \end{cases}$$

where ω is the meson energy, e is the unit ort $\perp p$ and $\lambda = \sqrt{\omega^2 - p^2 - m^2}$. The concrete form of dispersion relations will depend on the order of the growth of ρ^{-1} . Indeed, the dispersion relations in energy for N in case of forward scattering ($\vec{p} = 0$) without subtractions, provided that $\mathfrak{M}^*(\omega) = \mathfrak{M}(-\omega)^{x/}$ are as follows

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \mathfrak{M}(\omega) \rho^{-1}(\omega) &= \frac{2\omega_f \operatorname{Re}[\operatorname{Res} \mathfrak{M}(\omega_f)]}{(\omega^2 - \omega_f^2) \tilde{\rho}(\omega_f)} + \\ &+ \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{\operatorname{Im} \mathfrak{M}(\omega') \omega' d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2) \tilde{\rho}(\omega')} \end{aligned} \quad (41)$$

or

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \mathfrak{M}(\omega) &= \frac{2\omega_f \operatorname{Re}[\operatorname{Res} \mathfrak{M}(\omega_f)]}{(\omega^2 - \omega_f^2)} \frac{\tilde{\rho}(\omega)}{\tilde{\rho}(\omega_f)} + \\ &+ \frac{2}{\pi} \tilde{\rho}(\omega) \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{\operatorname{Im} \mathfrak{M}(\omega') \omega' d\omega'}{(\omega' - \omega) \tilde{\rho}(\omega')} \end{aligned} \quad (41')$$

In the frequency region where $\rho(\omega), \rho(\omega_f) \approx 1$ and if the factor $(\omega'^2 - \omega^2)$ cuts off the integrand stronger than $\rho^{-1}(\omega)$ grows, one obtains ordinary dispersion relations. For the real dispersion relations $\rho^{-1}(\omega')$ must not grow faster than ω' . If $\rho^{-1}(\omega')$ grows faster than ω' then it is necessary to increase the number of subtractions, and the ordinary dispersion relations will no longer hold.

If the growth of $\mathfrak{M}(\omega)$ remains bounded $\sim \omega$ what corresponds at present to the experimental data, then the acausal dispersion relations may be written down for $\mathfrak{M}(\omega)$ directly. They have the form

$$\operatorname{Re} \mathfrak{M}(\omega) = \frac{2\omega_f \operatorname{Re}[\operatorname{Res} \mathfrak{M}(\omega_f)]}{(\omega^2 - \omega_f^2)} + \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{\operatorname{Im} \mathfrak{M}(\omega') \omega' d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2)} + \Psi(\omega), \quad (42)$$

where

$$\Psi(\omega) = \operatorname{Re} \sum_i \frac{1}{2\pi i} \oint_{\circ_i} \frac{\mathfrak{M}(\nu) d\nu}{\nu - \omega} \quad (43)$$

x/

The condition for the field being real is $\phi(x)$.

means the integration over the contours C_i which rule out the singularities of the function $\tilde{\rho}(\nu)$. In particular, if $\tilde{\rho}(\nu)$ has only the poles then for a pair of the conjugated poles we get (cf. (28))

$$\Psi(\omega) = \frac{A + B\omega}{(a - \omega)^2 + b^2} \quad (44)$$

i.e., a relation different from the ordinary dispersion relations not only in the high energy region, but also at low energies (if $A \neq 0$).

In the case B) one cannot write so generally the dispersion relations as it is done in the case A). However, it is possible to apply the following recipe. We divide the total scattering amplitude $\mathfrak{M}(\omega)$ into two parts

$$\mathfrak{M}(\omega) = \mathfrak{M}_n(\omega) + \mathfrak{M}_a(\omega), \quad (45)$$

where $\mathfrak{M}_n(\omega)$ is the scattering amplitude satisfying the 'normal' dispersion relations $\mathfrak{M}(\omega)$ is the acausal part of the amplitude appearing as a result of the causality violation in the vicinity of the vertex of the light cone. In this case the dispersion relations may be written down for the difference

$$\mathfrak{M}_f(\omega) = \mathfrak{M}(\omega) - \mathfrak{M}_a(\omega). \quad (46)$$

We get

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \mathfrak{M}(\omega) &= \frac{2\omega_f \operatorname{Re} [\operatorname{Res} \mathfrak{M}(\omega_f)]}{(\omega^2 - \omega_f^2)} + \\ &- \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{\operatorname{Im} \mathfrak{M}(\omega') \omega' d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2)} + \Psi(\omega), \end{aligned} \quad (47)$$

where

$$\begin{aligned} \Psi(\omega) &= \operatorname{Re} \mathfrak{M}_a(\omega) - \frac{2\omega_f \operatorname{Re} [\operatorname{Res} \mathfrak{M}_a(\omega_f)]}{(\omega^2 - \omega_f^2)} - \\ &- \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{\operatorname{Im} \mathfrak{M}_a(\omega') \omega' d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (48)$$

Since the functions $\phi^{\text{ret}}(R^2, x_n)$ are concentrated near the vertex of the light cone, the function $\mathfrak{M}_a(\omega)$ which is the Fourier transform of $\phi^{\text{adv}}(R^2, x_n)$ vanishes at $\omega \rightarrow \infty$. If it is

not equal to zero everywhere, it is different from zero also at small frequencies. Therefore the function $\Psi(\omega)$ is different from zero over the whole frequency interval. In virtue of this, the ordinary dispersion relations will not be fulfilled both at high energies and at low ones.

In conclusion we write down the dispersion relations for $\pi - N$ scattering with two subtractions under the assumption that the scattering amplitude $\mathfrak{M}(\omega)$ is at infinity $\sim \omega$ and has singularities on the imaginary axis:

$$\tilde{\rho}(\omega) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \omega^2} \quad \text{where} \quad \Omega = \frac{1}{\alpha}$$

and α is a universal length. Thus, the amplitude $\mathfrak{M}(\omega)$ has additional poles at the points $\omega = \pm i\Omega$.

For charged pions we obtain in this case:

$$D_+^{(0)}(\omega) + D_-^{(0)}(\omega) - D_+^{(0)}(\omega_0) - D_-^{(0)}(\omega_0) = \frac{2}{\pi} (\omega^2 - \omega_0^2) \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{[A_+(\omega') + A_-(\omega')] \omega' d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_0^2)} + \quad (49)$$

$$\frac{2g^2}{M} \left(\frac{m^2}{2M}\right)^2 \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{[\omega^2 - (\frac{m^2}{2M})^2][\omega_0^2 - (\frac{m^2}{2M})^2]} + \Psi_+^{(0)}(\omega),$$

$$D_+^{(0)}(\omega) - D_-^{(0)}(\omega) - \frac{\omega}{\omega_0} \{D_+^{(0)}(\omega_0) - D_-^{(0)}(\omega_0)\} = \frac{2}{\pi} \omega (\omega^2 - \omega_0^2) \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{[A_+(\omega') - A_-(\omega')] d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_0^2)} + \quad (49')$$

$$\frac{2g^2 m^2}{M^2} \frac{\omega(\omega^2 - \omega_0^2)}{[\omega^2 - (\frac{m^2}{2M})^2][\omega_0^2 - (\frac{m^2}{2M})^2]} + \Psi_-^{(0)}(\omega), \quad (49'')$$

$$D_+^{(1)}(\omega) + D_-^{(1)}(\omega) - \frac{\omega}{\omega_0} \{D_+^{(1)}(\omega) + D_+^{(1)}(\omega_0)\} = \frac{2}{\pi} \omega (\omega^2 - \omega_0^2) \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{[A_+^{(1)}(\omega') + A_-^{(1)}(\omega')] d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_0^2)} + \quad (49''')$$

$$+ \frac{2g^2}{M^2} \frac{\omega(\omega^2 - \omega_0^2)}{[\omega^2 - (\frac{m^2}{2M})^2][\omega_0^2 - (\frac{m^2}{2M})^2]} + \Psi_+^{(1)}(\omega),$$

$$D_+^{(1)}(\omega) - D_-^{(1)}(\omega) - D_+^{(1)}(\omega_0) + D_-^{(1)}(\omega_0) = \frac{2}{\pi} (\omega^2 - \omega_0^2) \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{[A_+^{(1)}(\omega') - A_-^{(1)}(\omega')] \omega' d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_0^2)} + \quad (49''')$$

$$\frac{2g^2}{M} \left(\frac{m^2}{2M}\right)^2 \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{[\omega^2 - (\frac{m^2}{2M})^2][\omega_0^2 - (\frac{m^2}{2M})^2]} + \Psi_-^{(1)}(\omega);$$

for neutral

$$\begin{aligned}
 D_0^{(0)}(\omega) - D_0^{(0)}(\omega_0) &= \\
 &= \frac{2}{\pi} (\omega^2 - \omega_0^2) \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{A_0^{(0)}(\omega') d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_0^2)} + \\
 &\frac{g^2}{M} \left(\frac{m^2}{2M}\right)^2 \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{[\omega^2 - (\frac{m^2}{2M})^2][\omega_0^2 - (\frac{m^2}{2M})^2]} + \Psi_0^{(0)}(\omega),
 \end{aligned} \tag{50}$$

$$\begin{aligned}
 D_0^{(1)}(\omega) - \frac{\omega}{\omega_0} D_0^{(1)}(\omega_0) &= \\
 \frac{2}{\pi} \omega (\omega^2 - \omega_0^2) \mathcal{P} \int_m^\infty \frac{A_0^{(1)}(\omega') d\omega'}{(\omega'^2 - \omega^2)(\omega'^2 - \omega_0^2)} + \\
 \frac{g^2}{M^2} \frac{\omega(\omega^2 - \omega_0^2)}{[\omega^2 - (\frac{m^2}{2M})^2][\omega_0^2 - (\frac{m^2}{2M})^2]} + \Psi_0^{(1)}(\omega).
 \end{aligned} \tag{50'}$$

Additional terms

$$\Psi_+^{(0)}(\omega), \Psi_-^{(0)}(\omega), \Psi_+^{(1)}(\omega), \Psi_-^{(1)}(\omega), \Psi_0^{(0)}(\omega), \Psi_0^{(1)}(\omega),$$

may be written out in the form

$$\Psi_+^{(0)}(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\Omega^2 + \omega_0^2} \tilde{\rho}(\omega) [d_+^{(0)}(i\Omega) + d_-^{(0)}(i\Omega)], \tag{51}$$

$$\Psi_-^{(0)}(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\Omega^2 + \omega_0^2} \tilde{\rho}(\omega) \frac{\omega}{\Omega} [a_+^{(0)}(i\Omega) - a_-^{(0)}(i\Omega)], \tag{51'}$$

$$\Psi_+^{(1)}(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\Omega^2 + \omega_0^2} \tilde{\rho}(\omega) \frac{\omega}{\Omega} [a_+^{(1)}(i\Omega) + a_-^{(1)}(i\Omega)], \tag{51''}$$

$$\Psi_-^{(1)}(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\Omega^2 + \omega_0^2} \tilde{\rho}(\omega) [d_+^{(1)}(i\Omega) - d_-^{(1)}(i\Omega)]. \tag{51'''}$$

$$\Psi_0^{(0)}(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\Omega^2 + \omega_0^2} \tilde{\rho}(\omega) d_0^{(0)}(i\Omega), \tag{52}$$

$$\Psi_0^{(1)}(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\Omega^2 + \omega_0^2} \frac{\omega}{\Omega} \tilde{\rho}(\omega) d_0^{(1)}(i\Omega), \tag{52'}$$

where

$$d(z) = \operatorname{Re} N(z), \quad a(z) = \operatorname{Im} N(z).$$

Suppose that

$$d(i\Omega) \underset{\Omega \rightarrow \infty}{\sim} \alpha \Omega^m, \quad \alpha(i\Omega) \underset{\Omega \rightarrow \infty}{\sim} \beta \Omega^n,$$

where $m \leq 0$ $n \leq 1$,

then the additional terms $\Psi(\omega)$ will be of the order

$$\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\Omega^2 + \omega^2} \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \omega^2} \alpha \Omega^m, \quad (53)$$

$$\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\Omega^2 + \omega^2} \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \omega^2} \frac{\omega}{\Omega} \beta \Omega^n.$$

It is seen from here that at $\omega \ll \Omega$ the additional terms are small. But they become essential at $\omega \geq \Omega$. If the length $\alpha = \frac{h}{MC} \approx 10^{-14}$ cm, then already in the region ω of several GeV essential deviations from the normal dispersion relations will take place. The analysis made in /12, 13, 14/ shows that with the presently available accuracy the dispersion relations for πN scattering are fulfilled with an accuracy of 5-10% in the region of 0.1 - 0.5 GeV and in the region of 10-20 GeV - with an accuracy of 10-20%. This points out that the universal length is probably less than 10^{14} cm.

5. Conclusion

We have considered two types of acausality: the acausality concentrated near the surface of the light cone (the case A) and the acausality concentrated near its vertex (the case B).

A measure of concentration of acausality is a certain universal length α . As such we can take, for example, the Compton nucleon length $\alpha_M = \frac{h}{MC} = 2 \cdot 10^{-14}$ cm. or a characteristic length of weak interaction $\alpha_F = \sqrt{\frac{g_F}{hc}} = 6 \cdot 10^{-17}$ cm. Both these possibilities do not contradict the presently available experimental data.

In the cases A) and B) the conditions of microscopic causality and spectrality were fulfilled.

It turned out that the appearance, due to the acausality of the interaction, of the singularities at infinity in the complex plane ω is rather an exception than a rule: for this it is necessary to bound sufficiently sharply the space-time region in which the usual causality is violated.

Besides, one should borne in mind that the appearance of the factor $e^{i\alpha\omega}$ in the scattering amplitude will lead, in virtue of the optical theorem, to the oscillations of the total cross sections, while the appearance of the factor $e^{-\alpha^2\omega^2}$ to an essential decrease of the total cross section with the increasing ω .

Both these possibilities are likely to be in contradiction with the well-known experimental facts. One can draw a conclusion that the space-time region of acausality must have a diffuse boundary (the decrease is not faster than the exponential one).

In this case no singularities appear at infinity in the complex plane ω . However, there appear other additional singularities coinciding with those of the Fourier transforms of the functions $\rho(x,)$ (cf. (23)) or $\phi^{ret}(x, n)$ (cf. (30)). These function do not vanish in the spatial region of the variable $x \sim \alpha$

and therefore the singularities of their Fourier transforms differ from the usual singularities characteristic of causal theory.

In view of these new singularities the dispersion relations for the scattering amplitude suffer this or that change, what depends on the nature of the singularities of the function $\tilde{\rho}(Q, n)$ or $\tilde{\phi}(Q, n)$

This change is displayed in the appearance in the dispersion relation of additional terms of the type $\Psi(\omega)$, (51) and (52) in the general case are essential not only in the high energy region ($\omega \gg \frac{1}{\alpha}$) but also over the whole energy interval involving low energies.

The example given in the previous Section shows that the universal length α is probably less than 10^{14} cm. If this is so, then in order to find acausality it is necessary to make the verification of dispersion relations more precise. In particular, when $\alpha \approx 10^{16}$ cm, for the pions of 10 GeV energy, the accuracy should be higher than 3 %, for 20 GeV pions it should be more than 10%.

Therefore, the experimental verification of the dispersion relations for πN scattering (in this case, the non-physical region ω is known to play no role) seems to be extremely important and apparently quite a real problem of today's experiments.

Although we carried out the calculations in the explicit form for the case when the vector n is an internal vector of a system of interacting particles, all our conclusions hold true for the case when this vector is external, i.e. when the homogeneity of space-time is violated. Here it seems to be more important to check up a possible violation of this homogeneity rather than to verify dispersion relations. This can be accomplished by comparing the results of scattering experiments (of electrons) in the laboratory system and in the centre-of-mass system. When the vector n is external both these systems are equivalent: the system in which space inhomogeneities are at rest is singled out if compared with the others. The validity of this singling out will be treated in another publication.

In conclusion the authors would like to thank the participants of the theoretical seminar and in particular A. Todorov for useful discussions.

References

1. Д.Блохинцев. ДАН XXXII, 669 (1952).
2. D. Blohincev. Nuovo Cim. Suppl. N.4, Ser. X, 3, 629 (1956).
3. D. Blohincev, V. Barasenkov, V. Grishin. Nuovo Cim. Ser. X, vol. IX, 1249 (1958).
4. Д.Блохинцев. Атомная энергия, 15, 105 (1963).
5. Д.Блохинцев, ЖЭТФ, 22, 254 (1952).
6. Л.В. Прохоров, ЖЭТФ, 43, 478 (1963).

7. R.Ingraham. Nuovo Cim., 24, 1117 (1962); 27, 303 (1963); Preprint, Research Centre, New Mexico State Univ. (1963).
8. K.Levy. Preprint, Summes Inst. Theor Phys. University, Wisconsin, Madison (1963).
9. Н.Н.Боголюбов, Б.В.Медведев, М.К.Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношения, Москва (1958).
10. R.Oehme, Phys. Rev., 100, 1503 (1955).
11. I.Sneddon. Fourier Transforms. New-York-Toronto-London (1951).
12. B.Pontecorvo. Ninth Intern. Ann. Conf. on High Energy Phys. USSR, Moscow (1960).
13. Н.П.Клепиков, В.А.Мещеряков, С.Н.Соколов.
Preprint D-584, JINR, Dubna (1960).
14. В.С.Барашенков, В.И.Дедю.
Preprint P-1598 JINR Dunba (1964).

Received by Publishing Department

on April 18, 1964.

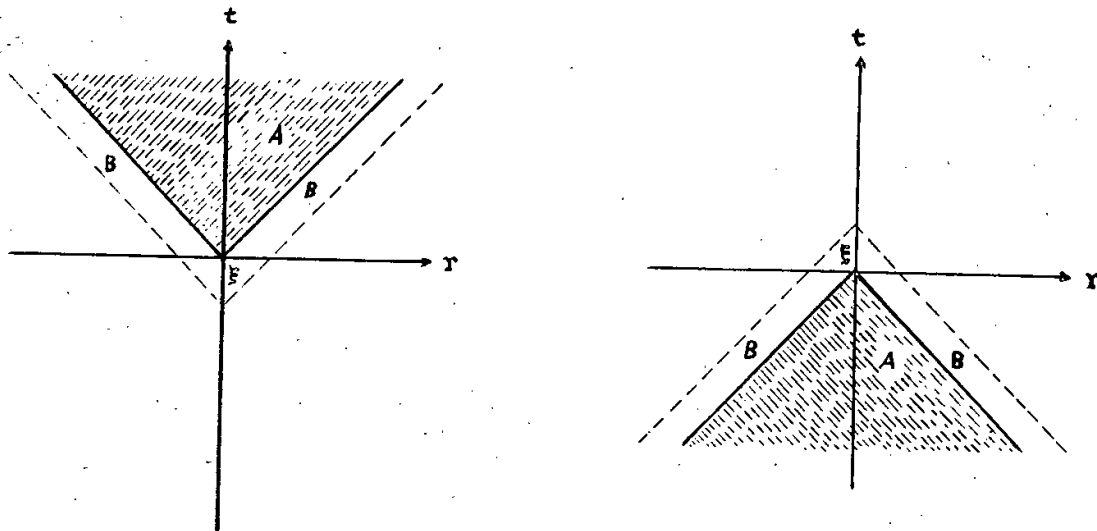


Fig 1. (a) retarded, (b) advanced interaction.

A is the region of usual causality. B is the region of acausality..

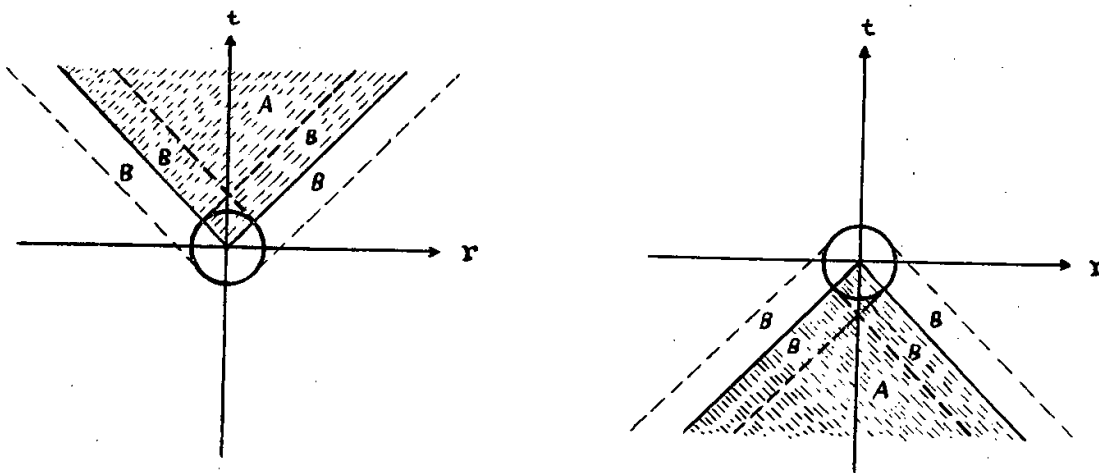


Fig 2 (a) retarded (b) advanced interaction. A is the region of usual causality. B is the region of acausality.

The circle at the centre is the region where $\rho(R) \neq 0$.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3721. Тираж 410. 1,3 уч.-изд. л.
Техн. редактор В.Р. Сарянцева Апрель 1964 г.
Перевод Л.А.Смирновой



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

J.A.Smorodinsky, M.Uhlir, P.Winternitz

E-1591

ON RELATIVISTIC ANGULAR MOMENTUM THEORY

I

Дубна 1964

Винтернитц П., Смородинский Я.А., Углирж М.

E-1591

К теории четырехмерного момента количества движения. I.

Дан явный вид компонент оператора четырехмерного момента количества движения в четырех системах координат в пространстве Лобачевского релятивистских скоростей и полные наборы коммутирующих операторов, определяющие данные системы.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Winternitz P., Smorodinsky J.A., Uhlir, M.,

E-1591

On Relativistic Angular Momentum Theory. I.

Explicit relations are given for the components of the relativistic angular momentum in four coordinate systems in the Lobachevsky space of relativistic velocities. Complete sets of commuting operators determining these systems are considered.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1964.

J.A.Smorodinsky, M.Uhlir, P.Winternitz

E-1591

ON RELATIVISTIC ANGULAR MOMENTUM THEORY

I

Дубна 1964

I. Introduction

In paper^{/1/} invariant expansions of the scattering amplitude are introduced in terms of the eigenfunctions of the Laplace operator in the Lobachevsky space of relativistic velocities. It has been shown^{/2/} that 34 three-orthogonal coordinate systems exist in which the variables of the Laplacian in a three-dimensional space of constant negative curvature are separable. Four of these systems, specially convenient for investigating binary collisions^{/3/}, i.e. those which have one center and are axially symmetrical have been studied in detail in^{/1/}.

In this paper we shall consider some of the properties of these four systems from the point of view of group theory and their connection with the four-dimensional angular momentum. Complete systems of commuting operators, corresponding to definite subgroups of the homogeneous Lorentz group, are introduced in each of these systems. The classical quantities corresponding to these operators are given explicitly and electromagnetic fields, in which they are conserved, are calculated.

II. Infinitesimal Operators of the Homogeneous Lorentz Group

We shall work in the space of functions determined on the upper sheet of a two-sheet three-dimensional hyperboloid, which is an invariant hyper-surface in the four-dimensional velocity space (this is a realization of the Lobachevsky space).

Let us consider representations of the homogeneous Lorentz group which have eigenfunctions of the Laplacian on the hyperboloid as their basis vectors and write down explicitly the infinitesimal operators. In the following A_i are the infinitesimal operators of space rotations, B_i of hyperbolic ones. Other notations are the same as in^{/1/}. The infinitesimal operators can be obtained by solving the Killing equations^{/4/}, or directly as they are obtained in^{/5/} for the rotation group.

Spherical system S.

$$A_1 = \cos \phi \frac{\partial}{\partial \theta} - \cot \theta \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (1)$$

$$A_2 = -\sin \phi \frac{\partial}{\partial \theta} - \cot \theta \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$A_3 = \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_1 = \sin \theta \sin \phi \frac{\partial}{\partial a} + \operatorname{cth} a \cos \theta \sin \phi \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \operatorname{cth} a \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_2 = \sin \theta \cos \phi \frac{\partial}{\partial a} + \operatorname{cth} a \cos \theta \cos \phi \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{1}{\sin \theta} \operatorname{cth} a \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_3 = \cos \theta \frac{\partial}{\partial a} - \sin \theta \operatorname{cth} a \frac{\partial}{\partial \theta}$$

Hyperbolical system II

$$A_1 = \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$A_2 = -\operatorname{sh} b \cos \phi \frac{\partial}{\partial a} + \operatorname{th} a \operatorname{ch} b \cos \phi \frac{\partial}{\partial b} - \frac{1}{\operatorname{sh} b} \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

(2)

$$A_3 = \operatorname{sh} b \sin \phi \frac{\partial}{\partial a} - \operatorname{th} a \operatorname{ch} b \sin \phi \frac{\partial}{\partial b} - \frac{1}{\operatorname{sh} b} \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_1 = \operatorname{ch} b \frac{\partial}{\partial a} - \operatorname{th} a \operatorname{sh} b \frac{\partial}{\partial b}$$

$$B_2 = \sin \phi \frac{\partial}{\partial b} + \operatorname{cth} b \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_3 = \cos \phi \frac{\partial}{\partial b} - \operatorname{cth} b \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

Cylindrical system C:

$$A_1 = \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$A_2 = -\operatorname{ch} a \operatorname{th} b \cos \phi \frac{\partial}{\partial a} + \operatorname{sh} a \cos \phi \frac{\partial}{\partial b} - \operatorname{sh} a \operatorname{cth} b \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

(3)

$$A_3 = \operatorname{ch} a \operatorname{th} b \sin \phi \frac{\partial}{\partial a} - \operatorname{sh} a \sin \phi \frac{\partial}{\partial b} - \operatorname{sh} a \operatorname{cth} b \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_1 = \frac{\partial}{\partial a}$$

$$B_2 = -\operatorname{sh} a \operatorname{th} b \sin \phi \frac{\partial}{\partial a} + \operatorname{ch} a \sin \phi \frac{\partial}{\partial b} + \operatorname{ch} a \operatorname{cth} b \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_3 = -\operatorname{sh} a \operatorname{th} b \cos \phi \frac{\partial}{\partial a} + \operatorname{ch} a \cos \phi \frac{\partial}{\partial b} - \operatorname{ch} a \operatorname{cth} b \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

Horospherical system O:

$$A_1 = r \cos \phi \frac{\partial}{\partial a} - \frac{e^{-a}}{2} [-e^{-a} + (r^2 + 1)e^a] \cos \phi \frac{\partial}{\partial r} + \frac{e^{-a}}{2r} [-e^{-a} + (-r^2 + 1)e^a] \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$A_2 = -r \sin \phi \frac{\partial}{\partial a} + \frac{e^{-a}}{2} [-e^{-a} + (r^2 + 1)e^a] \sin \phi \frac{\partial}{\partial r} + \frac{e^{-a}}{2r} [-e^{-a} + (-r^2 + 1)e^a] \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

(4)

$$A_3 = \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_1 = r \sin \phi \frac{\partial}{\partial a} - \frac{e^{-a}}{2} [-e^{-a} + (r^2 - 1)e^a] \sin \phi \frac{\partial}{\partial r} + \frac{e^{-a}}{2r} [e^{-a} + (r^2 + 1)e^a] \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_2 = r \cos \phi \frac{\partial}{\partial a} - \frac{e^{-a}}{2} [-e^{-a} + (r^2 - 1)e^a] \cos \phi \frac{\partial}{\partial r} - \frac{e^{-a}}{2r} [e^{-a} + (r^2 + 1)e^a] \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi}$$

$$B_3 = -\frac{\partial}{\partial a} + r \frac{\partial}{\partial r}$$

Note that the commutation relations for these operators are the same in all systems,

$$\begin{aligned} [A_i, A_k] &= \epsilon_{ikl} A_l \\ [A_i, B_k] &= \epsilon_{ikl} B_l \\ [B_i, B_k] &= -\epsilon_{ikl} A_l \end{aligned} \quad (5)$$

However, the matrix "canonical" form of these operators will differ in each system and will coincide with that given in ^{5,6/} only in the S -system.

The connection with the four-dimensional angular momentum is given in all four systems by the formulas (using the metric $ds^2 = du_0^2 - du_1^2 - du_2^2 - du_3^2$)

$$\begin{aligned} M_{kl} &= -i \left(u_k \frac{\partial}{\partial u_l} - u_l \frac{\partial}{\partial u_k} \right) = i \epsilon_{klm} A_m \\ M_{0k} &= u_0 \frac{\partial}{\partial u_k} + u_k \frac{\partial}{\partial u_0} = B_k \end{aligned} \quad (6)$$

$k, l, m = 1, 2, 3$

III. Invariants of the Lorentz Group and its Subgroups

It is well-known ^{6/} that the homogeneous Lorentz-group has two invariants

$$\begin{aligned} \Delta_L &= \sum_{k=1}^3 (B_k^2 - A_k^2) \\ \Delta' &= \sum_{k=1}^3 A_k B_k \end{aligned} \quad (7)$$

In our case the first is equal to the Laplacian on the hyperboloid, the second is related to the intrinsic spin and is equal to zero identically.

The difference between the systems S, H, C and O is in invariants corresponding not to the whole Lorentz group, but to definite subgroups, i.e. commuting only with all of the operators of the subgroup. The separation of variables in the Laplace equation

$$\Delta_L f(u) = -(p^2 + 1) f(u) \quad (8)$$

is directly connected with these subgroup invariants and the function $f(u)$ will in each system be an eigenfunction of the complete set of such (commuting) invariants. The eigenvalues, originating as separation constants in (8), will play the

role of quantum numbers. The quantum number p always corresponds to the invariant Δ_L . Note that all the eigenfunctions, corresponding to a certain p form the basis of an irreducible (in general infinite) representation of the Lorentz group.

Let us consider all four coordinate systems from this point of view.

The S system. The invariants are

$$L^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 = \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \cot \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (9)$$

$$L_z = A_3 = \frac{\partial}{\partial \phi}$$

and they correspond to the three-parametrical rotation group and to its one-parametrical subgroup. Here we naturally obtain the quantum numbers l and m (usual three-dimensional angular momentum and its projection).

H - system. The invariants are

$$H^2 = B_2^2 + B_3^2 - A_1^2 = \frac{\partial^2}{\partial b^2} + \operatorname{cth} b \frac{\partial}{\partial b} + \frac{1}{\operatorname{sh}^2 b} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (10)$$

$$L_z = A_1 = \frac{\partial}{\partial \phi}$$

and correspond to the three-dimensional Lorentz group with the infinitesimal operators B_2 , B_3 and A_1 and to its subgroup - space rotations around the axis 1. This gives rise to the quantum numbers a and m where $a = -\frac{1}{2} + iq$.

C - system. This system is symmetrical with respect to space and hyperbolic rotations. The invariants are

$$L_z = A_1 = \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (11)$$

$$K_x = B_1 = \frac{\partial}{\partial a}$$

and correspond simply to the one-parametrical groups of rotations in the (23) plane or (01) plane respectively. The corresponding quantum numbers are r and m .

O - system. The invariant operators are

$$O^2 = (B_1 + A_2)^2 + (B_2 - A_1)^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (12)$$

$$L_z = A_3 = \frac{\partial}{\partial \phi}$$

and correspond to a three-parametrical group with the infinitesimal operators

$A_3, B_1 + A_2, B_2 - A_1$. Their commutation relations are

$$[A_3, B_1 + A_2] = B_2 - A_1, \quad [A_3, B_2 - A_1] = -(B_1 + A_2) \quad (13)$$

$$[B_1 + A_2, B_2 - A_1] = 0$$

and we see that infinitesimally they determine the group of motions of an Euclidean plane (one rotation, two translations). In our case the finite group is the group of motions on an horosphere. The operator Δ^2 is the Laplacian on a plane in cylindrical coordinates, which explains why the corresponding eigenfunctions are Bessel functions. As usual L_z just corresponds to rotations around one axis.

IV. Related Topics in Classical Dynamics

The connection between the infinitesimal operators and relativistic angular momentum has already been stressed. To illustrate the physical meaning of the subgroup invariants, let us consider the coordinate space. All the coordinate systems introduced in velocity space, can naturally also be introduced in the x - space, e.g. the S - system can be written as

$$\begin{aligned} x_0 &= x \operatorname{ch} a \\ x_3 &= x \operatorname{sh} a \cos \theta \\ x_2 &= x \operatorname{sh} a \sin \theta \cos \phi \\ x_1 &= x \operatorname{sh} a \sin \theta \sin \phi \end{aligned} \quad (14)$$

(x and a can also be complex). Formulas (1) - (4) hold, if the right hand sides are multiplied by x .

Let x^i be arbitrary curvilinear coordinates. The infinitesimal operators of the homogeneous Lorentz group can be written as ^[7]:

$$\begin{aligned} X_a &= \xi_{(a)}^i \frac{\partial}{\partial x^i} \\ i &= 1, \dots, 4 \\ a &= 1, \dots, 6 \end{aligned} \quad (15)$$

where ξ_a^i are solutions of the Killing equations.

A linear first integral

$$C^{(a)} = \xi_{i(a)} \frac{dx^i}{ds} \quad (16)$$

of the geodesic equation corresponds to each such operator.

We shall not write down the values of all such integrals in our systems, but only consider combinations of them corresponding to the subgroup invariants.

The group invariant Δ_L corresponds to the classical quantity

$$D = \sum_{a=1}^3 C^{(a)2} - \sum_{a=4}^6 C^{(a)2}$$

In Cartesian coordinates this gives

$$D = m^2 \{ x_\mu x^\mu - (x_\mu u^\mu)^2 \} \quad (17)$$

and we see that D is just the square of the four-dimensional angular momentum.

Further let us consider the quantities, corresponding to the invariants of the subgroups (m is the particle rest mass):

S - system

$$L_x \rightarrow \mathcal{L}_x = m x^2 \text{sh}^2 a \sin^2 \theta \frac{d\phi}{ds}$$

$$L^2 \rightarrow \mathcal{L}^2 = m^2 x^4 \text{sh}^4 a \left[\left(\frac{d\theta}{ds} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\phi}{ds} \right)^2 \right] \quad (18)$$

H - system

$$L_x \rightarrow \mathcal{L}_x = m x^2 \text{ch}^2 a \text{sh}^2 b \frac{d\phi}{ds}$$

$$H^2 \rightarrow \mathcal{H}^2 = m^2 x^4 \text{ch}^4 a \left[\left(\frac{db}{ds} \right)^2 + \text{sh}^2 b \left(\frac{d\phi}{ds} \right)^2 \right] \quad (19)$$

C - system

$$L_x \rightarrow \mathcal{L}_x = m x^2 \text{sh}^2 b \frac{d\phi}{ds} \quad (20)$$

O - system

$$K_x \rightarrow \mathcal{K}_x = m x^2 \text{ch}^2 b \frac{da}{ds}$$

$$L_x \rightarrow \mathcal{L}_x = m x^2 r^2 e^{2a} \frac{d\phi}{ds}$$

$$O^2 \rightarrow \mathcal{O}^2 = m^2 x^4 e^{4a} \left\{ \left(\frac{dr}{ds} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\phi}{ds} \right)^2 \right\} \quad (21)$$

We see that in the S - system we just obtain the square of the three-dimensional angular momentum. In the other systems new integrals appear and it is necessary to find the fields in which they are conserved.

Let us consider the equations of motion in curvilinear coordinates

$$m \left\{ \frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma^\mu_{\nu\rho} \frac{dx^\nu}{ds} \frac{dx^\rho}{ds} \right\} = F^\mu \quad (22)$$

F^μ is the Minkowski force; for a charged particle in an electromagnetic field we have

$$F^\mu = e \left(\frac{\partial A^\sigma}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A^\mu}{\partial x^\sigma} \right) u^\sigma \quad (23)$$

where A^μ is the four-dimensional potential, e - the charge of the particle.

Writing equations (22) in the S , H , C and O systems and demanding that \mathcal{L}_x and one of the quantities \mathcal{L}^2 , \mathcal{H}^2 , \mathcal{K}_x or \mathcal{O}^2 should be constant along the trajectory, we obtain conditions on F^μ and hence also on A^μ . Dropping the details we shall only give the final results.

a) The quantities, describing the S system are conserved if $A^\phi = A^\theta = 0$

and A^x and A^a do not depend on θ and ϕ . In cartesian coordinates this gives

$$A_i = x_i \Phi_i(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2, x_0) \quad i = 1, 2, 3 \quad (24)$$

$$A_0 = \Phi_0(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2, x_0)$$

where Φ_1, Φ_2 (here and in the following formulas) are arbitrary functions (of the given variables). This formula and the following ones can of course be simplified by a gauge transformation. Equation (24) is a well-known result - the usual angular momentum is conserved in a spherically symmetrical field.

b) The quantities H^2 and \mathcal{L}_x are conserved in the H -system if $A^b = A^\phi = 0$, A^x and A^a do not depend on b and ϕ . In cartesian coordinates this means

$$A_i = \Phi_i(x_1, x_2^2 + x_3^2 - x_0^2) \quad (25)$$

$$A_\lambda = x_\lambda \phi_\lambda(x_1, x_2^2 + x_3^2 - x_0^2) \quad \lambda = 2, 3, 0$$

c) The quantities \mathcal{L}_x and K_x of the C -system are conserved if $A^a = A^\phi = 0$, A^x and A^b independent on a and ϕ i.e.

$$\begin{aligned} A_0 &= x_0 \Phi_0(x_0^2 - x_1^2, x_2^2 + x_3^2) \\ A_1 &= x_1 \Phi_1(x_0^2 - x_1^2, x_2^2 + x_3^2) \\ A_2 &= x_2 \Phi_2(x_0^2 - x_1^2, x_2^2 + x_3^2) \\ A_3 &= x_3 \Phi_3(x_0^2 - x_1^2, x_2^2 + x_3^2) \end{aligned} \quad (26)$$

d) The quantities \mathcal{O}^2 and \mathcal{L}_x in the O -system are conserved if $A^a = A^\phi = 0$, A^x and A^a independent on r and ϕ i.e.

$$\begin{aligned} A_1 &= x_1 \Phi_1(x_0^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2, x_0 - x_3) \\ A_2 &= x_2 \Phi_2(x_0^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2, x_0 - x_3) \\ A_3 &= \frac{1}{2} \frac{\sqrt{x_\nu x_\mu}}{x_0 - x_3} \Phi_1(x_\nu x_\mu, x_0 - x_3) + \frac{1}{2} \left(\frac{x_2^2 + x_3^2}{(x_0 - x_3)^2} - 1 \right) \frac{x_0 - x_3}{\sqrt{x_\nu x_\mu}} \Phi_2(x_\nu x_\mu, x_0 - x_3) \\ A_0 &= \frac{1}{2} \frac{\sqrt{x_\nu x_\mu}}{x_0 - x_3} \Phi_1(x_\nu x_\mu, x_0 - x_3) + \frac{1}{2} \left(\frac{x_2^2 + x_3^2}{(x_0 - x_3)^2} + 1 \right) \frac{x_0 - x_3}{\sqrt{x_\nu x_\mu}} \Phi_2(x_\nu x_\mu, x_0 - x_3) \end{aligned} \quad (27)$$

The results of this chapter can be used to write down directly the first integrals of the equations of motion of a particle in fields of the type (24)-(27).

V. Conclusion

We have already mentioned that a number of other coordinate systems, mostly of the elliptic type, exist, in which the variables in the Laplacian separate. These systems are connected with each other by transformations belonging to the 15-parametrical group of conformal transformations. This question and also the relation between the 15-parametrical group and relativistic angular momentum theory will be investigated in a future paper.

R e f e r e n c e s

1. N.Ya.Vilenkin, Ya.A.Smorodinsky. Preprint JINR, E-1503, Dubna, 1964.
2. М.П.Олевский. Мат.сборник, 27, 379 (1950).
3. Я.А.Сморodinский. Атомная энергия, 14, 110 (1963).
4. J.L.Synge. Relativity: The General Theory, North-Holland, 1960). (Russian translation: Дж.Л.Синг. Общая теория относительности, ИЛ., 1963).
5. И.М.Гельфанд, Р.А. Миндос, З.Я.Шапиро. Представления группы вращений и группы Лоренца. ФМ, Москва, 1958.
6. М.А.Наймарк. Линейные представления группы Лоренца, ФМ., Москва, 1958 г.
7. W.R.Davis, G.H.Katzin. Am. J. Phys., 30, 750 (1962).

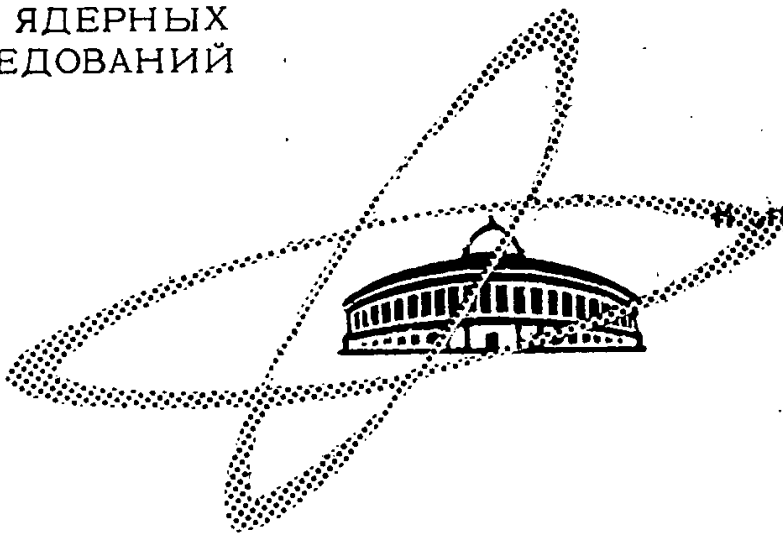
Received by Publishing Department
on March 14, 1964.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3653. Тираж 410. 0,6 уч.-изд. л.
Техн. редактор В.Р. Саранцева Март 1964 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

P-1634 STAT

Дубна



С.М.Биленький, Л.И.Лapidус, Р.М.Рyндин

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ПРОТОННАЯ МИШЕНЬ
В ОПЫТАХ С ЧАСТИЦАМИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release 2014/01/30

CIA-RDP80-00247A003800380001-7 ь в опытах с частицами
высоких энергии

В настоящее время в распоряжении экспериментаторов имеется поляризованная протонная мишень. Рассмотрению ее возможных применений в физике высоких энергий и посвящен настоящий обзор. Наиболее подробно рассмотрено нуклон-нуклонное рассеяние, рассеяние π -мезонов нуклонами и вопросы определения четностей странных частиц в опытах с поляризованной протонной мишенью. Рассмотрены принципы симметрии и получены основные теоремы, использующиеся при изучении поляризационных явлений.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Bilenky S.M., Lapidus L.I., Ryndin R.M.

P-1634

A Polarized Proton Target for Experiments with High-Energy Particles

The experimenters have presently got at their disposal a polarized proton target. This review is concerned with its possible applications in high-energy physics. Nucleon-nucleon scattering, pion-nucleon scattering and the problem of determining the strange particle parities in experiments with the polarized proton target have been treated in much detail. The symmetry principles have been considered and the main theorems used in studying the polarization phenomena have been given.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release 2014/01/30

CIA-RDP80-00247A003800380001-7 1964.

С.М.Биленький, Л.И.Липидус, Р.М.Рындин

P-1634

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ПРОТОННАЯ МИШЕНЬ
В ОПЫТАХ С ЧАСТИЦАМИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в УФН

Дубна 1964

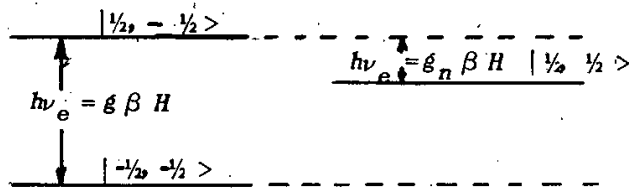
О г л а в л е н и е

| | |
|--|----|
| § 1. Введение | 5 |
| § 2. Соотношение "поляризация-асимметрия" в случае поляризации, перпендикулярной плоскости реакции | 7 |
| § 3. Принципы симметрии и ограничения на вид амплитуды реакции | 15 |
| § 4. Спиновая матрица плотности | 20 |
| § 5. Соотношение "поляризация-асимметрия" в случае произвольного направления поляризации | 24 |
| § 6. Возможные способы определения четностей странных частиц в опытах с поляризованной мишенью | 26 |
| § 7. Рассеяние нуклонов нуклонами | 36 |
| § 8. Мезон-нуклонное рассеяние | 61 |
| § 9. Фоторождение пионов и K -мезонов | 65 |
| § 10. Рассеяние γ -квантов и электронов нуклонами | 69 |
| Литература | 75 |

§ 1. Введение

В последнее время появились сообщения об экспериментах, выполненных на мишени, содержащей поляризованные протоны^{/1-3/}. Во всех этих экспериментах в качестве мишени использовался монокристалл двадцатичетырехводного двойного нитрата лантана-магния $La_2 Mg_3 (NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$, в котором около процента La^{3+} замещается парамагнитными ионами Ce^{3+} или Nd^{3+} . Протоны кристаллизационной воды, которые составляют около 3% кристалла по весу, поляризуются методом так называемой динамической поляризации. Мы изложим здесь вкратце упрощенную схему возникновения поляризации протонов. Читателя, желающего более подробно ознакомиться с механизмом поляризации, мы отсылаем к работам^{/4/}.

Рассмотрим энергетические уровни системы электрон (точнее электронная оболочка парамагнитного иона с эффективным спином $s = \frac{1}{2}$) - протон в постоянном магнитном поле H :



Здесь $|M, m\rangle$ - состояние с проекциями спинов электрона и ядра M и m , β - магнетон Бора, g и g_n - электронный и протонный g - факторы. Благодаря диполь-дипольной связи магнитных моментов электрона и протона невозмущенные состояния $|M, m\rangle$ перемешиваются, и в переменном магнитном поле, перпендикулярном полю H , происходят переходы с одновременным изменением проекций спинов электрона и протона ("запрещенные" переходы). При насыщении, например, перехода $|-1/2, -1/2\rangle \leftrightarrow |1/2, 1/2\rangle$ населенности этих состояний становятся одинаковыми^{x)}

$$N_+ n_+ = N_- n_- , \quad (1.1)$$

где N_+ и n_+ - числа электронов и протонов с проекциями спина $\pm \frac{1}{2}$, соответственно. Если время релаксации разрешенных переходов $|M, m\rangle \leftrightarrow |M \pm 1, m\rangle$ много меньше времени рассматриваемого "запрещенного" перехода под влиянием переменного поля, то распределение электронов близко к бальмановскому

$$\frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{g\beta H}{kT}} \quad (1.2)$$

Из (1.1) и (1.2) находим, что

x) Насыщение "запрещенного" парамагнитного резонанса означает, что время протонной релаксации много больше времени перехода под влиянием внешнего переменного магнитного поля.

$$\frac{n_+}{n_-} = e^{\frac{\beta g_n H}{k T}}, \quad (1.3)$$

откуда для поляризации протонов получаем

$$\mathcal{P} = \frac{n_+/n_- - 1}{n_+/n_- + 1} = \text{th} \frac{g \beta H}{2k T}. \quad (1.4)$$

Очевидно, что в отсутствии переменного поля, поляризация протонов равна

$$\mathcal{P}_{\text{стат}} = \text{th} \frac{g_n \beta H}{2k T}. \quad (1.5)$$

Таким образом, при насыщении парамагнитного резонанса возникает поляризация протонов, значительно превосходящая статическую поляризацию. Из (1.4) и (1.5) следует, что при $\frac{g \beta H}{2k T} \ll 1$

$$\mathcal{P} = \frac{g \beta H}{2k T} = \frac{g}{g_n} \mathcal{P}_{\text{стат.}} = 6,2 \cdot 10^2 \mathcal{P}_{\text{стат.}}$$

Этим способом в последней работе^{/5/} получена поляризация 60% в кристалле объемом около 15 см^3 при температуре $T = 1,2^\circ \text{K}$, постоянном поле $H = 18,5$ килогаусс и частоте переменного поля 70 Гц.

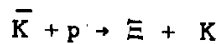
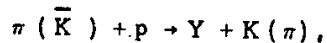
В этом обзоре мы рассмотрим возможные применения поляризованной протонной мишени в физике высоких энергий. Применение поляризованной протонной мишени приведет к существенному прогрессу в измерении поляризационных эффектов в различных реакциях. Например, поляризация протонов в π -p и p-p-рассеянии может быть определена путем измерения лево-правой асимметрии мезонов (нуклонов) в рассеянии π -мезонов (неполяризованных нуклонов) на поляризованной мишени. Если же мишень неполяризована, то поляризация протонов определяется путем двойного опыта с измерением асимметрии во вторичном рассеянии протонов отдачи. Отметим, что уже в первом эксперименте по π -p-рассеянию на поляризованной мишени^{/2/} поляризация протонов была определена с большей точностью чем в двойном опыте^{/6-8/} и под теми углами, где измерение лево-правой асимметрии затруднено малой анализирующей способностью мишени-анализатора. Таким же способом в p-p-рассеянии^{/1/} была измерена поляризация нуклонов в интервале энергий 1,7-6,1 Гэв. В случае нуклон-нуклонного рассеяния возникает, например, возможность заменить тройной опыт по определению корреляции поляризаций измерением сечения рассеяния поляризованного пучка поляризованной мишенью и т.п.

Поляризованная мишень позволяет выполнить ряд экспериментов, которые невозможно осуществить без нее. Примером является определение параметров поворота спина в π -p-рассеянии.

Ясно, что проведение указанных опытов позволит существенно продвинуться в задаче о восстановлении матриц рассеяния и глубже понять спиновую зависимость взаимодействий между элементарными частицами.

Применение поляризованной протонной мишени открывает широкие возможности и при изучении неупругих процессов.

Изучение реакций



на поляризованной мишени позволяет однозначно определить четности странных частиц /10-14/

При рассмотрении возможных применений поляризованной мишени мы будем основываться лишь на общих требованиях инвариантности относительно пространственных вращений и отражений и обращения времени, изложению которых мы посвятим отдельный параграф.

Основываясь на этих требованиях, мы сформулируем основные теоремы, используемые при изучении поляризационных явлений в сильных взаимодействиях.

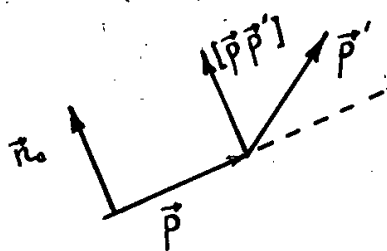
Авторы надеются, что обзор сможет служить введением в круг проблем, связанных с изучением поляризационных явлений.

Мы благодарны Ю.М. Казаринову и Я.А. Смородинскому за многочисленные обсуждения рассмотренных здесь вопросов и полезные советы.

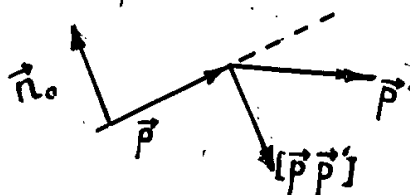
§ 2. Соотношение "поляризация-асимметрия" в случае поляризации, перпендикулярной плоскости реакции. Правило Бора

Мы начнем с элементарного рассмотрения ряда важных соотношений, необходимых для дальнейшего.

Рассмотрим сперва рассеяние бесспиновых частиц на поляризованных частицах со спином $1/2$, например, рассеяние π -мезонов на поляризованной водородной мишени. Поляризация частиц со спином $1/2$ определяется как среднее значение $\vec{\sigma} = 2\vec{s}$ (\vec{s} - оператор спина, $\vec{\sigma}$ - матрицы Паули). Эта величина полностью характеризует спиновое состояние частиц со спином $1/2$. Пусть $\vec{P} = P\vec{n}_0$ означает начальную поляризацию частиц мишени. Начальный и конечный относительные импульсы \vec{p} и \vec{p}' (система центра инерции) определяют плоскость рассеяния. Предположим, что вектор \vec{n}_0 ортогонален этой плоскости. Условимся говорить, что частицы рассеиваются налево, если векторное произведение $[\vec{p}\vec{p}']$ параллельно \vec{n}_0 , и частицы рассеиваются направо, если $[\vec{p}\vec{p}']$ антипараллельно \vec{n}_0 (см. рис. 1).



а) Рассеяние налево



в) Рассеяние направо

Рис. 1.

Если ось z направить по \vec{p} , а ось y по \vec{n}_0 , то при рассеянии налево азимутальный угол ϕ равен нулю, при рассеянии направо $\phi = \pi$.

Состояние с поляризацией $\vec{P} = P \vec{n}_0$ описывается некогерентной "смесью" двух собственных функций χ_+ и χ_- оператора $(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_0)$. Если w_+ и w_- - нормированные вероятности, с которыми χ_+ и χ_- входят в смесь, то

$$P = w_+ - w_- \quad (2.1)$$

Из (1) и условия нормировки находим

$$\begin{aligned} w_+ &= \frac{1}{2} (1 + P), \\ w_- &= \frac{1}{2} (1 - P). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Пусть $\sigma_{m';m}^{L,R}(\theta)$ и $\sigma_{m;m}^{L,R}(\theta)$ - дифференциальные сечения рассеяния на угол θ налево и направо; m и m' - проекции спина на \vec{n}_0 в начальном и конечном состояниях. Тогда для дифференциальных сечений рассеяния на мишени с поляризацией P получаем:

$$\begin{aligned} \sigma^{L,R}(\theta) &= w_+ (\sigma_{++}^{L,R}(\theta) + \sigma_{-+}^{L,R}(\theta)) + w_- (\sigma_{+-}^{L,R}(\theta) + \sigma_{--}^{L,R}(\theta)) = \\ &= \frac{1}{2} (\sigma_{++}^{L,R}(\theta) + \sigma_{-+}^{L,R}(\theta) + \sigma_{+-}^{L,R}(\theta) + \sigma_{--}^{L,R}(\theta)) \\ &+ \frac{1}{2} P (\sigma_{++}^{L,R}(\theta) + \sigma_{-+}^{L,R}(\theta) - \sigma_{+-}^{L,R}(\theta) - \sigma_{--}^{L,R}(\theta)). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Между сечениями рассеяния налево и направо легко установить следующие соотношения:

$$\sigma_{m';m}^L(\theta) = \sigma_{-m';-m}^R(\theta). \quad (2.4)$$

Для этого следует воспользоваться инвариантностью относительно вращений. Действительно, при повороте на угол π вокруг начального импульса конечный импульс при рассеянии направо переходит в конечный импульс при рассеянии налево и наоборот, а проекции спина меняют знак (см. рис. 2).

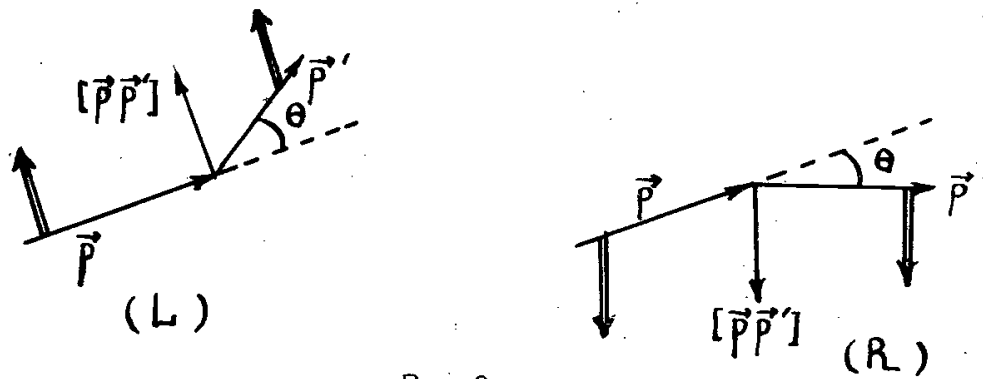


Рис. 2.

Рассеяние (L) получается из (R) поворотом на угол π вокруг \vec{p} .
 Двойные стрелки означают направления спинов.

Первый член в выражении (2.3) (обозначим его $\sigma_0(\theta)$), представляет собой сечение рассеяния на неполяризованной мишени. Как видно из (2.4), это сечение одинаково для рассеяния налево и направо. Из соотношений (2.4) следует также, что член, пропорциональный поляризации мишени \mathcal{P} , в выражении (2.3) имеет разный знак в зависимости от того, куда происходит рассеяние: налево или направо. Эффект поляризации мишени можно изучать, следовательно, путем измерения разности сечений рассеяния налево и направо. Обычно вводится величина

$$e^{LR}(\theta) = \frac{\sigma^L(\theta) - \sigma^R(\theta)}{\sigma^L(\theta) + \sigma^R(\theta)}, \quad (2.5)$$

называемая лево-правой асимметрией. Из (2.3) и (2.4) получаем для лево-правой асимметрии следующее выражение:

$$e^{LR}(\theta) = \mathcal{P} \frac{\frac{1}{2}(\sigma_{++}^L(\theta) + \sigma_{-+}^L(\theta)) - \sigma_{+-}^L(\theta) - \sigma_{--}^L(\theta)}{\sigma_0(\theta)}. \quad (2.6)$$

Коэффициент при \mathcal{P} в этом выражении, как было впервые показано Вольфенштейном^{15/}, равен поляризации частиц отдачи, возникающей при рассеянии влево на неполяризованной мишени. В рассматриваемом нами случае рассеяния частиц со спином 0 и 1/2 это является следствием инвариантности относительно пространственных вращений и отражений. Из указанных требований инвариантности вытекает прежде всего, что поляризация, являющаяся средним значением оператора спина, представляет собой псевдовектор. Если мишень неполяризована, то векторное произведение $[\vec{p}\vec{p}']$ - единственный псевдовектор, который может быть построен из физических величин задачи. Таким образом, поляризация конечных частиц, возникающая при рассеянии на неполяризованной мишени, ортогональна плоскости рассеяния. Величина поляризации при рассеянии налево, очевидно, равна

$$\varphi_o^L(\theta) = \frac{1/2 (\sigma_{++}^L(\theta) + \sigma_{+-}^L(\theta) - \sigma_{-+}^L(\theta) - \sigma_{--}^L(\theta))}{\sigma_o(\theta)} \quad (2.7)$$

На первый взгляд это выражение отличается от коэффициента при \mathcal{P} в (2.6) (сечения $\sigma_{+-}^L(\theta)$ и $\sigma_{-+}^L(\theta)$ входят в (2.6) и (2.7) с разными знаками). Однако из инвариантности относительно вращений и отражений следует, что в случае упругого рассеяния $\sigma_{+-}^L(\theta) = \sigma_{-+}^L(\theta) = 0$. Проще всего это можно увидеть с помощью правила, сформулированного О.Бором /14/.

Мы получим это правило в общем случае двухчастичной реакции

$$a + b \rightarrow c + d. \quad (2.8)$$

Правило Бора вытекает из инвариантности относительно отражения в плоскости реакции. Предположим, что начальная и конечная волновые функции $|\vec{p}, M\rangle$ и $|\vec{p}', M'\rangle$ являются собственными функциями оператора проекции суммарного спина на направление нормали к плоскости реакции (M и M' - соответствующие проекции). Очевидно, что импульсы \vec{p} и \vec{p}' остаются неизменными при отражении R в плоскости реакции. Так как спин является псевдовектором, остаются неизменными и его проекции на направление нормали. Поэтому $|\vec{p}, M\rangle$ и $|\vec{p}', M'\rangle$ представляют собой собственные функции оператора отражения R . Для того, чтобы определить соответствующие собственные значения заметим, что операция отражения в плоскости реакции может быть представлена в виде произведения операции инверсии I (отражение в начале координат) и вращения $R_n(\pi)$ на угол π вокруг нормали. Действуя оператором R на начальное состояние, получаем:

$$\begin{aligned} R|\vec{p}, M\rangle &= R_n(\pi) I |\vec{p}, M\rangle = I_1 R_n(\pi) |-\vec{p}, M\rangle = \\ &= I_1 e^{i\pi(\vec{s}\vec{n})} |\vec{p}, M\rangle = I_1 e^{i\pi M} |\vec{p}, M\rangle, \end{aligned} \quad (2.9)$$

где $I_1 = I_a I_b$ - произведение внутренних четностей начальных частиц, и \vec{s} - оператор суммарного спина. Аналогично, для функции конечного состояния находим:

$$R|\vec{p}', M'\rangle = I_1 e^{i\pi M'} |\vec{p}', M'\rangle, \quad (2.10)$$

где $I_1 = I_c I_d$.

Благодаря инвариантности относительно отражений, собственные значения R в начальном и конечном состояниях должны совпадать, и мы приходим к следующему правилу отбора:

$$I_1 e^{i\pi M} = I_1 e^{i\pi M'}. \quad (2.11)$$

Это и есть правило Бора. Оно связывает внутренние четности частиц, участвующих в реакции, с проекциями полного спина на направление нормали к плоскости реакций.

Вернемся теперь к рассмотрению упругого рассеяния частиц со спинами 0 и 1/2. В этом случае $I_1 = I_1'$, а возможные значения $M = m$ и $M' = m'$ равны $\pm 1/2$. Как видно из (2.11), это означает, что $m = m'$ и рассеяние с переворотом спина оказывается запрещенным: $\sigma_{+-} = \sigma_{-+} = 0$. Таким образом, лево-правая асимметрия (2.6) и поляризация (2.7) равны:

$$e^{LR}(\theta) = \mathcal{P} \frac{1/2 (\sigma_{++}^L(\theta) - \sigma_{--}^L(\theta))}{\sigma_0(\theta)} \quad (2.12)$$

$$\mathcal{P}_0^L(\theta) = \frac{1/2 (\sigma_{++}^L(\theta) - \sigma_{--}^L(\theta))}{\sigma_0(\theta)} \quad (2.13)$$

Отсюда очевидно, что

$$e^{LR}(\theta) = \mathcal{P} \mathcal{P}_0^L(\theta) \quad (2.14)$$

Это соотношение играет важную роль при анализе экспериментов с поляризованными частицами. Ниже мы покажем, что (2.14) справедливо и в общем случае упругих столкновений поляризованных частиц со спином 1/2 и неполяризованных частиц с произвольным спином. При получении (14) в рассмотренном простейшем случае мы основывались на требованиях инвариантности относительно вращений и отражений. Ясно поэтому, что (14) будет справедливым и для любых реакций типа

$$0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2} \quad (2.15)$$

(0 и 1/2 - спины частиц) при условии, что $I_1 = I_1'$.

Оказывается, что и при изменении полной внутренней четности ($I_1 = -I_1'$) лево-правая асимметрия в реакциях типа (2.15) полностью определяется поляризациями \mathcal{P} и $\mathcal{P}_0^L(\theta)$. Это, как и в предыдущем случае, легко видеть с помощью правила Бора. Действительно, при $I_1 = -I_1'$ из (2.11) вытекает, что $m = -m'$ и реакция без переворота спина оказывается запрещенной: $\sigma_{++} = \sigma_{--} = 0$. Тогда из (2.6) и (2.7) следует, что

$$e^{LR}(\theta) = \mathcal{P} \frac{1/2 (\sigma_{-+}^L(\theta) - \sigma_{+-}^L(\theta))}{\sigma_0(\theta)} \quad (2.16)$$

$$\mathcal{P}_0^L(\theta) = \frac{1/2 (\sigma_{-+}^L(\theta) - \sigma_{+-}^L(\theta))}{\sigma_0(\theta)} \quad (2.17)$$

Отсюда получаем

$$e^{LR}(\theta) = -\mathcal{P} \mathcal{P}_0^L(\theta) \quad (2.18)$$

Таким образом, для любых реакций типа (2.15) лево-правая асимметрия равна^{/10/}

$$e^{LR}(\theta) = \pm \mathcal{P} \mathcal{P}_0^L(\theta), \quad (2.19)$$

где знак "+" соответствует $I_1 = I_1$, а знак "-" относится к случаю $I_1 = -I_1$. Это соотношение, как мы подробно обсудим в дальнейшем, дает возможность определять внутренние четности частиц в экспериментах с поляризованными водородными мишенями.

Перейдем к рассмотрению упругих столкновений неполяризованных частиц со спином j и поляризованных частиц со спином $1/2$. Начальную поляризацию будем по-прежнему считать ортогональной плоскости рассеяния. Очевидно, что неполяризованные частицы со спином j могут быть описаны некогерентной "смесью" $(2j+1)$ собственных функций оператора проекции спина на направление \vec{n}_0 . Вес, с которым каждая функция входит в "смесь", равен $\frac{1}{2j+1}$. Сечение рассеяния налево (направо) на угол θ обозначим $\sigma_{\mu' m'; \mu m}^{L(R)}(\theta)$ (μ' и μ - проекции спина j в конечном и начальном состояниях). Тогда дифференциальные сечения $\sigma^{L(R)}(\theta)$, усредненные и просуммированные по конечным спиновым состояниям равны:

$$\sigma^{LR}(\theta) = \frac{1}{2} \frac{1}{2j+1} \sum_{m, m'} \sigma_{\mu' m'; \mu m}^{LR}(\theta) + \frac{1}{2(2j+1)} \mathcal{P} \sum_{\mu, \mu'} [\sigma_{\mu' m'; \mu+}^{LR}(\theta) - \sigma_{\mu' m'; \mu-}^{LR}(\theta)]. \quad (2.20)$$

Инвариантность относительно вращений приводит к соотношениям:

$$\sigma_{\mu' m'; \mu m}^L(\theta) = \sigma_{-\mu' -m'; -\mu -m}^R(\theta). \quad (2.21)$$

Суммируя эти соотношения по проекциям спинов, получаем:

$$\sum_{\substack{\mu', \mu \\ m', m}} \sigma_{\mu' m'; \mu m}^L(\theta) = \sum_{\substack{\mu', \mu \\ m', m}} \sigma_{\mu' m'; \mu m}^R(\theta), \quad (2.22)$$

$$\sum_{\mu', \mu} \sigma_{\mu' m'; \mu m}^L(\theta) = \sum_{\mu', \mu} \sigma_{\mu' (-m'); \mu (-m)}^R(\theta). \quad (2.23)$$

Первое из них означает, что дифференциальные сечения рассеяния неполяризованных частиц налево и направо равны между собой. Из второго следует, что коэффициент при \mathcal{P} в (2.20) меняет знак при переходе от рассеяния налево к рассеянию направо. Учитывая это, получаем следующее выражение для лево-правой асимметрии:

$$e^{LR}(\theta) = \mathcal{P} \frac{1}{2(2j+1) \sigma_0(\theta)} \cdot \quad (2.24)$$

$$\cdot \sum_{\mu', \mu} [\sigma_{\mu'+; \mu+}^L(\theta) + \sigma_{\mu'-; \mu+}^L(\theta) - \sigma_{\mu'+; \mu-}^L(\theta) - \sigma_{\mu'-; \mu-}^L(\theta)].$$

Поляризация частиц со спином 1/2, возникающая при рассеянии неполяризованных частиц, равна

$$\varphi_0^L(\theta) = \frac{1}{2(2j+1)\sigma_0(\theta)} \quad (2.25)$$

$$\cdot \sum_{\mu', \mu} [\sigma_{\mu'+, \mu+}^L(\theta) + \sigma_{\mu'+, \mu-}^L(\theta) - \sigma_{\mu'-, \mu+}^L(\theta) - \sigma_{\mu'-, \mu-}^L(\theta)],$$

Легко видеть, что при j , отличном от нуля, правило Бора не запрещает переходов с изменением проекции спина 1/2, т.е. $\sum_{\mu', \mu} \sigma_{\mu'+, \mu-}^L(\theta)$ отличны, вообще говоря, от нуля. Однако и в этом случае, как было показано Вольфенштейном и Ашкиным^{/16/} и Далитцем^{/17/} имеет место соотношение (2.14) для лево-правой асимметрии. Для того чтобы доказать это, необходимо кроме инвариантности относительно вращений и отражений воспользоваться также инвариантностью при обращении времени. Как известно, в случае двухчастичной реакции (2.8) инвариантность относительно обращения времени связывает вероятность перехода из состояния $|a, \vec{p}, \mu, m\rangle$ в состояние $|\beta, \vec{p}', \mu', m'\rangle$ с вероятностью обратного перехода из $|\beta, -\vec{p}', -\mu', -m'\rangle$ в $|a, -\vec{p}, -\mu, -m\rangle$. Здесь a и β характеризует сорт частиц, участвующих в реакции. В рассматриваемом случае упругого рассеяния прямой и обратный процессы по существу совпадают ($a = \beta$). Они изображены на рис. 3 (а, в).

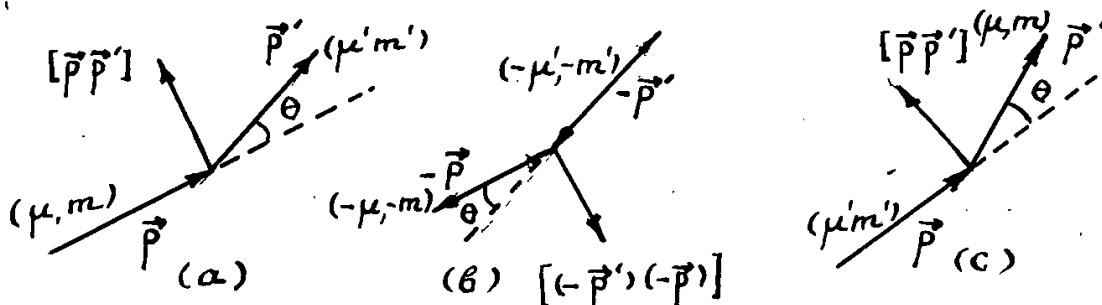


Рис. 3.

Сечения рассеяний, изображенных на рис. 3 (в) и 3 (с), равны вследствие инвариантности относительно вращений (очевидно, что рис. 3 (с) может быть получен из 3 (в) путем поворота на угол π вокруг \vec{p}' и последующего поворота на $\pi - \theta$ вокруг нормали к плоскости рассеяния). Сечения же рассеяний 3 (а) и 3 (в) равны благодаря инвариантности относительно обращения времени. Таким образом, мы приходим к равенству сечений рассеяний, изображенных на рис. 3 (а) и 3 (с):

$$\sigma_{\mu' m'; \mu m}(\theta) = \sigma_{\mu m; \mu' m'}(\theta) \quad (2.26)$$

Отсюда следует, что

$$\sum_{\mu', \mu} \sigma_{\mu'+, \mu-}^L(\theta) = \sum_{\mu', \mu} \sigma_{\mu'-, \mu+}^L(\theta) \quad (2.27)$$

Таким образом сечения рассеяния с переворотом спина $1/2$ выпадают из выражений (2.24) и (2.25) для асимметрии и поляризации и мы снова приходим к соотношению (2.14).

В общем случае неупругих процессов равенство (2.27) и, следовательно, соотношение (2.14) не имеют места. Ниже мы покажем, однако, что лево-правую асимметрию в этом случае можно связать с поляризацией, возникающей в обратной реакции. Рассмотрим процесс (2.8) и предположим, что спин частицы b равен $1/2$, а спины остальных частиц произвольны. Обозначим их j_a , j_c и j_d соответственно. Поступая как и ранее, для лево-правой асимметрии в реакции с поляризованными частицами b и неполяризованными a получаем следующее выражение:

$$e^{LR}(\theta) = \mathcal{P}_b \frac{1}{2(2j_a+1)\sigma_o^{cd;ab}(\theta)} \sum_{m_a, m_c, m_d} (\sigma_{m_d m_c; (+) m_a}^L(\theta) - \sigma_{m_d m_c; (-) m_a}^L(\theta)) \quad (2.28)$$

где $\sigma_o^{cd;ab}(\theta)$ - дифференциальное сечение процесса (2.8) в случае неполяризованных частиц, а \mathcal{P}_b - поляризация частиц b . Из инвариантности относительно вращений и обращения времени можно получить следующие соотношения между сечениями прямого (2.8) и обратного

$$c+d \rightarrow a+b \quad (2.29)$$

процессов:

$$\sigma_{m_d m_c; m_b m_a}(\theta) = \sigma_{m_b m_a; m_d m_c}(\theta) \frac{p'^2}{p^2} \quad (2.30)$$

С помощью этих соотношений из (2.28) находим:

$$e^{LR}(\theta) = \mathcal{P}_b \frac{1}{(2j_c+1)(2j_d+1)\sigma_o^{ab;cd}(\theta)} \sum_{m_c, m_d, m_a} (\sigma_{m_c m_d; (+) m_a}^L(\theta) - \sigma_{m_c m_d; (-) m_a}^L(\theta)) \quad (2.31)$$

где $\sigma_o^{ab;cd}(\theta)$ дифференциальное сечение реакции (2.29) с неполяризованными частицами. Очевидно, что коэффициент при \mathcal{P}_b в этом выражении представляет собой поляризацию $\mathcal{P}_b^{об}(\theta)$ частиц b , возникающую в обратной реакции (2.29), когда частицы c и d неполяризованы. Мы получаем, таким образом, соотношение ^{/18-20/}

$$e^{LR}(\theta) = \mathcal{P}_b \mathcal{P}_b^{об}(\theta) \quad (2.32)$$

которое является обобщением (2.14) на случай неупругих реакций.

При получении основных соотношений (2.14), (2.19) и (2.32) этого параграфа мы предполагали, что поляризация начальных частиц перпендикулярна плоскости реакции. Далее, когда мы сформулируем требования инвариантности для амплитуды реакции, эти соотношения будут обобщены на случай произвольного направления поляризации.

§ 3. Принципы симметрии и ограничения на вид амплитуды реакции

Мы сформулируем вначале условия инвариантности в форме требований, которым должна удовлетворять S -матрица^{x)}.

S -матрицей, как известно, называется оператор, превращающий начальную волновую функцию системы ($t \rightarrow -\infty$) в волновую функцию при $t \rightarrow +\infty$:

$$|\Psi(+\infty)\rangle = S |\Psi(-\infty)\rangle . \quad (3.1)$$

Вид этого оператора определяется взаимодействием. Если взаимодействие отсутствует, то волновая функция не зависит от времени^{xx)} и S -матрица обращается в единицу.

Рассмотрим вначале пространственные вращения. Пусть $|\Psi(t)\rangle$ - волновая функция произвольного состояния в некоторой системе отсчета, а $|\Psi(t)\rangle_R$ - волновая функция, описывающая то же самое состояние в системе отсчета, повернутой относительно первоначальной системы. Волновые функции $|\Psi(t)\rangle$ и $|\Psi(t)\rangle_R$ связаны унитарным преобразованием

$$|\Psi(t)\rangle_R = U_R |\Psi(t)\rangle . \quad (3.2)$$

Унитарный оператор U_R ($U_R^\dagger U_R = I$) зависит, естественно, от углов, характеризующих поворот системы отсчета. Умножим (3.1) слева на U_R . Учитывая (3.2), получаем

$$|\Psi(+\infty)\rangle_R = U_R S U_R^{-1} |\Psi(-\infty)\rangle_R . \quad (3.3)$$

Волновые функции $|\Psi(+\infty)\rangle_R$ и $|\Psi(-\infty)\rangle_R$ описывают конечное и начальное состояния в повернутой системе отсчета, и, следовательно, по определению оператор $U_R S U_R^{-1}$ представляет собой матрицу рассеяния в новой системе.

Постулат инвариантности взаимодействий относительно вращений состоит в том, что для любых поворотов

$$U_R S U_R^{-1} = S . \quad (3.4)$$

Поскольку S -матрица определяется динамикой, мы тем самым предполагаем независимость динамики от поворотов системы координат. Условия инвариантности (4) можно, очевидно, записать также в виде

$$U_R^{-1} S U_R = S . \quad (3.5)$$

x) Читателю, желающему более подробно ознакомиться с принципами инвариантности и их применением в ядерной физике, мы рекомендуем обратиться к обзорам^{/21-23/}.

xx) S -матрица (3.1) определена в представлении взаимодействия. В этом представлении волновая функция $|\Psi(t)\rangle$ подчиняется уравнению

$$i \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = H(t) |\Psi(t)\rangle ,$$

где $H(t)$ - гамильтониан взаимодействия. При отсутствии взаимодействия $\frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = 0$.

Для того, чтобы сформулировать требование инвариантности относительно пространственной инверсии, рассмотрим наряду с первоначальной системой отсчета систему, оси которой направлены противоположно осям первой системы (если первоначальная система - правая, то вторая система является левой). Пусть U_I - унитарный оператор, который, действуя на волновую функцию произвольного состояния $|\Psi(t)\rangle$ в первой системе, дает волновую функцию $|\Psi(t)\rangle_I$, описывающую то же состояние в отраженной системе

$$|\Psi(t)\rangle_I = U_I |\Psi(t)\rangle \quad (3.6)$$

Оператор $U_I S U_I^{-1}$ - является S -матрицей в отраженной системе отсчета, и условие инвариантности относительно отражений имеет, следовательно, вид

$$U_I^{-1} S U_I = S \quad (3.7)$$

Перейдем теперь к формулировке условий инвариантности относительно обращения времени. Чтобы пояснить смысл соответствующих требований инвариантности, обратимся вначале к уравнению движения. Пусть $|\Psi(t)\rangle$ - решение уравнения Шредингера в представлении взаимодействия:

$$i \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = H(t) |\Psi(t)\rangle, \quad (3.8)$$

где $H(t)$ - гамильтониан взаимодействия. Произведем комплексное сопряжение уравнения (3.8) и заменим в нем t на $-t$. Получаем

$$i \frac{\partial |\Psi(-t)\rangle^*}{\partial t} = H^*(-t) |\Psi(-t)\rangle^* \quad (3.9)$$

В общем случае частиц со спином $H^*(-t) \neq H(t)$ и, следовательно, функция $|\Psi^*(-t)\rangle$ не удовлетворяет уравнению Шредингера. Предположим, однако, что гамильтониан взаимодействия таков, что существует унитарный оператор U_T , который обеспечивает выполнение условия

$$U_T H^*(-t) U_T^{-1} = H(t) \quad (3.10)$$

Тогда очевидно, что функция $|\Psi(t)\rangle_T = U_T |\Psi(-t)\rangle^*$ также является решением уравнения (3.8):

$$i \frac{\partial |\Psi(t)\rangle_T}{\partial t} = H(t) |\Psi(t)\rangle_T \quad (3.11)$$

Таким образом, если гамильтониан взаимодействия удовлетворяет (3.10), то наряду с решением уравнения Шредингера $|\Psi(t)\rangle$ всегда существует решение $|\Psi(t)\rangle_T = U_T |\Psi(-t)\rangle^*$. Это решение описывает "обращенное" движение системы. Ниже мы поясним физический смысл "обращенного" решения. Соотношение (3.10) и представляет собой условие инвариантности относительно обращения времени. Выясним теперь какие условия на S -матрицу накладывает инвариантность относительно обращения времени. S -матрица для второго решения та же, что и для первого, поскольку она определяется только оператором взаимодействия и не зависит от начального состояния.

Поэтому наряду с (3.1) имеем

$$|\Psi(+\infty)\rangle_T = S |\Psi(-\infty)\rangle_T, \quad (3.12)$$

т.е.

$$U_T |\Psi(-\infty)\rangle^* = S U_T |\Psi(+\infty)\rangle^*.$$

Умножая это соотношение слева на U_T^{-1} , получаем

$$|\Psi(-\infty)\rangle^* = U_T^{-1} S U_T |\Psi(+\infty)\rangle^*. \quad (3.13)$$

С другой стороны, умножая (3.1) слева на S^+ , используя унитарность S -матрицы

$$S^+ S = I,$$

и производя комплексное сопряжение, находим:

$$|\Psi(-\infty)\rangle^* = \tilde{S} |\Psi(+\infty)\rangle^*. \quad (3.14)$$

Здесь значок $\tilde{}$ означает транспонирование. Сравнивая (3.13) и (3.14), окончательно получим

$$U_T^{-1} S U_T = \tilde{S}. \quad (3.15)$$

Из условий (3.5), (3.7) и (3.15) вытекают довольно жесткие ограничения на возможный вид матричных элементов S -матрицы.

Прежде чем сформулировать эти ограничения отметим, что в рассматриваемых нами задачах (рассеяние, реакции) при $t \rightarrow -\infty$ частицы не взаимодействуют между собой и имеют определенные импульсы. Обозначим такое состояние $|i\rangle$. Нас интересует вероятность обнаружения частиц с определенными импульсами при $t \rightarrow +\infty$ (состояние $|f\rangle$). Для того, чтобы выделить ту часть матричного элемента $\langle f|S|i\rangle$, которая обуславливается взаимодействием, представим его в виде

$$\langle f|S|i\rangle = \langle f|i\rangle - 2\pi i \delta(\vec{Q}' - \vec{Q}) \delta(E' - E) T_{fi}. \quad (3.16)$$

Здесь \vec{Q}' , E' и \vec{Q} , E - полный импульс и энергия конечного и начального состояний, δ -функции обеспечивают сохранение полного импульса и энергии. Квадрат модуля второго члена дает вероятность перехода под влиянием взаимодействия из состояния $|i\rangle$ в состояние $|f\rangle$. Матричный элемент T_{fi} можно представить в виде:

$$T_{fi} = (\chi'^+ T(\vec{p}', \vec{p}) \chi). \quad (3.17)$$

Здесь \vec{p} и \vec{p}' - начальный и конечный относительные импульсы, χ и χ'^+ спиновые функции начальных и конечных частиц, а $T(\vec{p}', \vec{p})$ - матрица, действующая на спиновые переменные. Матрица $T(\vec{p}', \vec{p})$ определяется, естественно, динамикой процесса. Мы выясним, какие общие ограничения на ее вид вытекают из требований инвариантности. Начнем с вращений. Из (3.5) получаем

$$\langle f|S|i\rangle = \langle f|U_R^{-1} S U_R|i\rangle = \langle f|S|i\rangle_R. \quad (3.18)$$

где $|i\rangle_R$ и $|f\rangle_R$ - волновые функции начальных и конечных частиц в повернутой системе отсчета. Очевидно, что, если состояние $|i\rangle$ описывает частицы с полным импульсом \vec{Q} и относительным импульсом \vec{p} , то состояние $|i\rangle_R$ описывает те же частицы с импульсами \vec{Q}_R и \vec{p}_R :

$$\begin{aligned} (\vec{Q}_R)_i &= \alpha_{i\ell} (\vec{Q})_\ell, \\ (\vec{p}_R)_i &= \alpha_{i\ell} (\vec{p})_\ell. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Здесь $\alpha_{i\ell}$ - косинус угла между новой осью i и старой осью ℓ .

Соотношение (3.18) представляет собой равенство разных матричных элементов одного и того же оператора. Из (3.16), (3.17) и (3.18) получаем:

$$(\chi_R^+ T(\vec{p}'_R, \vec{p}_R) \chi_R) = (\chi'^+ T(\vec{p}', \vec{p}) \chi). \quad (3.20)$$

Здесь χ_R и χ'_R - начальная и конечная спиновые функции в новой системе отсчета. Функции χ и χ'_R (χ' и χ'_R) описывают в разных системах одно и то же спиновое состояние. Поэтому они связаны унитарным преобразованием:

$$\begin{aligned} \chi_R &= u_R \chi, \\ \chi'_R &= u'_R \chi'. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Унитарные матрицы u_R и u'_R действуют на спиновые переменные и зависят от углов поворота. Если спины обеих начальных (конечных) частиц отличны от нуля, то функция χ (χ') представляет собой произведение (либо сумму произведений) спиновых функций отдельных частиц. Матрица u_R (u'_R) является в этом случае прямым произведением матриц, действующих на каждую спиновую функцию в отдельности.

Среднее значение оператора спина должно преобразоваться при вращениях как вектор, т.е.

$$\chi_R^+ s_i \chi_R = \alpha_{ik} \chi'^+ s_k \chi',$$

где s_i - оператор спина любой из начальных частиц. Отсюда следует, что матрица u_R удовлетворяет соотношениям

$$u_R^{-1} s_i u_R = \alpha_{ik} s_k. \quad (3.22)$$

Ясно также, что матрица u'_R удовлетворяет аналогичным соотношениям.

Из (3.20) и (3.21) получаем

$$u_R'^{-1} T(\vec{p}'_R, \vec{p}_R) u_R = T(\vec{p}', \vec{p}). \quad (3.22)$$

Это и есть условие, которому должна удовлетворять T -матрица вследствие инвариантности относительно пространственных вращений.

Перейдем теперь к рассмотрению инверсии системы координат. Если p_i и p'_i начальный и конечный относительные импульсы в новой системе отсчета, а χ_i и χ'_i начальная и конечная спиновые функции в этой системе, то

$$\vec{p}_I = -\vec{p}.$$

$$\vec{p}'_I = -\vec{p}'.$$

$$\chi_I = u_I \chi, \quad \chi'_I = u'_I \chi' \quad (3.24)$$

где u_I - унитарная матрица, удовлетворяющая соотношениям

$$u_I^{-1} s_I u_I = s_I \quad (3.25)$$

Для матрицы u'_I справедливы аналогичные соотношения. Условия (3.25) следуют из того, что среднее значение оператора спина должно преобразоваться как псевдовектор.

Действие оператора U_I на функцию $|i\rangle$ состоит в замене $\vec{p} \rightarrow \vec{p}_I, \vec{Q} \rightarrow \vec{Q}_I, \chi \rightarrow \chi_I$ и умножении ее на множитель, модуль которого равен единице. Из принципа суперпозиции следует, что этот множитель одинаков для различных состояний данных частиц. Следовательно, он характеризует их внутренние свойства. Принято называть этот множитель внутренней четностью. Если произвести инверсию системы отсчета дважды, то мы возвращаемся в исходную систему. Волновая функция частицы с целым спином совпадает при этом с первоначальной, а волновая функция частиц с полуцелым спином либо совпадает с первоначальной, либо отличается от нее знаком (последнее связано с тем, что двукратную инверсию можно рассматривать как тождественное преобразование и как поворот на угол 2π , который для частиц с полуцелым спином приводит, как известно, к изменению знака). Это означает, что внутренняя четность Бозе-частиц может быть равна ± 1 , а внутренняя четность ферми-частиц может равняться $\pm 1, \pm i$. Из (3.7) для матричных элементов получаем:

$$\langle f | S | i \rangle = \langle f | S | i \rangle_I \quad (3.26)$$

Отсюда находим

$$(\chi'^{\dagger} T(\vec{p}'_I, \vec{p}) \chi) = I_I I_I^{\dagger} (\chi_I'^{\dagger} T(-\vec{p}'_I, -\vec{p}) \chi_I) \quad (3.27)$$

где $I_I (I_I^{\dagger})$ - произведение внутренних четностей начальных (конечных) частиц.

Таким образом, из инвариантности относительно отражений окончательно получаем:

$$T(\vec{p}'_I, \vec{p}) = I_I I_I^{\dagger} u_I^{-1} T(-\vec{p}'_I, -\vec{p}) u_I \quad (3.28)$$

Отметим, что произведение $I_I I_I^{\dagger}$ может быть равно только ± 1 .

Перейдем теперь к выяснению следствий, вытекающих из инвариантности относительно обращения времени. Умножая (3.15) справа на $|f\rangle^*$ и слева на $|i\rangle$, получаем:

$${}_T \langle i | S | f \rangle_T = \langle f | S | i \rangle \quad (3.29)$$

При замене t на $-t$ импульс и момент количества движения меняют знак. Поэтому "обращенное во времени" состояние $|i\rangle_T = U_T |i\rangle^*$ ($|f\rangle_T = U_T |f\rangle^*$) отличается от состояния $|i\rangle (|f\rangle)$ знаком импульсов и проекций спинов. Из (3.29) находим

$$(\chi'^+ T(\vec{p}', \vec{p}) \chi) = \eta_T \eta_T^* (\chi_T^+ T_{об}(-\vec{p}, -\vec{p}') \chi_T). \quad (3.30)$$

Здесь $T_{об}(-\vec{p}, -\vec{p}')$ матрица обратного процесса ($i \rightarrow f$), $\chi_T = u_T \chi^*$, $\chi_T' = u_T' \chi'^*$, u_T и u_T' - унитарные матрицы, а η_T и η_T' - множители, равные по модулю единице (временные четности начального и конечного состояний). Матрица u_T определяется требованием, чтобы среднее значение спина изменяло знак при обращении времени

$$\chi_T^+ s_1 \chi_T = -\chi_T^+ s_1 \chi_T. \quad (3.31)$$

Отсюда следует, что u_T удовлетворяет условию:

$$u_T \tilde{s}_1 u_T^{-1} = -s_1. \quad (3.32)$$

Аналогичным соотношениям подчиняется матрица u_T' . Из (3.30) получаем

$$\tilde{T}(\vec{p}', \vec{p}) = u_T^{-1} T_{об}(-\vec{p}, -\vec{p}') u_T' \eta_T \eta_T^*. \quad (3.33)$$

Соотношение (3.33) связывает матрицы прямого и обратного процессов. Для процесса упругого рассеяния $T_{об} = T$, $u_T' = u_T$, $\eta_T \eta_T^* = 1$ и (3.33) представляет собой в этом случае ограничение на вид матрицы рассеяния^{x)}

$$\tilde{T}(\vec{p}', \vec{p}) = u_T^{-1} T(-\vec{p}, -\vec{p}') u_T. \quad (3.34)$$

§ 4. Спиновая матрица плотности

До сих пор мы предполагали, что спиновое состояние начальных и конечных частиц описывается волновыми функциями. Однако в обычных условиях эксперимента спиновое состояние не может быть описано волновой функцией, точнее, не может быть описано одной волновой функцией, а описывается матрицей плотности или "смесью" волновых функций. Перейдем к определению матрицы плотности^{/24-26/}. Рассмотрим пучок частиц с определенным импульсом. Он получается в результате взаимодействия с некоторой подсистемой. Если предположить, что вся система в целом описывается волновой функцией, то после взаимодействия, приводящего к образованию пучка, волновую функцию всей системы всегда можно представить в виде

$$\Psi(x, \sigma, \xi) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{ipx} \sum_{\mu, n} a_{\mu n} \chi_{\mu}(\sigma) \Psi_n(\xi) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{ipx} \phi(\sigma, \xi). \quad (4.1)$$

x) Если произвести поворот на угол π вокруг направления $\vec{p}' - \vec{p}$, то, используя (3.22), можно переписать (3.34) в виде: $\tilde{T}(\vec{p}', \vec{p}) = u_T^{-1} u_R^{-1} T(\vec{p}', \vec{p}) u_T u_R$

В обычном представлении матриц Паули $u_T = -i\sigma_2 = e^{-\frac{1}{2}\sigma_2 \pi}$ и совпадает с оператором поворота на угол $(-\pi)$ вокруг оси y . Если ось y направить по $\vec{p}' - \vec{p}$, то $u_T u_R = 1$ и условие (3.34) обращается в требование симметрии T -матрицы: $T(\vec{p}', \vec{p}) = T(\vec{p}, \vec{p}')$. Эта формулировка условия T -инвариантности принадлежит **Л.Д. Пузикову.**

Здесь $\chi_\mu(\sigma)$ - спиновые функции частиц пучка, $\Psi_n(\xi)$ - волновые функции подсистемы, коэффициенты $\alpha_{\mu n}$ не зависят от времени и определяются теми взаимодействиями, которые привели к образованию пучка. Будем предполагать, что функции $\chi_\mu(\sigma)$ и $\Psi_n(\xi)$ ортонормированы и образуют полную систему. Состояние подсистемы нас не интересует. Поэтому при вычислении средних значений операторов, действующих на переменную σ по ξ следует произвести интегрирование (суммирование). Пусть O любой оператор, действующий на переменную σ . Интегрируя по ξ и предполагая, что функция $\phi(\sigma, \xi)$ нормирована, для среднего значения $\langle O \rangle$ получаем:

$$\langle O \rangle = \sum_{\substack{\mu, \mu' \\ \sigma, \sigma'}} \chi_\mu^*(\sigma') O_{\sigma\sigma'} \chi_\mu(\sigma) c_{\mu\mu'} \quad (4.2)$$

где

$$c_{\mu\mu'} = \sum_n \alpha_{\mu n} \alpha_{\mu' n}^* \quad (4.3)$$

Если ввести матрицу ρ с элементами

$$\rho_{\sigma\sigma'} = \sum_{\mu, \mu'} \chi_\mu(\sigma) \chi_{\mu'}^*(\sigma') c_{\mu\mu'} \quad (4.4)$$

то среднее значение оператора O равно:

$$\langle O \rangle = \sum_{\sigma, \sigma'} O_{\sigma\sigma'} \rho_{\sigma\sigma'} = \text{Sp } O \rho \quad (4.5)$$

Матрица ρ носит название матрицы плотности. Условие нормировки функции $\phi(\sigma, \xi)$ приводит к тому, что

$$\text{Sp } \rho = 1 \quad (4.6)$$

В случае, когда $\phi(\sigma, \xi)$ ненормирована, среднее значение оператора O равно:

$$\langle O \rangle = \frac{\text{Sp } O \rho}{\text{Sp } \rho} \quad (4.7)$$

Среднее значение любого оператора, действующего на переменную σ может быть найдено, если задана матрица ρ . Таким образом, матрица плотности (4.4) полностью описывает спиновое состояние частиц пучка.

Отметим, что спиновое состояние пучка может быть описано волновой функцией лишь в случае, когда волновая функция всей системы $\phi(\sigma, \xi)$ представляется в виде произведения волновых функций, относящихся к частям системы (одно слагаемое в разложении (4.1)):

$$\phi(\sigma, \xi) = \chi(\sigma) \Psi(\xi) \quad (4.1a)$$

Матрица плотности такого состояния имеет вид:

$$\rho_{\sigma\sigma'} = \chi(\sigma) \chi^*(\sigma') \quad (4.8)$$

и среднее значение оператора O равно:

$$\langle O \rangle = \chi^+ O \chi \quad (4.9)$$

Из (4.9) очевидно, что спиновое состояние пучка полностью описывается волновой функцией χ . Такие состояния называются чистыми.

Перечислим основные свойства матрицы плотности, вытекающие из (4.4), (4.3) и (4.8).

1. Матрица плотности эрмитова

$$\rho = \rho^\dagger \quad (4.10)$$

что обеспечивает вещественность средних значений эрмитовых операторов.

2. Матрица плотности чистого состояния (4.8) удовлетворяет соотношению:

$$\rho^2 = \rho \text{Sp } \rho \quad (4.11)$$

Отсюда для чистого состояния находим:

$$\text{Sp } \rho^2 = (\text{Sp } \rho)^2 \quad (4.12)$$

3. В общем случае

$$\text{Sp } \rho^2 \leq (\text{Sp } \rho)^2 \quad (4.13)$$

Как мы уже отмечали, спиновое состояние пучка описывается одной волновой функцией в случае, когда волновая функция всей системы имеет вид (4.7). Покажем теперь, что в общем случае спиновое состояние всегда может быть описано также набором нескольких некогерентных спиновых функций (смесь). Для этого напишем уравнение для собственных функций и собственных значений матрицы плотности:

$$\sum_{\sigma''} \rho_{\sigma\sigma''} u_{\mu}(\sigma'') = \rho_{\mu} u_{\mu}(\sigma) \quad (4.14)$$

Умножая (4.14) на $u_{\mu}^*(\sigma')$, суммируя по μ и используя условие полноты системы функций u_{μ}

$$\sum_{\mu} u_{\mu}(\sigma'') u_{\mu}^*(\sigma') = \delta_{\sigma''\sigma'},$$

получаем:

$$\rho_{\sigma\sigma'} = \sum_{\mu} \rho_{\mu} u_{\mu}(\sigma) u_{\mu}^*(\sigma') \quad (4.15)$$

Среднее значение оператора O , вычисленное с помощью (4.15), равно

$$\langle O \rangle = \sum_{\mu} \rho_{\mu} (u_{\mu} O u_{\mu}) \quad (4.16)$$

Из условия нормировки ρ следует, что

$$\sum_{\mu} \rho_{\mu} = 1 \quad (4.17)$$

Кроме того, с помощью (4.14), (4.3) и (4.4) можно показать, что собственные значения положительны:

$$\rho_{\mu} \geq 0 \quad (4.18)$$

Соотношения (4.16), (4.17) и (4.18) означают, что спиновое состояние пучка описывается в общем случае некогерентной смесью функций u_{μ} , входящих в смесь с вероятностью ρ_{μ} .

В качестве примера рассмотрим простейший случай частиц со спином 1/2. Матрица

плотности является в этом случае 2×2 - матрицей и, следовательно, она может быть разложена по четырем базисным матрицам. В качестве них удобно выбрать матрицы I и σ_1 .

Получаем разложение

$$\rho = c + \sum_i d_i \sigma_i, \quad (4.19)$$

где c и d_i - действительные числа (эрмитовость ρ). Нормируя матрицу (4.19), находим, что $c = 1/2$. На основании (4.5) и (4.19) получаем, что

$$\frac{1}{2} \langle \sigma_i \rangle = \frac{1}{2} \text{Sp } \sigma_i \rho = d_i. \quad (4.20)$$

Средние значения $\langle \sigma_i \rangle$ образуют псевдовектор, который называется поляризацией.

Вводя обозначение $\vec{\mathcal{P}} = \langle \vec{\sigma} \rangle$, запишем матрицу (4.19) в виде

$$\rho = \frac{1}{2} (I + (\vec{\sigma} \cdot \vec{\mathcal{P}})). \quad (4.21)$$

Таким образом, спиновое состояние частиц со спином $1/2$ полностью задается поляризацией $\vec{\mathcal{P}}$. Из неравенства (4.13) находим, что $\mathcal{P} = |\vec{\mathcal{P}}|$ (степень поляризации) не превосходит единицы:

$$\mathcal{P} \leq 1. \quad (4.22)$$

Согласно (4.12) степень поляризации равна единице для чистого состояния. Состояние с $\mathcal{P} = 0$ называется неполяризованным.

Вернемся теперь к рассмотрению процессов столкновений и получим связь между спиновыми матрицами плотности начального и конечного состояний. Для дальнейшего удобно воспользоваться представлением начальной матрицы плотности в форме смеси

$$\rho_0 = \sum_{\mu} \rho_{\mu} \chi_{\mu} \chi_{\mu}^{\dagger} \quad (4.23)$$

На основании (3.16) и (3.17) после усреднения по начальным и суммированию по конечным спиновым состояниям получаем следующее выражение для сечения

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{j_0} \sum_{\mu, \mu'} (\chi_{\mu'}^{\dagger} T(\vec{p}', \vec{p}) \chi_{\mu}) \rho_{\mu} (\chi_{\mu}^{\dagger} T^{\dagger}(\vec{p}', \vec{p}) \chi_{\mu'}) \delta(E' - E) d\vec{p}' \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{j_0} \text{Sp } T(\vec{p}', \vec{p}) \rho_0 T^{\dagger}(\vec{p}', \vec{p}) \delta(E' - E) p'^2 dp' d\Omega' \end{aligned} \quad (4.24)$$

Здесь j_0 плотность потока начальных частиц. В (4.24) легко произвести интегрирование по p' . После интегрирования получаем следующее выражение для дифференциального сечения

$$\sigma \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega'} = \left(\frac{v'}{v} \right) \left(\frac{E_1' - E_2'}{E} \right)^2 \text{Sp } T(\vec{p}', \vec{p}) \rho_0 T^{\dagger}(\vec{p}', \vec{p}) (2\pi)^4, \quad (4.25)$$

где v' и v - разности скоростей конечных и начальных частиц в с.ц.и.

Удобно ввести матрицу $M(\vec{p}', \vec{p})$, которая отличается лишь множителем от $T(\vec{p}', \vec{p})$ и определена так, что дифференциальное сечение равно

$$\sigma = \text{Sp } M(\vec{p}', \vec{p}) \rho_0 M^+(\vec{p}', \vec{p}). \quad (4.26)$$

Перейдем теперь к построению матрицы плотности конечного состояния. Если начальные частицы описываются функцией χ_μ , то спиновая функция конечных частиц равна:

$$\chi' = \sum_{\mu} \chi_{\mu}^+ (\chi_{\mu}^+ M(\vec{p}', \vec{p}) \chi_{\mu}). \quad (4.27)$$

Используя условие полноты функций χ_{μ}^+ , функцию χ' можно записать следующим образом:

$$\chi' = M(\vec{p}', \vec{p}) \chi_{\mu}. \quad (4.28)$$

В случае же, когда начальное состояние описывается матрицей плотности (4.23), конечная матрица плотности равна:

$$\rho = \sum_{\mu} (M \chi_{\mu}) \rho_{\mu} (M \chi_{\mu})^+ = M \rho_0 M^+. \quad (4.29)$$

Конечная матрица плотности нормирована так, что (см. (4.26)) сумма ее диагональных элементов равна дифференциальному сечению. Среднее же значение оператора O в конечном состоянии в соответствии с (4.7), (4.29) и (4.26) равно:

$$\langle O \rangle = \frac{\text{Sp } M \rho_0 M^+ O}{\sigma}. \quad (4.30)$$

§ 5. Соотношение "поляризация-асимметрия" в случае произвольного направления поляризации

Из условий (3.23), (3.28) и (3.33) можно получить общее выражение для M -матрицы любого процесса. Вольфенштейн и Ашкин^{/16/} и Далитц^{/17/}, основываясь на общем выражении для амплитуды упругого рассеяния показали, что лево-правая асимметрия в рассеянии поляризованных частиц со спином 1/2 на неполяризованных частицах с произвольным спином равна скалярному произведению начальной поляризации на поляризацию частиц со спином 1/2, возникающую при рассеянии неполяризованных частиц. Как уже подчеркивалось, это соотношение лежит в основе анализа поляризационных явлений и позволяет, в частности, определять поляризацию частиц путем измерения лево-правой асимметрии. Мы получим соотношение "поляризация-асимметрия" в случае двухчастичных реакций (2.8), используя непосредственно требования инвариантности (3.23), (3.28) и (3.33). Предположим, что спин одной из начальных частиц равен 1/2, а спины всех остальных частиц произвольны. Если в начальном состоянии поляризована только частица со спином 1/2 (поляризация \vec{P}), то нормированная начальная матрица плотности равна

$$\rho_0 = \frac{1}{2} (I + (\vec{\sigma} \vec{P})) \frac{1}{(2s+1)}, \quad (5.1)$$

где s - величина спина второй начальной частицы^{х)}. С помощью (4.26) находим следующее выражение для дифференциального сечения процесса

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{\vec{P} \text{Sp} M(\vec{p}', \vec{p}) \vec{\sigma} M^+(\vec{p}', \vec{p})}{\text{Sp} M(\vec{p}', \vec{p}) M^+(\vec{p}', \vec{p})} \right), \quad (5.2)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{1}{2(2s+1)} \text{Sp} M(\vec{p}', \vec{p}) M^+(\vec{p}', \vec{p}) \quad (5.3)$$

- дифференциальное сечение в случае неполяризованных начальных частиц. Покажем теперь, что в силу требований инвариантности относительно обращения времени, вращений и отражений отношение

$$\frac{\text{Sp} M(\vec{p}', \vec{p}) \vec{\sigma} M^+(\vec{p}', \vec{p})}{\text{Sp} M(\vec{p}', \vec{p}) M^+(\vec{p}', \vec{p})} \quad (5.4)$$

равно поляризации частицы со спином 1/2, возникающей в обратной реакции с неполяризованными частицами. Используем вначале требование (3.33). Если учесть коэффициент пропорциональности между матрицами $M(\vec{p}', \vec{p})$ и $T(\vec{p}', \vec{p})$, то (3.33) можно записать в виде:

$$M(\vec{p}', \vec{p}) = p' \cdot u_T^{-1} M(-\vec{p}, -\vec{p}') u_T \eta_T \eta_T^*.$$

Отсюда получаем:

$$\frac{\text{Sp} M(\vec{p}', \vec{p}) \vec{\sigma} M^+(\vec{p}', \vec{p})}{\text{Sp} M(\vec{p}', \vec{p}) M^+(\vec{p}', \vec{p})} = \frac{\text{Sp} M^+(\vec{p}', \vec{p}) \vec{\sigma} M(\vec{p}', \vec{p})}{\text{Sp} M^+(\vec{p}', \vec{p}) M(\vec{p}', \vec{p})} = \quad (5.5)$$

$$= - \frac{\text{Sp} M_{0b}(-\vec{p}, -\vec{p}') M_{0b}^+(\vec{p}, \vec{p}') \vec{\sigma}}{\text{Sp} M_{0b}(-\vec{p}, -\vec{p}') M_{0b}^+(\vec{p}, \vec{p}')}$$

Таким образом, отношение (5.4) равно со знаком минус поляризации частиц со спином 1/2, возникающей в обратной реакции при столкновении неполяризованных частиц (начальный и конечный импульсы в обратной реакции $-\vec{p}'$ и $-\vec{p}$, соответственно). Введем единичные векторы $\vec{k} = \vec{p}'/|p'|$ и $\vec{k}' = \vec{p}/|p|$ и обозначим поляризацию, возникающую в обратной реакции, следующим образом:

х) Пучок и мишень готовятся обычно независимо друг от друга. Поэтому матрица плотности начального состояния будет прямым произведением $\rho_{\text{п}} \times \rho_{\text{м}}$ матриц плотности пучка и мишени. В нашем случае мишень неполяризована и матрица плотности мишени пропорциональна единичной матрице: $\rho_{\text{м}} = \frac{1}{2s+1} I$. Коэффициент пропорциональности в этом выражении определяется условием нормировки. Матрица плотности пучка $\rho_{\text{п}}$ задается поляризацией \vec{P} и имеет вид (4.21).

$$\frac{\text{Sp } M_{об}(\vec{p}, \vec{p}') M_{об}^+(\vec{p}, \vec{p}') \sigma}{\text{Sp } M_{об}(\vec{p}, \vec{p}') M_{об}^+(\vec{p}, \vec{p}')} = \vec{\rho}_o^{об}(-\vec{k}, -\vec{k}'), \quad (5.8)$$

Из инвариантности матрицы реакции относительно вращений и отражений (соотношения (3.23), (3.28) и (3.22), (3.25)) вытекает, что поляризация (5.8) является псевдовектором, т.е.

$$\vec{\rho}_o^{об}(-\vec{k}, -\vec{k}') = \vec{\rho}_o^{об}(k, k') [k'k]. \quad (5.7)$$

Отсюда следует, что

$$\vec{\rho}_o^{об}(\vec{k}, \vec{k}') = -\vec{\rho}_o^{об}(\vec{k}', \vec{k}). \quad (5.8)$$

Таким образом, отношение (5.4) равно $\vec{\rho}_o^{об}(k', k)$ и для дифференциального сечения прямой реакции окончательно получаем:

$$\sigma = \sigma_o (1 + (\vec{\rho}_o^{об}(k', k))^2). \quad (5.9)$$

Отсюда лево-правая асимметрия равна ^{/18-29/}:

$$e^{LR} = \frac{\sigma^L - \sigma^R}{\sigma^L + \sigma^R} = (\vec{\rho}_o^{об}(k', k))^2. \quad (5.10)$$

В случае упругого рассеяния прямая и обратная реакции совпадают и $\vec{\rho}_o^{об}(k', k)$ представляет собой поляризацию, которая возникла бы, если бы падающие частицы были неполяризованы.

§ 6. Возможные способы определения четностей странных частиц в опытах с поляризованной мишенью

Определение внутренних четностей K-мезонов и гиперонов представляет собой одну из важных задач физики элементарных частиц. В связи с несохранением четности во всех слабых процессах, включая распады странных частиц, внутренняя четность гиперонов и K-мезонов может быть определена лишь при изучении сильных и электромагнитных взаимодействий, ответственных за их образование и взаимные превращения. Пожалуй, одним из наиболее интересных применений поляризованной водородной мишени в физике высоких энергий и являются возможные опыты по определению внутренних четностей странных частиц в реакциях:



с поляризованными протонами. Эта возможность была указана в работах ^{/10-13/}. Связь между внутренними четностями и поляризациями участвующих в реакции частиц обсуждалась в общем виде в упоминавшейся работе ^{/14/}. Возможность определения четностей странных частиц при изучении реакций (6.1) с поляризованными протонами базируется лишь на общих требованиях инвариантности относительно вращений и отражений и не связана с какими-либо конкретными предположениями о динамике взаимодействий.

Одна из возможных постановок опыта основывается на соотношении между левой асимметрией $e^{LR}(\theta)$ в реакции с поляризованной мишенью и поляризацией P_o^L , возникающей при столкновении неполяризованных частиц, имеющем место в случае реакций типа $0+\frac{1}{2} \rightarrow 0+\frac{1}{2}$ (к этому типу относятся и интересующие нас реакции (6.1), так как спин К-мезона равен нулю, а спины Σ и Λ гиперонов равны половине). Напомним, что в случае мишени, поляризованной перпендикулярно к плоскости реакции, это соотношение (см. (2.19)) имеет вид:

$$e^{LR}(\theta) = \pm P_o^L(\theta), \quad (I_\pi I_p = \pm I_K I_Y), \quad (6.2)$$

где P - степень поляризации мишени. Установление того, какая из этих двух возможностей имеет место в действительности и позволяет определить четность К-У-пары относительно протона. Для этого следует сравнить результаты двух независимых экспериментов, выполненных при одной и той же энергии. В одном из них должна быть определена поляризация гиперона в реакции на неполяризованной мишени. Во втором следует измерить асимметрию в реакции с поляризованной мишенью. В принципе достаточно сравнить между собой лишь знаки $e^{LR}(\theta)$ и $P_o^L(\theta)$. Если знаки совпадают, то $I_\pi I_p = I_K I_Y$, если противоположны, то $I_\pi I_p = -I_K I_Y$.

Можно воспользоваться и видоизмененной постановкой опыта. Чтобы понять ее сущность, предположим вначале, что в нашем распоряжении имеются протоны, полностью поляризованные в направлении \vec{p}_o . Как и раньше, рассмотрим реакцию (6.1) в плоскости, перпендикулярной направлению поляризации. Тогда из правила Бора (см. (2.11)) немедленно следует, что гипероны, вылетающие под любым углом θ , будут полностью поляризованы и их поляризация будет совпадать по направлению с поляризацией протонов, если $I_K I_Y = I_\pi I_p$ (запрещена реакция с переворотом спина), и противоположна ей, если $I_K I_Y = -I_\pi I_p$ (запрещена реакция без переворота спина). Таким образом, определение направления поляризации гиперонов, возникающей в реакции с полностью поляризованными протонами, и сравнение его с направлением поляризации мишени, также позволяет прийти к однозначному заключению о четности (К-У)-пары. Ситуация по существу не изменится, если протоны поляризованы лишь частично: $\vec{P} = P\vec{n}_o$. Нужно только произвести соответствующее усреднение. Действительно, средняя

поляризация гиперонов^{x)}, вылетающих под углом θ в плоскости, перпендикулярной \vec{n}_0 , как налево, так и направо, оказывается, как нетрудно проверить с помощью формул (2.4), равной

$$\langle \mathcal{P}(\theta) \rangle = \mathcal{P} \frac{\sigma_{++}^L(\theta) + \sigma_{--}^L(\theta) - \sigma_{-+}^L(\theta) - \sigma_{+-}^L(\theta)}{\sigma_{++}^L(\theta) + \sigma_{--}^L(\theta) + \sigma_{-+}^L(\theta) + \sigma_{+-}^L(\theta)} \quad (6.3)$$

Воспользовавшись правилом Бора (2.11), получаем из (6.3):

$$\langle \mathcal{P}(\theta) \rangle = \pm \mathcal{P} \cdot I_K I_Y = \pm I_\pi I_p \quad (6.4)$$

Как и в случае полностью поляризованных протонов средняя поляризация гиперонов либо равна поляризации протонов ($I_K I_Y = I_\pi I_p$), либо равна ей по величине и противоположна по направлению ($I_K I_Y = -I_\pi I_p$).

Откажемся теперь от предположения о том, что мишень поляризована в направлении, ортогональном плоскости реакции, и получим формулы, справедливые в общем случае. Для этого проще всего воспользоваться аппаратом матрицы плотности и амплитуды реакции, развитым в §§ 3,4, и 5. Матрица плотности начального состояния в реакциях (6.1) имеет вид:

$$\rho = \frac{1}{2} (I + (\vec{\sigma} \vec{\mathcal{P}})) \quad (6.5)$$

где $\vec{\mathcal{P}}$ - поляризация водородной мишени.

Дифференциальное сечение реакции на поляризованной мишени равно:

$$\sigma(\theta, \phi) = \text{Sp } M \rho M^+ = \sigma_0(\theta) \left(1 + (\vec{\mathcal{P}} \frac{\text{Sp } M \vec{\sigma} M^+}{\text{Sp } M M^+}) \right) \quad (6.6)$$

где σ_0 - сечение реакции с неполяризованной мишенью. С другой стороны, поляризация гиперонов $\vec{\mathcal{P}}_0(\theta, \phi)$, возникающая при столкновениях неполяризованных частиц, связана с амплитудой реакции соотношением:

$$\vec{\mathcal{P}}_0(\theta, \phi) = \frac{\text{Sp } \vec{\sigma} M M^+}{\text{Sp } M M^+} \quad (6.7)$$

Матрицы $\vec{\sigma}$ и M в общем случае не коммутируют. Поэтому следы $\text{Sp } M \vec{\sigma} M^+$ и $\text{Sp } \vec{\sigma} M M^+$, входящие в выражения для сечения и поляризации, не равны, вообще говоря, друг другу. Однако между ними существует простое соотношение, вытекающее из требований инвариантности относительно вращений и отражений. Прежде всего эти требования означают, что указанные следы являются псевдовекторами. Следовательно,

x) Средняя поляризация гиперонов определяется равенством

$$\langle \mathcal{P}(\theta) \rangle = \frac{N_+^L(\theta) + N_+^R(\theta) - N_-^L(\theta) - N_-^R(\theta)}{N_+^L(\theta) + N_+^R(\theta) + N_-^L(\theta) + N_-^R(\theta)}$$

где $N_+(\theta)$ - число гиперонов, вылетающих под углом θ , налево со спином параллельным \vec{n}_0 и т.д. При таком усреднении из выражения для конечной поляризации выпадают члены, соответствующие поляризации, возникающей при столкновении неполяризованных частиц.

$$\begin{aligned} \text{Sp } M \vec{\sigma} M^+ &= \vec{n} \text{ Sp } M (\vec{\sigma} \vec{n}) M^+, \\ \text{Sp } \vec{\sigma} M M^+ &= \vec{n} \text{ Sp } (\vec{\sigma} \vec{n}) M M^+, \end{aligned} \quad (6.8)$$

где $\vec{n} = \frac{[\vec{p} \vec{p}']}{|[\vec{p} \vec{p}']|}$ - нормаль к плоскости реакции. Произведем теперь отражение в плоскости реакции. Векторы \vec{p} и \vec{p}' переходят при этом сами в себя и условие инвариантности M -матрицы имеет вид:

$$R^{-1} M (\vec{p}', \vec{p}) R = \pm M (\vec{p}', \vec{p}), \quad (I_K I_Y = \pm I_\pi I_p). \quad (6.9)$$

Поскольку в случае частиц со спином 1/2 оператор отражения R равен $(\vec{\sigma} \vec{n})$, то соотношение (6.9) означает, что оператор $(\vec{\sigma} \vec{n})$ коммутирует с M -матрицей в случае $I_K I_Y = I_\pi I_p$ и антикоммутирует в случае $I_K I_Y = -I_\pi I_p$. Отсюда и из (6.8) вытекает, что

$$\text{Sp } M \vec{\sigma} M^+ = \pm \text{Sp } \vec{\sigma} M M^+, \quad (I_K I_Y = \pm I_\pi I_p). \quad (6.10)$$

Для дифференциального сечения реакции из (6.6), (6.7) и (6.10) получаем:

$$\sigma = \sigma_0 (1 \pm (\vec{\mathcal{P}} \vec{\mathcal{P}}_0)), \quad (I_K I_Y = \pm I_\pi I_p). \quad (6.11)$$

Лево-правая асимметрия, таким образом, равна

$$e^{LR} = \pm (\vec{\mathcal{P}} \vec{\mathcal{P}}_0), \quad (I_K I_Y = \pm I_\pi I_p), \quad (6.12)$$

где $\vec{\mathcal{P}}_0$ - поляризация, возникающая при рассеянии "налево". Из (6.8) и (6.12), видно, что абсолютное значение асимметрии максимально, если поляризация мишени параллельна (антипараллельна) нормали к плоскости реакции.

Таким образом, рассмотренный нами ранее случай начальной поляризации, ортогональной к плоскости реакции, наиболее выгоден с точки зрения измерения асимметрии.

Перейдем теперь к рассмотрению поляризации гиперонов в случае произвольного направления поляризации мишени. Мы рассмотрим только связь между поляризацией гиперонов, усредненной по всем направлениям вылета (по направлениям \vec{p}'), и поляризацией мишени. Усредненная поляризация $\langle \vec{\mathcal{P}}_Y \rangle$ определяется соотношением:

$$\langle \vec{\mathcal{P}}_Y \rangle = \frac{\int \text{Sp } M \rho M^+ \vec{\sigma} d\Omega}{\int \text{Sp } M \rho M^+ d\Omega}. \quad (6.13)$$

Здесь интегрирование производится по всем направлениям \vec{p}' , а $d\Omega$ - соответствующий элемент телесного угла. Общее выражение для $\langle \vec{\mathcal{P}}_Y \rangle$ нетрудно написать, опираясь на требования инвариантности. Действительно, $\langle \vec{\mathcal{P}}_Y \rangle$ должно быть псевдовектором,

построенным из начального импульса \vec{P} и \vec{P}' . Как видно из (6.13), $\langle \vec{P}_Y \rangle$ может зависеть от \vec{P} лишь линейно. Следовательно, $\langle \vec{P}_Y \rangle$ имеет вид:

$$\langle \vec{P}_Y \rangle = \alpha \vec{P} + \beta (\vec{P} \cdot \vec{k}) \vec{k}, \quad (6.14)$$

где α и β - функции энергии налетающих частиц, конкретный вид которых зависит от динамики взаимодействия. Однако, знак α не зависит от динамики. Оказывается, что α положительно при $I_K I_Y = I_\pi I_p$ и отрицательно при $I_K I_Y = -I_\pi I_p$. Следовательно, если поляризация мишени перпендикулярна импульсу налетающих частиц, то сравнение знаков \vec{P} и $\langle \vec{P}_Y \rangle$ позволяет определить четность (K-Y) - пары.

Для того, чтобы это доказать используем общее выражение для матрицы реакции, которые можно получить из условий инвариантности, сформулированных в § 3. В случае, когда внутренняя четность не меняется M - матрица является скаляром:

$$M = \alpha + b (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}), \quad \vec{n} = \frac{[\vec{k} \vec{k}']}{|[\vec{k} \vec{k}']|} \quad (6.15)$$

При изменении внутренней четности матрица реакции - псевдоскаляр:

$$M = c (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) + d (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}'), \quad \vec{k} = \frac{\vec{k}' - (\vec{k} \cdot \vec{k}') \vec{k}}{|[\vec{k} \vec{k}']|} \quad (6.16)$$

В выражениях (6.15) и (6.16) \vec{k} и \vec{k}' - единичные векторы в направлениях начального и конечного относительных импульсов, α , b , c и d - функции энергии и $(\vec{k} \cdot \vec{k}') = \cos \theta$. Вычисляя с помощью этих выражений следы, входящие в (6.13), и производя интегрирование по направлениям \vec{k}' , приходим к следующим выражениям для коэффициента α :

$$I. \quad I_K I_Y = I_\pi I_p \quad \alpha = \frac{\int |\alpha|^2 d\Omega}{\int (|\alpha|^2 + |b|^2) d\Omega} = \frac{\int |\alpha|^2 d\Omega}{\int \sigma_0 d\Omega} \geq 0. \quad (6.17a)$$

$$II. \quad I_K I_Y = -I_\pi I_p \quad \alpha = - \frac{\int |c|^2 d\Omega}{\int (|c|^2 + |d|^2) d\Omega} = - \frac{\int |c|^2 d\Omega}{\int \sigma_0 d\Omega} \leq 0. \quad (6.17b)$$

Вернемся теперь к обсуждению опыта, состоящего в сравнении измеренных в независимых экспериментах асимметрии и поляризации гиперонов. В настоящее время один из этих экспериментов уже проведен: поляризация гиперонов, возникающая при столкновениях неполяризованных частиц, определена при нескольких значениях энергии.

Так, например, реакция



исследовалась в широкой области импульсов налетающих пионов. Сведения о величине и знаке поляризации Λ -гиперонов были получены при изучении их распадов. Угловое распределение протонов от распада поляризованного гиперона имеет вид^{x)}:

$$W(\Theta) = W_0 (1 - a_\Lambda P_\Lambda \cos \Theta), \quad (6.19)$$

где Θ - угол между импульсом протона и направлением поляризации гиперона \vec{P}_Λ (напомним, что поляризация гиперонов ортогональна плоскости их рождения). Отсюда видно, что изучение асимметрии углового распределения позволяет найти произведение $a_\Lambda P_\Lambda$. Коэффициент асимметрии ($-a_\Lambda$) связан с механизмом распада гиперона и равен (см. сноску) продольной поляризации протонов, возникающей при распаде неполяризованных гиперонов. Продольная поляризация протонов, а, следовательно, и a_Λ , определены в настоящее время экспериментально. Способ определения продольной поляризации основывается на том, что протоны, поляризованные в направлении их импульса в системе покоя гиперона, будут, вообще говоря, обладать поперечной (по отношению к направлению их импульса в л.с.) компонентой поляризации в лабораторной системе. Поперечная же компонента может быть определена при изучении азимутальной асимметрии в рассеянии протонов на ядре с известной анализирующей способностью, например, углероде. Так как Λ -частицы, полученные в реакции (6.18) поляризованы,

x) Вследствие несохранения четности в распаде Λ -гиперонов

$\Lambda \rightarrow \pi^+ p$,
 амплитуда распада является комбинацией скаляра и псевдоскаляра ($s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ - волны в конечном состоянии) и имеет вид:

$$M = a + b (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}),$$

где a и b - постоянные, характеризующие распад, а \vec{k} - единичный вектор в направлении импульса протона. Если гиперон поляризован, начальная матрица плотности равна

$\rho_\Lambda = \frac{1}{2} (I + (\vec{\sigma} \cdot \vec{P}_\Lambda))$,
 где $\vec{P}_\Lambda = P_\Lambda \vec{n}$ - поляризация гиперона (\vec{n} - единичный вектор в направлении поляризации). Для вероятности распада W получаем:

$W = \text{Sp } M \rho_\Lambda M^\dagger = W_0 (1 - a_\Lambda P_\Lambda \cos \Theta)$,
 где $W_0 = |a|^2 + |b|^2$ - вероятность распада неполяризованного гиперона, $\cos \Theta = (\vec{n} \cdot \vec{k})$ а параметр асимметрии a_Λ определяется интерференцией $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ волн и равен:

$$a_\Lambda = - \frac{2 \text{Re } ab^*}{|a|^2 + |b|^2}.$$

При распаде неполяризованных гиперонов протоны будут продольно поляризованы и степень их поляризации оказывается равной ($-a_\Lambda$). Действительно, поляризация \vec{P}_p протонов равна:

$$\vec{P}_p = \frac{\text{Sp } \vec{\sigma} M M^\dagger}{\text{Sp } M M^\dagger} = \frac{2 \text{Re } ab^*}{|a|^2 + |b|^2} \vec{k} = -a_\Lambda \vec{k}.$$

Как видно из этих рассуждений, степень поляризации гиперонов может быть определена при изучении асимметрии продуктов распада, если известен параметр a_Λ . Его определение требует в свою очередь измерения продольной поляризации протонов отдачи в распаде неполяризованного Λ -гиперона. Очевидно, что эти рассуждения применимы к слабому распаду любого гиперона со спином 1/2.

то для получения неполяризованных гиперонов следует произвести усреднение по всем ориентациям плоскости их рождения. Наиболее точное значение $a_{\Lambda} = -0,62 \pm 0,07$ получено Крониним и Оверсетом ^{/27/} на основании анализа 1156 случаев рассеяния протонов в углеродных пластинах, помещенных в искровую камеру. Значения a_{Λ} , полученные другими авторами, приведены в таблице 1, заимствованной из обзорного доклада Кроффорда ^{/28/} на Женевской конференции 1962 г.

Т а б л и ц а 1^{х)}

| Авторы ^{х)} | Источник Λ -частиц | Детектор | a |
|-----------------------------------|----------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| Кронин ^{/27/} Оверсет | $\pi^- + p^+$ | Искровая камера | $-0,62 \pm 0,05$ |
| Грэй и др. ^{/29/} | $K^- + He$ | Гелиевая пузырь- ковая камера | $-0,66 \pm 0,25$ |
| Билл и др. ^{/30/} | $\pi^- + p^+$ | Искровая камера | $-0,67^{+0,13}_{-0,17}$ |
| Бэрдж и Фаулер ^{/31/} | $\pi^- + \text{пропан}$ | Пропановая пузырь- ковая камера | $-0,45^{+0,40}$ |
| Болдт и др. ^{/32/} | $\pi^- + \text{железо}$ | Камера Вильсона | $+0,85^{+0,15}_{-0,21}$ |

х) Работы расположены в порядке, обратном хронологическому. Первые по времени данные Болдта и др. считаются сейчас неправильными.

Отрицательное значение a_{Λ} означает, что протоны обладают положительной спиральностью и при распаде поляризованного Λ -гиперона вылетают преимущественно в направлении поляризации $\vec{\Phi}_{\Lambda}$.

Зная a_{Λ} , можно определить \mathcal{P}_{Λ} , основываясь на измеренных значениях $a_{\Lambda} \mathcal{P}_{\Lambda}$. Так, при энергии пионов $T_{\pi} = 793$ Мэв средняя поляризация $\overline{\mathcal{P}}_{\Lambda}$ составляет около 70% и направлена по $[(-\vec{p}_{\pi}) \vec{p}_{\Lambda}]$. Она близка к этому значению и при $T_{\pi} = 871$ Мэв. Полные сечения реакции (6,18) равны при этих энергиях $(0,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ и $(0,56 \pm 0,04) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Подробности о сечениях и поляризациях при этих энергиях приведены в работе ^{/33/}. Там же имеются ссылки на более ранние работы. По данным группы Кроффорда ^{/34/} при импульсе пиона $1035 \frac{\text{Мэв}}{c}$ сечение составляет $(0,73 \pm 0,028) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, а поляризация под углом 90° (с.ц.и.) близка к 100%. Отсюда видны значения энергии пионов, при которых можно рекомендовать проведение опыта по определению четности (Λ -K)-системы.

Изучение реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+ \quad (6.20)$$

с поляризованной водородной мишенью дает возможность не только определить четность $(\Sigma^+ - K^+)$ - пары, но и относительную четность Σ и Λ -гиперонов, если известны результаты опытов по изучению реакции (6.18). Из различных распадов Σ -гиперонов, только процесс $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ характеризуется существенно отличным от нуля значением коэффициента асимметрии. По последним данным ^{/28,30/}

$$a_0 = 0,78 \begin{matrix} +0,08 \\ -0,09 \end{matrix}$$

Аналогичные коэффициенты для других распадов Σ -гиперонов равны ^{/28/}

$$a_+(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^+) = 0,03 \pm 0,08$$

$$a_-(\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-) = 0,16 \pm 0,21$$

По данным Корка и др. ^{/35/} поляризация гиперонов в (6.20) при $T_\pi = 990$ Мэв близка к 100%. Однако, поляризация гиперонов в той же реакции при $T_\pi = 1090$ Мэв очень мала ^{/36/}.

Если спин Ξ^- -гиперона окажется равным половине, то для определения четности $(\Xi^- p)$ пары можно будет использовать реакцию

$$K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ \quad (6.21)$$

В предположении, что спин Ξ^- равен 1/2 известны как значение коэффициента асимметрий a_Ξ (распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$), так и энергия, при которой поляризация Ξ^- -гиперона велика. Наиболее точное a_Ξ равно ^{/28/}:

$$a_\Xi = 0,62 \pm 0,11$$

Поляризация Ξ^- -гиперонов близка к 100%, например, при импульсе K^- -мезонов $1800 \frac{\text{Мэв}}{c}$ ^{/37/}.

До сих пор мы рассматривали возможные способы определения четности в реакциях вида:

$$0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2} \quad (6.22)$$

с поляризованной мишенью (0 и 1/2 - спины частиц).

Рассмотрим теперь вкратце реакции типа

$$\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + 0 \quad (6.23)$$

Мы покажем, что измерение полного сечения реакции вида (6.23) с поляризованным пучком и поляризованной мишенью и сравнение его с полным сечением этой же реакции с неполяризованными частицами также позволяет определить внутренние четности частиц ^{/38/}.

Действительно, полное сечение реакции (6.23) имеет вид (см. § 7):

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{1}{4} (\sigma_0^t - \sigma^s) (\vec{\mathcal{P}}_1 \vec{\mathcal{P}}_2) + \frac{1}{2} (\sigma_+^t - \sigma_0^t) (\vec{\mathcal{P}}_1 \vec{k}) (\vec{\mathcal{P}}_2 \vec{k}), \quad (6.24)$$

где $\vec{\mathcal{P}}_1$ и $\vec{\mathcal{P}}_2$ - поляризации пучка и мишени, σ_0^t , σ_+^t и σ^s - полные сечения реакции из триплетного с проекцией нуль, триплетного с проекцией +1 и синглетного состояний, соответственно. Пусть произведение внутренних четностей всех частиц $I = -1$. Тогда закон сохранения четности дает

$$(-1)^{\ell_1} = -(-1)^{\ell_f}, \quad (6.25)$$

где ℓ_1 и ℓ_f - орбитальные моменты начального и конечного состояний. Если начальное состояние - синглет, то очевидно, что сохранение полного момента приводит к

$$\ell_1 = \ell_f. \quad (6.26)$$

Соотношения (6.25) и (6.26) означают, что при $I = -1$ реакция из синглетного состояния запрещена:

$$\sigma^s = 0, \quad I = -1. \quad (6.27)$$

При $I = +1$ оказывается запрещенной реакция из триплетного состояния с проекцией нуль:

$$\sigma_0^t = 0, \quad I = +1. \quad (6.28)$$

В этом случае из закона сохранения четности следует, что

$$(-1)^{\ell_1} = (-1)^{\ell_f}, \quad (6.29)$$

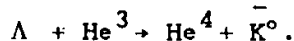
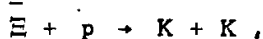
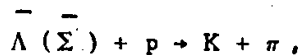
в то время как закон сохранения момента и его проекции требует, чтобы ℓ_1 и ℓ_f отличались на единицу.

Отсюда видно, что для рассматриваемых реакций знак коэффициента при $(\vec{\mathcal{P}}_1 \vec{\mathcal{P}}_2)$ в выражении для полного сечения однозначно связан с внутренней четностью. В случае, когда поляризация мишени ортогональна \vec{k} , сечения принимают вид:

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{1}{4} \sigma^s (\vec{\mathcal{P}}_1 \vec{\mathcal{P}}_2), \quad I = 1, \quad (6.30)$$

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{1}{4} \sigma_0^t (\vec{\mathcal{P}}_1 \vec{\mathcal{P}}_2), \quad I = -1.$$

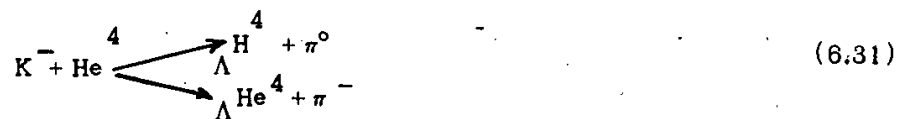
Таким образом сравнение полных сечений σ и σ_0 позволяет определить знак коэффициента при $(\vec{\mathcal{P}}_1 \vec{\mathcal{P}}_2)$, и, следовательно, внутреннюю четность частиц. Для этой цели можно изучать, например, реакции:



Отметим, что определение внутренних четностей таким образом представляется в настоящее время более трудным, чем в реакциях вида (6.22).

Коснемся теперь вкратце вопроса о том, какие сведения о внутренних четностях странных частиц дали эксперименты, выполненные до настоящего времени.

Указания на отрицательную четность (ΛK) были получены при изучении реакций



указанных Далитцем^{/39/}. Если спины гиперядер равны нулю, то сохранение полного момента приводит к равенству орбитальных моментов в начальном и конечном состояниях реакций (6.31):

$$l_i = l_f. \quad (6.32)$$

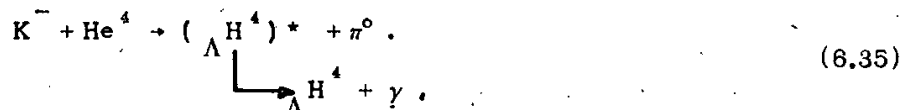
В свою очередь закон сохранения четности дает:

$$I_K I_N (-1)^{l_i} = I_\Lambda I_\pi (-1)^{l_f}. \quad (6.33)$$

Отсюда следует, что реакция разрешена лишь при условии

$$I_K I_N = I_\Lambda I_\pi. \quad (6.34)$$

В настоящее время экспериментально подтверждено, что спин $\Lambda^4 H^4$ в основном состоянии равен нулю (см., например,^{/40/}). Поэтому наблюдение группой Блока-Певзнера^{/41/} нескольких десятков случаев реакций (6.31) является веским указанием в пользу того, что $I_K I_N = I_\Lambda I_\pi$. Однако наблюдение реакции (6.31) не определяет четности ($K-\Lambda$)-пары, если у гипер-ядра имеется возбужденное состояние со спином единица и с энергией связи в несколько сотен кэВ^{/42/}. Действительно, в этом случае и при $I_K I_N = -I_\Lambda I_\pi$ будет иметь место последовательность реакций:



имитирующая (6.31). Поэтому наблюдение гипер-ядер при взаимодействии K^- -мезонов с He^4 можно будет считать доказательством (6.34) лишь после того, как будет установлено отсутствие γ -излучения от распадов $(\Lambda^4 H^4)^* \rightarrow \Lambda^4 H^4 + \gamma$ или $(\Lambda^4 He^4)^* \rightarrow \Lambda^4 He^4 + \gamma$.

В самое последнее время получены очень веские аргументы в пользу того, что относительная четность Σ и Λ -частиц положительна^{/43-44/}. Для определения $(\Sigma-\Lambda)$ -четности измерялся спектр масс (e^+e^-) -пар от распада неполяризованных Σ^0 -гиперонов:



Изучение этого распада с целью определения $(\Sigma-\Lambda)$ -четности было предложено в работах^{/45,46/}. Задача состоит в том, чтобы установить является переход электрическим (отрицательная $(\Sigma-\Lambda)$ -четность) или магнитным (положительная $(\Sigma-\Lambda)$ -четность)

дипольным переходом. При данной четности матричный элемент характеризуется двумя формфакторами. Однако формфактор, исчезающий в случае излучения реального γ -кванта, разумно считать малым при тех значениях передачи импульса, которые имеют место в распаде (6.36). Именно в этом предположении авторы работ^{/43,44/} приходят к заключению о положительной (Σ - Λ -четности. К такому же заключению приходят авторы работ^{/47,48/} из феноменологического анализа (K^+ - p)-взаимодействий в области импульсов K^+ -мезонов около $400 \frac{\text{Мэв}}{c}$.

§ 7. Рассеяние нуклонов нуклонами

Опыты по рассеянию нуклонов нуклонами являются важным источником информации о взаимодействии между этими частицами. Непосредственной целью этих опытов является получение сведений об асимптотическом поведении волновых функций сталкивающихся нуклонов или, иначе говоря, восстановление матрицы рассеяния нуклонов нуклонами.

За последние годы в изучении нуклон-нуклонных столкновений и в решении задачи восстановления матрицы рассеяния был достигнут значительный прогресс. Это стало возможным благодаря получению поляризованных нуклонных пучков и выполнению опытов по двойному и тройному рассеянию. Поляризованные пучки быстрых протонов были получены в результате рассеяния протонов ядрами. Если полученный таким образом пучок подвергнуть вторичному рассеянию на мишени идентичной первой, можно определить степень поляризации пучка. При энергиях в несколько сот Мэв поляризация упруго рассеянных ядрами протонов близка при некоторых углах рассеяния к 70-100%. Поляризация, возникающая при столкновении протонов с протонами, определялась путем измерения азимутальной асимметрии при рассеянии пучка протонов с известной степенью поляризации на водороде (двойное рассеяние). В тройном рассеянии, где первая и третья мишени играли роль поляризатора и анализатора, определялось изменение поляризации при рассеянии поляризованных протонов на водороде (вторая мишень).

Впервые подобная программа опытов была выполнена при энергии 310 Мэв^{/49/} (Беркли). Вслед за этим было проведено детальное изучение нуклон-нуклонного рассеяния при 150 Мэв^{/50/} (Гарвард, Харуэлл) и 210 Мэв^{/51/} (Рочестер), при 650 Мэв^{/52/} (Дубна) и вблизи 50 Мэв^{/53/}.

В этом параграфе мы рассмотрим возможные применения поляризованной протонной мишени, а также поляризованного пучка и поляризованной мишени при решении задачи о восстановлении матрицы нуклон-нуклонного рассеяния.

1. Матрица N-N-рассеяния

В рамках требований изотопической инвариантности три процесса нуклон-нуклонного рассеяния (p-p, n-p и n-n -рассеяния) описываются матрицей, действующей на спиновые и изотопические переменные нуклонов:

$$M(\vec{k}', \vec{k}) = M_0(\vec{k}', \vec{k}) \frac{1 - (\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2)}{4} + M_1(\vec{k}', \vec{k}) \frac{3 + (\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2)}{4} \quad (7.1)$$

Здесь \vec{r}_1 и \vec{r}_2 -изотопические матрицы нуклонов, \vec{k} и \vec{k}' -единичные векторы в направлениях начального и конечного относительных импульсов (с.п.и.), а M_0 и M_1 описывают рассеяние в состояниях с изотопическим спином T , равным 0 или 1. Как легко видеть из (7.1), матрицы p-p и n-n рассеяния совпадают с M_1 , а n-p рассеяние описывается полусуммой M_1 и M_0 . Более точно амплитуды p-p, n-p и n-p -рассеяния выражаются через M_1 и M_0 следующим образом

$$\langle pp | M | pp \rangle = \langle nn | M | nn \rangle = M_1,$$

$$\langle np | M | np \rangle = \frac{1}{2} (M_1 + M_0)$$

$$\langle pn | M | pn \rangle = \frac{1}{2} (M_1 - M_0).$$

Общее выражение для матрицы $M_T(\vec{k}', \vec{k})$ может быть получено из требований инвариантности относительно пространственных вращений и отражений, а также обращения времени^{/16,17/}. Введем тройку взаимно ортогональных векторов:

$$\vec{n} = \frac{[\vec{k}, \vec{k}']}{|[\vec{k}, \vec{k}']|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k} - \vec{k}'}{|\vec{k} - \vec{k}'|}, \quad \vec{\ell} = \frac{\vec{k} + \vec{k}'}{|\vec{k} + \vec{k}'|} \quad (7.2)$$

Эта тройка удобна и тем, что в нерелятивистском приближении векторы $\vec{\ell}$ и \vec{m} совпадают по направлению с лабораторными импульсами рассеянного нуклона и нуклона отдачи, соответственно. Разлагая $M_T(\vec{k}', \vec{k})$ по полной системе шестнадцати спиновых матриц $1, \sigma_{11}, \sigma_{2k}, \sigma_{11} \sigma_{2k}$, используя тройку векторов (7.2), приходим с помощью (3.23), (3.28) и (3.34) к следующему общему выражению для

$$M_T(\vec{k}', \vec{k}) = \alpha_T + b_T (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + c_T [(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + d_T [(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) - (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + e_T (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) (\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + f_T (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_2 \vec{\ell}). \quad (7.3)$$

Коэффициенты $\alpha_T, b_T, c_T, d_T, e_T$ и f_T являются комплексными функциями энергии сталкивающихся частиц и $(\vec{k}, \vec{k}') = \cos \theta$.

Покажем теперь, что в случае нуклон-нуклонного рассеяния коэффициент

$d_T = 0$. Это является следствием тождественности частиц для $p-p$ и $n-n$ -рассеяния. Для $p-p$ рассеяния это верно лишь в рамках гипотезы изотопической инвариантности. Чтобы доказать это утверждение рассмотрим начальное (конечное) состояние двух нуклонов с определенными значениями четности $(-1)^{\ell} ((-1)^{\ell'})$ полного спина $s (s')$ и полного изотопического спина $T(T')$. Из принципа Паули следует, что

$$\begin{aligned} (-1)^{\ell} (-1)^{s+1} (-1)^{T+1} &= -1 \\ (-1)^{\ell'} (-1)^{s'+1} (-1)^{T'+1} &= -1. \end{aligned}$$

Учитывая сохранение четности и полного изотопического спина, получаем из этих равенств:

$$(-1)^s = (-1)^{s'}$$

Поскольку возможными значениями s и s' являются 0 и 1, отсюда вытекает, что $s = s'$ и синглет-триплетные переходы запрещены. Единственным же слагаемым в амплитуде (8.3), некоммутирующим с оператором квадрата полного спина $\vec{s}^2 = \frac{1}{4}(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)^2$ и приводящим к синглет-триплетным переходам, является

$$d_T [(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) - (\vec{\sigma}_2 \vec{n})].$$

Таким образом, $d_T = 0$ и матрица нуклон-нуклонного рассеяния симметрична относительно замены $\vec{\sigma}_1 \leftrightarrow \vec{\sigma}_2$. Отметим, что к отсутствию синглет-триплетных переходов для нуклон-антинуклонного рассеяния приводит требование G -инвариантности.

Матрицу $M_T(\vec{k}', \vec{k})$ ($d_T = 0$) можно переписать в несколько ином виде, выделив явно синглетное и триплетное рассеяния:

$$\begin{aligned} M_T(\vec{k}', \vec{k}) &= B_T \hat{S} + C_T [(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + \\ &+ \frac{1}{2} G_T [(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{l})] \hat{T} \\ &+ \frac{1}{2} H_T [(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) - (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{l})] \hat{T} \\ &+ N_T (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) \hat{T} \end{aligned} \quad (7.4)$$

Здесь $\hat{S} = \frac{1}{4} [1 - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)]$ и $\hat{T} = \frac{1}{4} [3 + (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)]$ - синглетный и триплетный проектирующие операторы, а

$$\begin{aligned} B &= a - b - e - f, & C &= c, & G &= 2a + e + f \\ H &= e - f, & N &= a + b. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Амплитуда B описывает синглетное рассеяние, остальные - триплетное.

Требование антисимметрии конечной волновой функции $M(\vec{k}', \vec{k}) \chi_S \chi_T$ (χ_S и χ_T

спиновая и изоспиновая функции начального состояния) относительно перестановки пространственных ($\vec{k}' \rightarrow -\vec{k}'$) спиновых и изотопических переменных приводит, как нетрудно видеть с помощью (7.1) и (7.4), к тому, что амплитуды $B_1(\theta)$, $C_1(\theta)$, $H_1(\theta)$, $G_0(\theta)$, $N_0(\theta)$ не меняются при замене $\theta \rightarrow \pi - \theta$, в то время как $B_0(\theta)$, $C_0(\theta)$, $H_0(\theta)$, $G_1(\theta)$ и $N_1(\theta)$ изменяют знак. Используя эти свойства симметрии, нетрудно с помощью (7.5) установить и поведение амплитуд a_T , b_T и т.д. при замене $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Таким образом, при изучении p-p и n-p -рассеянии можно ограничиться измерениями в угловом интервале $0 \leq \theta \leq \pi/2$, так как значение амплитуды в интервале $\pi/2 < \theta < \pi$ определяется указанными свойствами симметрии. В случае n-p -рассеяния интервал измерений удваивается $0 \leq \theta \leq \pi$, что соответствует удвоению числа состояний в этой системе.

До сих пор мы не приняли во внимание ограничений, накладываемых на $M_T(\vec{k}', \vec{k})$ требованиями унитарности S-матрицы $S^\dagger S = 1$. Как было показано в работе /54/, это требование приводит в области энергий до порога мезообразования к следующему интегральному соотношению:

$$\frac{2\pi}{ik} [M_T(\vec{k}', \vec{k}) - M_T^\dagger(\vec{k}, \vec{k}')] = \int M_T^\dagger(\vec{k}'', \vec{k}') M_T(\vec{k}'', \vec{k}) d\Omega_{\vec{k}''}, \quad (7.6)$$

где $d\Omega_{\vec{k}''}$ элемент телесного угла в направлении \vec{k}'' . Это матричное соотношение эквивалентно при каждом значении T пяти интегральным соотношениям между десятью действительными функциями угла и энергии (действительными и мнимыми частями коэффициентов a_T , b_T и т.д. или B_T , C_T и т.п.). Если пять из этих функций известны при заданной энергии во всем интервале углов ($0 \leq \theta \leq \pi/2$), то в области энергий до порога рождения пионов пять других функций определяются пятью соотношениями (7.6). Подчеркнем, что из этих соотношений определяется и общая фаза матрицы рассеяния. Отсюда видно, что для восстановления $M_T(\vec{k}', \vec{k})$ в принципе необходимо произвести пять опытов при всех углах. Так как матрица p-p рассеяния совпадает с M_1 , то для ее восстановления достаточно выполнить пять опытов в интервале углов $0 \leq \theta \leq \pi/2$. В случае n-p столкновений матрица рассеяния равна $\frac{1}{2}(M_1 \pm M_0)$ и для ее восстановления следует произвести пять опытов в интервале углов $0 \leq \theta \leq \pi$. Если M_1 известна при заданной энергии из опытов по p-p рассеянию, то для определения M_0 можно ограничиться пятью опытами по n-p рассеянию при той же энергии в интервале $0 \leq \theta \leq \pi/2$.

Практически для восстановления матрицы рассеяния используется метод фазового анализа (см., например, /55/), который автоматически учитывает условие унитарности (действительность фазовых сдвигов и параметров смешивания ниже порога рождения пионов).

Развитие техники эксперимента, и в особенности наличие поляризованной протон-

ной мишени и поляризованных пучков нуклонов позволяет поставить задачу прямого восстановления элементов матрицы рассеяния с точностью до общего фазового множителя при данных значениях угла и энергии без использования соотношения унитарности. На первый взгляд для этого требуется провести девять независимых экспериментов. Однако, как показали Шумахер и Бете^{/56/} из-за билинейного характера зависимости наблюдаемых величин от элементов матрицы рассеяния, для однозначного ее восстановления требуется выполнить большее число независимых экспериментов при каждом значении угла и энергии. Этот метод особенно полезен при высоких энергиях, когда необходимость учитывать большое число состояний и рассматривать влияние неупругих процессов затрудняют проведение фазового анализа. Наличие поляризованной мишени и поляризованных пучков нуклонов делают эту программу осуществимой уже в настоящее время.

2. Возможные опыты

1. Возможные опыты по рассеянию нуклонов нуклонами^{x)} отличаются как состоянием поляризации начальных пучка и мишени, так и характером измеряемых величин (сечение, поляризация рассеянной частицы, поляризация частицы отдачи, корреляция поляризаций). Параметры, измеряемые в опытах с неполяризованной мишенью, обычно называются параметрами однократного, двойного и тройного рассеяния. Эти названия происходят от условий проведения соответствующих экспериментов при отсутствии инжекторов поляризованных частиц. Ниже мы вкратце опишем эти опыты и покажем, как они видоизменяются при использовании поляризованных мишеней.

Вначале мы рассмотрим столкновения нетождественных частиц, а на изменениях, вносимых принципом Паули, остановимся позднее. Индекс 1 у спиновых матриц будет относиться к падающим (рассеянными) частицам, а индекс 2 к частицам мишени (отдачи).

Сечение рассеяния неполяризованного пучка на неполяризованной мишени

$$\sigma_0 = \frac{1}{4} \text{Sp } M M^+ \quad (7.7)$$

является параметром однократного рассеяния. Выражения сечения и других измеряемых величин через амплитуды a , b и т.п. приведены в таблице II.

Поляризации \vec{P}_1^0 и \vec{P}_2^0 рассеянных частиц и частиц отдачи, возникающие при столкновениях неполяризованных частиц^{xx)}, равны между собой^{xxx)}.

x) Анализ всех возможных опытов по рассеянию нуклонов нуклонами и вытекающих из требований инвариантности связей между ними проведен в работе^{/54/}.

xx) Как уже отмечалось, благодаря инвариантности при отражениях, поляризации \vec{P}_1^0 и \vec{P}_2^0 ортогональны плоскости реакции.

xxx) Равенство поляризаций \vec{P}_1^0 и \vec{P}_2^0 является следствием симметричной зависимости M от $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ ($d=0$). Это утверждение неверно в случае существования синглет-триплетных переходов.

$$\vec{P}_1^{\circ} = \vec{P}_2^{\circ} \equiv \vec{P}^{\circ} = \frac{1}{4} \frac{\text{Sp } \sigma_1 M M^+}{\sigma_0} \quad (7.8)$$

Они определяются при измерении асимметрии во вторичном рассеянии на мишени с известной анализирующей способностью и являются параметрами двойного рассеяния. Обычно пользуются видоизмененной постановкой опыта. Поляризация, возникающая при столкновении неполяризованных нуклонов, определяется по асимметрии рассеяния на водороде (вторая мишень) пучка с известной степенью поляризации, полученного в результате столкновений с ядрами (первая мишень) с известной поляризующей способностью.

Очевидно, что применение поляризованной мишени позволяет отказаться от дополнительного рассеяния, приводящего к получению пучка с известной степенью поляризации и заменяет, тем самым, опыт по определению \vec{P}° из измерений асимметрии в двойном рассеянии опытом по измерению асимметрии рассеяния неполяризованного пучка на поляризованной мишени.

Применение поляризованной мишени оказывается очень полезным при измерении поляризации в n - p рассеянии. Для этого в опытах с неполяризованными нейтронами достаточно наблюдать асимметрию протонов отдачи. Пучки быстрых нейтронов на ускорителях протонов обычно получают в результате обменного n - p -рассеяния. Поляризация их оказывается небольшой. Упругое рассеяние нейтронов ядрами приводит к поляризованным пучкам нейтронов с невысокой интенсивностью. В результате, большая часть данных о поляризации в n - p -рассеянии получена до сих пор из анализа опытов по квазиупругому рассеянию поляризованных протонов на нейтронах, входящих в состав дейтронов.

Эксперименты с поляризованной протонной мишенью дают возможность получить сведения о поляризации частиц при энергиях в несколько Гэв, где исследования без поляризованной мишени сильно затруднены.

2. Рассмотрим теперь так называемый тензор деполаризации D_{ik} , который определяется соотношением

$$\sigma_0 D_{ik} = \frac{1}{4} \text{Sp } \sigma_{ik} M \sigma_{ik} M^+ \quad (7.9)$$

При рассеянии поляризованного пучка с поляризацией \vec{P}_1 на неполяризованной мишени тензор D_{ik} связывает i -компоненту поляризации \vec{P}_1 рассеянных частиц с \vec{P}_1 соотношением

$$P'_{1i} = \frac{\text{Sp } \sigma_{1i} M \rho M^+}{\text{Sp } M \rho M^+} = \frac{1}{4} \frac{\text{Sp } \sigma_{1i} M [1 + (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}_1)] M^+}{\sigma_0 [1 + (\vec{P}^{\circ} \cdot \vec{P}_1)]} = \frac{P_{1i}^{\circ} + D_{ik} P_{1k}}{1 + (\vec{P}^{\circ} \cdot \vec{P}_1)} \quad (7.10)$$

где, как и раньше, $\vec{P}^0 = P^0 \vec{n}$ - поляризация частиц, возникающая при столкновении неполяризованных нуклонов. Благодаря симметричной зависимости M от $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ тензор D_{ik} равен также $\frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{2i}^- M \sigma_{2k}^+ M^+$ и определяет также поляризацию частиц отдачи \vec{P}'_2 при рассеянии неполяризованных частиц на мишени с поляризацией \vec{P}_2 :

$$P'_{2i} = \frac{P^0_i + D_{ik} P_{2k}}{1 + (\vec{P}^0 \cdot \vec{P}_2)} \quad (7.11)$$

Как видно из определения D_{ik} (см. (7.9)), требований инвариантности (3.23) и (3.28) относительно вращений и отражений и трансформационных свойств спиновых матриц (см. (3.22) и (3.25)), D_{ik} является тензором второго ранга и имеет, следовательно, вид:

$$D_{ik}(\vec{k}', \vec{k}) = D_{nn} n_i n_k + D_{\ell\ell} \ell_i \ell_k + D_{mm} m_i m_k + D_{m\ell} m_i \ell_k + D_{\ell m} \ell_i m_k \quad (7.12)$$

Коэффициенты D_{nn} , $D_{\ell\ell}$ и т.п. являются функциями энергии и $(\vec{k} \cdot \vec{k}') = \cos \theta$.

Дальнейшие ограничения на D_{ik} следуют из требований инвариантности при обращении времени. Используя (3.34) и (3.32), получаем

$$\begin{aligned} \sigma_0 D_{ik}(\vec{k}', \vec{k}) &= \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1i} M(\vec{k}', \vec{k}) \sigma_{1k} M^+(\vec{k}', \vec{k}) = \\ &= \frac{1}{4} \text{Sp} \tilde{M}^+(\vec{k}', \vec{k}) \tilde{\sigma}_{1k} \tilde{M}(\vec{k}', \vec{k}) \tilde{\sigma}_{1i} = \\ &= \frac{1}{4} \text{Sp} u_T^{-1} M(-\vec{k}, -\vec{k}') u_T \tilde{\sigma}_{1k} u_T^{-1} M(-\vec{k}, -\vec{k}') u_T \tilde{\sigma}_{1i} = \\ &= \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1k} M(-\vec{k}, -\vec{k}') \sigma_{1i} M^+(-\vec{k}, -\vec{k}') = \\ &= \sigma_0 D_{ki}(-\vec{k}, -\vec{k}'). \end{aligned} \quad (7.13)$$

Так как при замене $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}'$ векторы $\vec{\ell}, \vec{m}, \vec{n}$ переходят в $-\vec{\ell}, \vec{m}$ и $-\vec{n}$, то из (7.12) и (7.13) вытекает, что

$$D_{m\ell} = -D_{\ell m} \quad (7.14)$$

Таким образом, D_{ik} определяется четырьмя скалярными функциями

$$D_{ik} = D_{nn} n_i n_k + D_{\ell\ell} \ell_i \ell_k + D_{mm} m_i m_k + D_{m\ell} (m_i \ell_k - \ell_i m_k). \quad (7.15)$$

При обсуждении опытов по тройному рассеянию ^{/57/} Вольфенштейном были введены следующие параметры:

$$D = (\vec{n}_\Lambda)_i D_{ik} (\vec{n}_\Lambda)_k = (\vec{n})_i D_{ik} (\vec{n})_k = D_{nn}$$

$$R = [\vec{n}_\Lambda \vec{k}'_\Lambda]_i D_{ik} [\vec{n}_\Lambda \vec{k}_\Lambda]_k = -(\vec{m})_i D_{ik} [\vec{n} \vec{k}]_k =$$

$$= D_{mm} \cos \frac{\theta}{2} - D_{m\ell} \sin \frac{\theta}{2}$$

$$A = [\vec{n}_\Lambda \vec{k}'_\Lambda]_i D_{ik} (\vec{k}_\Lambda)_k = -(\vec{m})_i D_{ik} (\vec{k})_k = D_{mm} \sin \frac{\theta}{2} - D_{m\ell} \cos \frac{\theta}{2}$$

$$R' = (\vec{k}'_\Lambda)_i D_{ik} [\vec{n} \vec{k}]_k = (\vec{\ell})_i D_{ik} [\vec{n} \vec{k}]_k = D_{\ell\ell} \sin \frac{\theta}{2} + D_{m\ell} \cos \frac{\theta}{2} \quad (7.16)$$

$$A' = (\vec{k}'_\Lambda)_i D_{ik} (\vec{k}_\Lambda)_k = (\vec{\ell})_i D_{ik} (\vec{k})_k = D_{\ell\ell} \cos \frac{\theta}{2} - D_{m\ell} \sin \frac{\theta}{2}$$

Здесь \vec{n}_Λ , \vec{k}_Λ и \vec{k}'_Λ нормаль к плоскости рассеяния и единичные векторы в направлениях импульсов падающих и рассеянных частиц в лабораторной системе координат. Для получения связи между введенными параметрами и D_{nn} , D_{mm} и т.п. мы воспользовались тем, что $\vec{n}_\Lambda = \vec{n}$, $\vec{k}_\Lambda = \vec{k}$ и $\vec{k}'_\Lambda = \vec{\ell}$ в нерелятивистском приближении. Из (7.16) вытекает, что параметры R , A , R' и A' связаны между собой соотношением

$$(A + R') = (A' - R) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \quad (7.17)$$

Тот факт, что из четырех параметров тройного рассеяния лишь три оказываются независимыми остается справедливым, конечно, для процесса упругого рассеяния частиц спина $1/2$ на частицах произвольного спина s . Особый случай реакции $0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$ обсуждается в § 8.

Для измерения параметров (7.16) или, что то же самое, компонент D_{ik} в отсутствии поляризованной мишени необходимы опыты по тройному рассеянию. Как и при двойном рассеянии первое рассеяние играет роль поляризатора - получается пучок с известной поляризацией \vec{P}_1 . Второе рассеяние происходит на исследуемой (водородной) мишени. Третье рассеяние на мишени - анализаторе служит для определения поляризации \vec{P}'_1 . Геометрия различных опытов по тройному рассеянию определяется тем, что поляризация, возникающая при столкновениях неполяризованных частиц, ортогональна плоскости рассеяния, и тем, что анализирующее рассеяние позволяет определить опять-таки лишь нормальную к его плоскости компоненту поляризации. Так для определения D все три рассеяния следует провести в одной плоскости. При определении R плоскость исследуемого рассеяния должна быть перпендикулярна плоскости поляризующего и анализирующего рассеяний. При определении A плоскость анализирующего рассеяния перпендикулярна плоскости основного, а для получения продольно-поляризованного пучка между поляризующим рассеянием и исследуемым

должно быть помещено магнитное поле и т.п. Применение поляризованной мишени делает излишним рассеяние на мишени-поляризаторе^{x)} и позволяет заменить опыт по тройному рассеянию двойным опытом. Дополнительные преимущества возникают при исследовании п-р -рассеяния. Так, например, для измерения D в п-р -рассеяния достаточно рассеять неполяризованные нейтроны на протонной мишени поляризованной по нормали к плоскости рассеяния и затем измерить лево-правую асимметрию протонов отдачи.

3. Обратимся теперь к тензору передачи поляризации:

$$K_{ik} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{2i} M \sigma_{1k} M^+ \quad (7.18)$$

Этот тензор определяет поляризацию частиц отдачи \vec{P}'_2 при рассеянии поляризованного пучка (поляризация \vec{P}_1) на неполяризованной мишени:

$$P'_{2i} = \frac{P_1^0 + K_{ik} P_{1k}}{1 + (\vec{P}^0 \cdot \vec{P}_1)} \quad (7.19)$$

Благодаря симметричной зависимости M от $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ этот же тензор определяет поляризацию \vec{P}'_1 рассеянных частиц при рассеянии неполяризованного пучка на поляризованной (поляризация \vec{P}_2) мишени:

$$P'_{1i} = \frac{P_1^0 + K_{ik} P_{2k}}{1 + (\vec{P}^0 \cdot \vec{P}_2)} \quad (7.20)$$

Общее выражение для K_{ik} можно написать, повторяя процедуру, приведшую к общему выражению (7.15) для D_{ik} . Следует лишь иметь в виду, что требование инвариантности при обращении времени накладывает на K_{ik} ограничение вида:

$$K_{ik}(\vec{k}', \vec{k}) = K_{ki}(-\vec{k}, -\vec{k}') \quad (7.21)$$

только при симметричной зависимости M от $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$. Окончательно получаем:

$$K_{ik} = K_{nn} n_i n_k + K_{\ell\ell} \ell_i \ell_k + K_{mm} m_i m_k + K_{m\ell} (m_i \ell_k - \ell_i m_k). \quad (7.22)$$

Как и в случае D_{ik} , определение различных компонент тензора K_{ik} в опытах с неполяризованной мишенью требует тройного рассеяния. Геометрия этих опытов аналогична геометрии опытов по определению D_{ik} , и мы не будем на ней останавливаться. Применение поляризованной мишени делает, как и раньше, излишним рассеяние на мишени-поляризаторе и сводит тройной опыт к двойному.

^{x)} То же самое относится и к магнитному полю перед исследуемым рассеянием.

Прежде чем переходить к обсуждению дальнейших применений поляризованной мишени, сделаем несколько замечаний, касающихся опытов по определению D_{1k} и K_{1k} . В опытах по определению D_{1k} с неполяризованной мишенью необходимо провести измерение поляризации рассеянных частиц после исследуемого (второго) рассеяния. Если частица рассеивается на большие углы (с.ц.и.), то в лабораторной системе ее энергия будет невелика и измерение поляризации окажется затруднительным из-за отсутствия хороших анализаторов поляризации. При измерении же D_{1k} в опытах с поляризованной мишенью требуется измерить поляризацию частиц отдачи. Но при больших углах рассеяния частицы будут обладать большой энергией и измерение их поляризации не должно вызывать особых затруднений. Поэтому опыты по определению D_{1k} с поляризованной мишенью дополняют для нетождественных частиц определение D_{1k} в опытах с поляризованным пучком. Эти же соображения относятся к опытам по определению K_{1k} .

Рассмотрим теперь некоторые особенности измерения компонент тензоров D_{1k} и K_{1k} в р-р -рассеянии, возникающие из-за тождественности частиц. В р-р -рассеянии мы называем рассеянной частицей протон, попадающий в угловой интервал $0 \leq \theta < \pi/2$. Протон, попадающий в интервал $\pi/2 < \theta \leq \pi$ называется частицей отдачи. Напомним, что, например, в опытах с поляризованным пучком нахождение компонент тензора D_{1k} требует измерения поляризации рассеянных частиц, а нахождение компонент K_{1k} - измерения поляризации частиц отдачи. Отсюда следует, что измерение K_{1k} в случае тождественных частиц представляет собой расширение интервала измерений компонент D_{1k} на область углов $\theta > \pi/2$. Компоненты D_{1k} связаны при этом с компонентами K_{1k} следующими соотношениями

$$D_{nn}(\pi - \theta) = K_{nn}(\theta), \quad D_{mm}(\pi - \theta) = K_{\ell\ell}(\theta) \quad (7.23)$$

$$D_{\ell\ell}(\pi - \theta) = K_{mm}(\theta), \quad D_{m\ell}(\pi - \theta) = K_{\ell m}(\theta) = -K_{m\ell}(\theta).$$

То, что компонента D_{nn} связана указанным соотношением с K_{nn} , а $D_{\ell\ell}$ с K_{mm} и т.д., легко понять, если принять во внимание, что при замене $\vec{k}' \rightarrow -\vec{k}'$ ($\theta \rightarrow \pi - \theta$, $\phi \rightarrow \phi + \pi$) \vec{m} переходит в $\vec{\ell}$, $\vec{\ell}$ переходит в \vec{m} , а \vec{n} в $-\vec{n}$.

Из принятого определения частиц отдачи вытекает, что протоны отдачи будут всегда обладать меньшей энергией в лабораторной системе, чем рассеянные протоны. Если протон отдачи попадает в интервал энергий от 20 до 100 Мэв, то измерение K_{1k} (или, что то же самое, D_{1k} на дополнительных углах $\pi - \theta$) в опытах с поляризованным пучком будет сильно затруднено отсутствием мишеней-анализаторов, подходящих для измерения поляризации протонов отдачи с такой энергией (в области энергий ниже 20 Мэв измерение поляризации снова облегчается, если воспользоваться

в качестве анализатора гелиевой мишенью). Избавиться от этой трудности позволяет использование поляризованной мишени, так как в этом случае для определения K_{ik} требуется измерять поляризацию рассеянных частиц, обладающих большей энергией.

4. Перейдем теперь к рассмотрению сечения рассеяния поляризованных частиц на поляризованной мишени. Матрица плотности начального состояния имеет в этом случае вид:

$$\rho = \frac{1}{4} [I + (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}_1)] [I + (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P}_2)]. \quad (7.24)$$

Дифференциальное сечение равно

$$\begin{aligned} \sigma_{P_1 P_2} = \text{Sp } M \rho M^+ = \sigma_0 + \frac{1}{4} \text{Sp } M (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}_1) M^+ + \\ + \frac{1}{4} \text{Sp } M (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P}_2) M^+ + \frac{1}{4} \text{Sp } M (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}_1) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P}_2) M^+. \end{aligned} \quad (7.25)$$

Следы $\frac{1}{4} \text{Sp } M \vec{\sigma}_{1,2} M^+$ представляют собой поляризацию $\sigma_0 P^0$, возникающую при столкновениях неполяризованных частиц, и (7.25) можно переписать в виде:

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_0 (1 + P_{1l} P_{1l}^0 + P_{2k} P_{2k}^0 + P_{ik} P_{il} P_{2k}^0), \quad (7.26)$$

где

$$\sigma_0 P_{ik} = \frac{1}{4} \text{Sp } M \sigma_{1l} \sigma_{2k} M^+. \quad (7.27)$$

Этот тензор P_{ik} и представляет собой ту новую характеристику, сведения о которой можно получить при измерении сечения рассеяния поляризованных частиц на поляризованной мишени. Как мы сейчас покажем, этот тензор по существу совпадает с тензором корреляции поляризаций C_{ik}

$$\sigma_0 C_{ik} = \frac{1}{4} \text{Sp } \sigma_{1l} \sigma_{2k} M M^+, \quad (7.28)$$

возникающей при рассеянии неполяризованных частиц на неполяризованной мишени.

Благодаря симметричной зависимости M от $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ тензоры P_{ik} и C_{ik} симметричны по индексам i и k . Учитывая это и пользуясь инвариантностью относительно вращений и отражений, получаем

$$P_{ik}(\vec{k}', \vec{k}) = P_{nn} n_i n_k + P_{mm} m_i m_k + P_{ll} l_i l_k + P_{ml} (m_i l_k + m_k l_i) \quad (7.29)$$

$$C_{ik}(\vec{k}', \vec{k}) = C_{nn} n_i n_k + C_{mm} m_i m_k + C_{ll} l_i l_k + C_{ml} (m_i l_k + m_k l_i). \quad (7.30)$$

Из требований инвариантности при обращении времени (3.34) находим

$$\begin{aligned} \sigma_0 P_{1k}(\vec{k}', k) &= \frac{1}{4} \text{Sp } M(\vec{k}', k) \sigma_{11} \sigma_{2k} M^+(\vec{k}', k) = \\ &= \frac{1}{4} \text{Sp } M^+(\vec{k}', k) \tilde{\sigma}_{2k} \tilde{\sigma}_{11} M(\vec{k}', k) = \\ &= \frac{1}{4} \text{Sp } \sigma_{11} \sigma_{2k} M(-k, -k') M^+(-k, -k') = \\ &= \sigma_0 C_{1k}(-k, -k') \end{aligned} \quad (7.31)$$

Подставляя (7.29) и (7.30) в (7.31), имеем

$$P_{nn} = C_{nn}, P_{mm} = C_{mm}, P_{\ell\ell} = C_{\ell\ell}, P_{m\ell} = -C_{m\ell}. \quad (7.32)$$

что и доказывает наше утверждение.

Измерения сечения при различных ориентациях поляризации пучка и мишени позволяют определить различные компоненты P_{1k} или C_{1k} . Для нуклон-нуклонного рассеяния

$$\begin{aligned} \sigma_{P_1 P_2} &= \sigma_0 \{ 1 + P^0 (\vec{P}_1 \vec{n}) + P^0 (\vec{P}_2 \vec{n}) + P_{nn} (\vec{P}_1 \vec{n}) (\vec{P}_2 \vec{n}) + P_{\ell\ell} (\vec{P}_1 \vec{\ell}) (\vec{P}_2 \vec{\ell}) + \\ &+ P_{mm} (\vec{P}_1 \vec{m}) (\vec{P}_2 \vec{m}) + P_{m\ell} [(\vec{P}_1 \vec{\ell}) (\vec{P}_2 \vec{m}) + (\vec{P}_1 \vec{m}) (\vec{P}_2 \vec{\ell})] \}. \end{aligned} \quad (7.33)$$

Для случая поляризаций мишени и пучка, ортогональных плоскости рассеяния ($\vec{P}_1 = P_1 \vec{n}$; $\vec{P}_2 = P_2 \vec{n}$), (7.33) сводится к

$$\sigma_{nn} = \sigma_0 \{ 1 + P^0 P_2 + [P^0 + P_2 C_{nn}] P_1 \}. \quad (7.34)$$

Для получения данных о других компонентах тензора P_{1k} необходимо провести измерения сечений $\sigma_{P_1 P_2}$ при других ориентациях \vec{P}_1 и \vec{P}_2 . За направления \vec{P}_1 и \vec{P}_2 достаточно выбрать направления векторов $\vec{k}_\Lambda = \vec{k}$ и $[\vec{k}_\Lambda \vec{n}] = [\vec{k} \vec{n}]$ в лабораторной системе. Если $\vec{P}_1 = P_1 \vec{k}$ и $\vec{P}_2 = P_2 \vec{k}$

$$\sigma_{k,k} = \sigma_0 \{ 1 + \frac{1}{2} P_1 P_2 [C_{\ell\ell} (1 + \cos \theta) + C_{mm} (1 - \cos \theta) - 2 C_{m\ell} \sin \theta] \}. \quad (7.35)$$

При $\vec{P}_1 = P_1 \vec{k}$, $\vec{P}_2 = P_2 [\vec{k} \vec{n}]$ (7.33) переходит в

$$\sigma_{k, [kn]} = \sigma_0 \{ 1 + P_1 P_2 [(C_{\ell\ell} - C_{mm}) \sin \theta + C_{m\ell} \cos \theta] \}, \quad (7.36)$$

что совпадает с выражением для сечения, когда поляризация пучка направлена по вектору $[\vec{k} \vec{n}]$, а мишень поляризована по \vec{k} .

Для случая поляризаций пучка и мишени по вектору $[\vec{k} \vec{n}]$

$$\begin{aligned} \sigma_{[kn], [kn]} &= \sigma_0 \{ 1 + \frac{1}{2} P_1 P_2 [C_{\ell\ell} (1 - \cos \theta) + C_{mm} (1 + \cos \theta) + \\ &+ 2 C_{m\ell} \sin \theta] \}. \end{aligned} \quad (7.37)$$

Таким образом, простые соотношения (7.34) - (7.37) показывают, как использование неполяризованных мишеней позволяет заменить трудные измерения с тремя мишенями, требующиеся для определения тензора C_{ik} , более простыми измерениями сечений рассеяния поляризованных частиц на поляризованной мишени.

Из-за трудностей измерения поляризации частиц отдачи с малой энергией, большая часть проведенных до сих пор измерений параметров C_{nn} и $C_{m\ell}$ относится к углу рассеяния $\theta = \pi/2$. Так как подобных трудностей не возникает при измерении сечений, поляризованные мишени оказываются наиболее полезными в расширении наших знаний о тензоре C_{ik} .

Первый эксперимент с поляризованной протонной мишенью и поляризованным пучком /1/ относится к р-р -рассеянию при энергии 20 Мэв, где взаимодействие происходит, в основном, в 1S_0 -состоянии. В силу свойств симметрии амплитуды р-р -рассеяния при замене $\theta \rightarrow \pi - \theta$, $P^\circ(90^\circ) = 0$ и

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_0 (1 + P_1 P_2 C_{nn}),$$

если поляризации пучка и мишени перпендикулярны плоскости рассеяния. Если σ_{\pm} -сечения рассеяния на мишени поляризованной "вверх" (+) и "вниз" (-), то

$$C_{nn} = \frac{1}{P_1 P_2} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-},$$

и измерение сечений приводит прямо к определению $C_{nn}(90^\circ)$.

Отметим еще, что знание суммы C_{nn} , $C_{\ell\ell}$ и C_{mm} позволяет непосредственно выделить синглетный и триплетный вклады в дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного пучка на неполяризованной мишени. Действительно

$$C_{nn} + C_{\ell\ell} + C_{mm} = \langle (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \rangle,$$

где через $\langle (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \rangle$ обозначено среднее значение скалярного произведения спинов. Сечения же синглетного и триплетного рассеяния равны соответственно

$$\sigma_s = \text{Sp } M M^+ \hat{S} = \sigma_0 (1 - \langle (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \rangle) \quad (7.38)$$

$$\sigma_t = 1/3 \text{Sp } M M^+ \hat{T} = \sigma_0 (1 + 1/3 \langle (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \rangle),$$

где \hat{S} и \hat{T} -синглетный и триплетный проецирующие операторы.

5. Измерение сечения σ_0 , поляризации P° и компонент тензоров D_{ik} , K_{ik} и C_{ik} дает четырнадцать уравнений для определения a , b и т.п. (см. таблицу II). Если наблюдаемые величины известны с достаточной степенью точности, то на основании этих уравнений можно, следуя работе /56/, произвести восстановление матрицы рассеяния при заданных значениях угла рассеяния и энергии. Так как наблюдаемые величины квадратичны по матрице M , то общая фаза не может быть восстановлена из измерений под заданным углом и определению подлежат девять действительных величин

(действительные и мнимые части параметров a , b и т.д.). В качестве общей фазы выберем фазу амплитуды c и в соответствии с этим будем считать в дальнейшем c действительным положительным числом.

Из уравнений (1) и (2) таблицы II следует, что

$$2(|e|^2 + |f|^2) = \sigma_0 (1 - D_{nn}). \quad (7.39)$$

Вычитая (4) из (3), получаем

$$2(|f|^2 - |e|^2) = \sigma_0 (D_{\ell\ell} - D_{mm}). \quad (7.40)$$

Из (7.39) и (7.40) находим модули e и f :

$$4|e|^2 = \sigma_0 (1 - D_{nn} - D_{\ell\ell} + D_{mm}). \quad (7.41)$$

$$4|f|^2 = \sigma_0 (1 - D_{nn} + D_{\ell\ell} - D_{mm}). \quad (7.42)$$

Если предположить, что c известно, из (7) и (8) можно найти мнимые части e и f :

$$\text{Im } e = \frac{1}{4c} \sigma_0 (C_{m\ell} + K_{m\ell}) \equiv \frac{N'}{c} \quad (7.43)$$

$$\text{Im } f = \frac{1}{4c} \sigma_0 (K_{m\ell} - C_{m\ell}) \equiv \frac{M'}{c}, \quad (7.44)$$

где мы ввели обозначения $N' = \frac{1}{4} \sigma_0 (C_{m\ell} + K_{m\ell})$ и $M' = \frac{1}{4} \sigma_0 (K_{m\ell} - C_{m\ell})$. Следовательно, если известно c , (7.41)-(7.44) определяют e и f с точностью до знаков их реальных частей.

Для определения c рассмотрим уравнения (9) и (10) таблицы. Вычитая (9) из (10), находим

$$\text{Re } ef^* \equiv \text{Re } e \text{ Re } f + \text{Im } e \text{ Im } f = \frac{1}{4} \sigma_0 (K_{nn} - C_{nn}). \quad (7.45)$$

Обозначим $\frac{1}{4} \sigma_0 (K_{nn} - C_{nn})$ через L . Переносим $\text{Im } e \text{ Im } f$ в правую часть (7.45), возводя получившееся равенство в квадрат и воспользовавшись уравнениями (7.41)-(7.44), получаем после несложных преобразований следующее выражение для c через наблюдаемые величины L , M' , N' и определенные ранее $|e|^2$ и $|f|^2$:

$$c^2 = \frac{N'^2 |f|^2 + M'^2 |e|^2 - 2LM'N'}{|e|^2 |f|^2 - L^2}. \quad (7.46)$$

Таким образом, (7.41), (7.42), (7.46), (7.43), (7.44) и (7.45) определяют пять параметров

$$c, \text{Im } e, \text{Im } f, \text{Re } e, \text{Re } f$$

с точностью до знака одной из реальных частей.

Теперь следует определить α и β . Удобнее находить комбинации

$$u = \frac{1}{2}(\alpha + \beta), \quad v = \frac{1}{2}(\alpha - \beta).$$

Складывая (1) и (2), (3) и (4), (9) и (10), находим:

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = \frac{1}{2} \sigma_0 (1 + D_{nn}) - 2c^2$$

$$|\alpha|^2 - |\beta|^2 = \frac{1}{2} \sigma_0 (D_{\ell\ell} + D_{mm})$$

$$2 \operatorname{Re} \alpha \beta^* = \frac{1}{2} \sigma_0 (C_{nn} + K_{nn}) - 2c^2.$$

Отсюда следует, что

$$2|u|^2 = \frac{1}{4} \sigma_0 (1 + D_{nn} + K_{nn} + C_{nn}) - 2c^2 \quad (7.47)$$

$$2|v|^2 = \frac{1}{4} \sigma_0 (1 + D_{nn} - K_{nn} - C_{nn}) \quad (7.48)$$

$$\operatorname{Re} u v^* = \frac{1}{8} \sigma_0 (D_{\ell\ell} + D_{mm}). \quad (7.49)$$

Кроме того из (5) и (6) следует

$$\operatorname{Re} u = \frac{1}{4} \frac{\sigma_0 P^0}{c} \quad (7.50)$$

$$\operatorname{Im} v = \frac{1}{4} \frac{\sigma_0 D_{m\ell}}{c} \quad (7.50^1)$$

Из (7.47), (7.48), (7.50) и (7.50¹) четыре параметра $\operatorname{Re} u$, $\operatorname{Im} u$, $\operatorname{Re} v$, $\operatorname{Im} v$ определяются с точностью до знаков $\operatorname{Im} u$ и $\operatorname{Re} v$. Для определения этих знаков можно использовать уравнение (7.49). При достаточно высокой точности экспериментальных данных это уравнение будет давать однозначный ответ о знаках $\operatorname{Im} u$ и $\operatorname{Re} v$.

Таким образом, уравнения (1)-(10) таблицы позволяют найти все параметры амплитуды с точностью до произвола в выборе знака $\operatorname{Re} e$ (или $\operatorname{Re} f$). Эта неоднозначность в выборе знака может быть устранена привлечением любого из неиспользованных до сих пор уравнений (11)-(14). Эти уравнения могут также оказаться полезными для восстановления матрицы рассеяния, если экспериментальные данные будут недостаточно точными.

Т а б л и ц а

$$\sigma_0 = |\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2|c|^2 + |e|^2 + |f|^2 \quad (1)$$

$$\sigma_0 D_{nn} = |\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2|c|^2 - |e|^2 - |f|^2 \quad (2)$$

$$\sigma_0 D_{\ell\ell} = |a|^2 - |b|^2 - |e|^2 + |f|^2 \quad (3)$$

$$\sigma_0 D_{mm} = |a|^2 - |b|^2 + |e|^2 - |f|^2 \quad (4)$$

$$\sigma_0 D_{m\ell} = 2 \operatorname{Im} c^* (a - b) \quad (5)$$

$$\sigma_0 P^0 = 2 \operatorname{Re} c^* (a + b) \quad (6)$$

$$\sigma_0 C_{m\ell} = 2 \operatorname{Im} c^* (e - f) \quad (7)$$

$$\sigma_0 K_{m\ell} = 2 \operatorname{Im} c^* (e + f) \quad (8)$$

$$\frac{1}{2} \sigma_0 C_{nn} = \operatorname{Re} ab^* + |c|^2 - \operatorname{Re} ef^* \quad (9)$$

$$\frac{1}{2} \sigma_0 K_{nn} = \operatorname{Re} ab^* + |c|^2 + \operatorname{Re} ef^* \quad (10)$$

$$\frac{1}{2} \sigma_0 C_{\ell\ell} = \operatorname{Re} af^* - \operatorname{Re} be^* \quad (11)$$

$$\frac{1}{2} \sigma_0 K_{\ell\ell} = \operatorname{Re} af^* + \operatorname{Re} be^* \quad (12)$$

$$\frac{1}{2} \sigma_0 C_{mm} = \operatorname{Re} ae^* - \operatorname{Re} bf^* \quad (13)$$

$$\frac{1}{2} \sigma_0 K_{mm} = \operatorname{Re} ae^* + \operatorname{Re} bf^* \quad (14)$$

6. Получим исходя из обычных требований инвариантности общее выражение для полного сечения любого канала реакции в случае столкновения поляризованного пучка с поляризованной мишенью /58,59/.

Выражение для полного сечения σ должно представлять собой скаляр, построенный из величин, характеризующих состояние системы перед столкновением: поляризаций пучка и мишени \vec{P}_1 и \vec{P}_2 и относительного импульса \vec{p} в начальном состоянии. При этом следует лишь учесть, что σ зависит линейно от каждой из поляризаций. Таким образом,

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 (\vec{P}_1 \vec{P}_2) + \sigma_2 (\vec{P}_1 \vec{k}) (\vec{P}_2 \vec{k}) \quad (7.51)$$

Здесь, как и ранее, \vec{k} — единичный вектор в направлении \vec{p} , σ_0 — полное сечение реакции с неполяризованными частицами, а коэффициенты σ_1 и σ_2 — некоторые функции энергии сталкивающихся частиц. Их смысл легко понять с помощью следующих простых рассуждений.

Выберем в качестве оси квантования направление \vec{k} . Вероятности обнаружения в начальном состоянии синглета и триплета с проекцией m обозначим через w^s и w_m^t . Скалярные произведения $(\vec{P}_1 \vec{P}_2)$ и $(\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k})$, входящие в (7.51), которые равны соответственно средним значениям операторов $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)$ и $(\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k})$ в начальном состоянии, можно записать в виде

$$\begin{aligned} (\vec{P}_1 \vec{P}_2) &= \langle (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \rangle = \langle 2\vec{s}^2 - 3 \rangle \\ (\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}) &= \langle (\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}) \rangle = \langle 2(\vec{s} \vec{k})^2 - 1 \rangle, \end{aligned}$$

где $\vec{s} = \frac{1}{2}(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)$ — оператор спина системы.

Находим

$$\begin{aligned} (\vec{P}_1 \vec{P}_2) &= \sum_m w_m^t - 3w^s \\ (\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}) &= \sum_m (-1)^{m+1} w_m^t - w^s. \end{aligned} \quad (7.52)$$

Из (7.52) и условия нормировки $w^s + \sum_m w_m^t = 1$ получаем следующие выражения для вероятностей:

$$\begin{aligned} w^s &= \frac{1 - (\vec{P}_1 \vec{P}_2)}{4}; \quad w_0^t = \frac{1 + (\vec{P}_1 \vec{P}_2) - 2(\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k})}{4} \\ w_+^t + w_-^t &= \frac{1 + (\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k})}{2}. \end{aligned} \quad (7.53)$$

Если через σ^s и σ_m^t обозначить полные сечения реакции из соответствующих спиновых состояний, то

$$\sigma = w^s \sigma^s + \sum_m w_m^t \sigma_m^t. \quad (7.54)$$

Учитывая, что благодаря инвариантности относительно вращения и отражений $\sigma_+^t = \sigma_-^t$, из (7.54) и (7.53) после простых преобразований получаем

$$\sigma = \sigma_0^s + \frac{1}{4}(\sigma_0^t - \sigma^s)(\vec{P}_1 \vec{P}_2) + \frac{1}{2}(\sigma_+^t - \sigma_0^t)(\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}), \quad (7.55)$$

откуда и вытекает связь сечений реакций из триплетных и синглетного состояний с σ_1 и σ_2 .

Мы можем получить полную информацию о полных сечениях σ_0 , σ_1 и σ_2 , проводя эксперименты с неполяризованным пучком и мишенью, а также в условиях, когда: а) \vec{P}_1 и \vec{P}_2 параллельны между собой и перпендикулярны направлению пучка и

x) Последнее видно, например, из (7.51). Действительно, значения полных сечений σ^t и σ_t могут быть получены из общего выражения (7.51), если считать, что пучок⁺ и мишень полностью поляризованы либо в направлении \vec{k} (σ_+^t), либо в направлении $-\vec{k}$ (σ_-^t). Это значит, что в обоих случаях $(\vec{P}_1 \vec{P}_2) = 1$ и $(\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}) = 1$. Отсюда и следует высказанное утверждение.

б) \vec{P}_1 и \vec{P}_2 параллельны между собой и направлены вдоль направления пучка. Измеряя полное сечение σ в этих условиях можно найти σ_1 и σ_2 и, воспользовавшись очевидным соотношением

$$\sigma_0 = \frac{1}{4} \sigma^s + \frac{1}{4} \sigma_0^t + \frac{1}{2} \sigma_+^t,$$

определить три независимых сечения реакции из синглетного и триплетного состояний.

Полученные соотношения относятся к любому каналу реакции с двумя частицами со спином $1/2$ в начальном состоянии. Следовательно, они справедливы и для полного сечения σ_{tot} всех процессов. Используя унитарность S -матрицы, нетрудно связать коэффициенты $\sigma_{1\ tot}$ и $\sigma_{2\ tot}$ в выражении для полного сечения с коэффициентами матрицы упругого рассеяния вперед /58,59,60/. В случае рассеяния вперед в (7.3) $c(0) = d(0) = 0$, $b(0) = e(0)$ и матрица (7.3) принимает вид:

$$M(k, k) = a(0) + e(0) \begin{pmatrix} \vec{\sigma}_1 & \vec{\sigma}_2 \\ \vec{\sigma}_1 & \vec{\sigma}_2 \end{pmatrix} + [f(0) - e(0)] \begin{pmatrix} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{k} & \\ & \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k} \end{pmatrix}. \quad (7.56)$$

Наряду с обычной оптической теоремой

$$\text{Im } a(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{0\ tot} \quad (7.57)$$

условие унитарности S -матрицы дает следующие соотношения

$$\begin{aligned} \text{Im } e(0) &= \frac{k}{4\pi} \sigma_{1\ tot} \\ \text{Im } [f(0) - e(0)] &= \frac{k}{4\pi} \sigma_{2\ tot}. \end{aligned} \quad (7.58)$$

Таким образом, измерение полного сечения всех процессов при различных ориентациях поляризаций пучка и мишени позволяет определить мнимые части всех трех амплитуд упругого рассеяния вперед. Эти измерения позволяют также улучшить известную оценку нижней границы дифференциального сечения упругого рассеяния вперед. Используя (7.56), (7.57) и (7.58), получаем следующее неравенство

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\omega} \geq \left(\frac{k}{4\pi} \right)^2 \left[\sigma_{0\ tot}^2 + 2\sigma_{1\ tot}^2 + (\sigma_{1\ tot} + \sigma_{2\ tot})^2 \right], \quad (7.59)$$

где $\frac{d\sigma_{el}}{d\omega}$ - сечение упругого рассеяния неполяризованных частиц.

7. Ряд результатов, полученных выше для нуклон-нуклонного рассеяния, остается справедливым и для процессов упругого рассеяния фермионов со спином $1/2$ друг на друге (рассеяние электронов протонами или гиперонов нуклонами и т.п.), а также для более общего класса реакций вида $1/2 + 1/2 \rightarrow 1/2 + 1/2$ как с $I_1 = I_1$, так и при $I_1 = -I_1$.

Отметим, как видоизменяются результаты, справедливые для $N-N$ рассеяния, при существовании синглет-триплетных переходов. Прежде всего, поляризации \vec{P}_1^0 и \vec{P}_2^0 различны. Вместо одного тензора D_{ik} для описания изменения поляризации в соударении необходимо вводить два тензора

$$D_{ik}^{(1)} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{1l} M \sigma_{1k} M^+ \quad (7.60)$$

и

$$D_{ik}^{(2)} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{2l} M \sigma_{2k} M^+ \quad (7.61)$$

Тензор $D_{ik}^{(1)}$ определяет поляризацию рассеянного пучка \vec{P}_1' , когда поляризованный пучок (поляризация \vec{P}_1) рассеивается на неполяризованной мишени. Тензор $D_{ik}^{(2)}$ определяет поляризацию частиц отдачи \vec{P}_2' после рассеяния неполяризованных частиц на мишени с поляризацией \vec{P}_2 .

Аналогично вводятся тензоры передачи поляризации $K_{ik}^{(1)}$ и $K_{ik}^{(2)}$

$$K_{ik}^{(1)} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{2k} M \sigma_{1k} M^+ \quad (7.62)$$

и

$$K_{ik}^{(2)} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp } \sigma_{1l} M \sigma_{2k} M^+ \quad (7.63)$$

Тензор $K_{ik}^{(1)}$ определяет поляризацию частиц отдачи \vec{P}_2' после рассеяния поляризованного пучка (с поляризацией \vec{P}_1) на неполяризованной мишени. Тензор $K_{ik}^{(2)}$ определяет поляризацию \vec{P}_1' рассеянных частиц после соударения неполяризованного пучка с поляризованной мишенью (поляризация \vec{P}_2).

В присутствии синглет-триплетных переходов для процессов упругого рассеяния требования T-инвариантности приводят к равенствам вида:

$$D_{ik}^{(1)}(\vec{k}', \vec{k}) = D_{ki}^{(1)}(-\vec{k}, -\vec{k}') \quad (7.13')$$

$$D_{ik}^{(2)}(\vec{k}', \vec{k}) = D_{ki}^{(2)}(-\vec{k}, -\vec{k}')$$

и

$$K_{ik}^{(1)}(\vec{k}', \vec{k}) = K_{ki}^{(2)}(-\vec{k}, -\vec{k}'), \quad (7.21')$$

которые заменяют (7.13) и (7.21).

В общем случае реакций вида $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ с $I_1 = +I$, к ряду интересных соотношений приводят требования инвариантности при пространственных отражениях. Отметим сначала, что оператор отражения в плоскости реакции (2.9) для этого случая имеет вид:

$$R = (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}). \quad (7.64)$$

Таким образом

$$RMR^{-1} = (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) = + M \quad (7.65)$$

для реакций с $I_1 = +I_1$. Заметим, что справедливость (7.65) очевидна, если воспользоваться явным выражением для M -матрицы (7.3). Соотношение (7.65) заменяется на

$$RM R^{-1} = (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) = -M \quad (7.66)$$

для случая реакции с $I_1 = -I_1$.

С помощью (7.64) можно еще раз показать, что поляризация \vec{P}^0 направлена по нормали к плоскости рассеяния, а у тензоров D_{ik} , K_{ik} , P_{ik} , C_{ik} отсутствуют компоненты вида D_{nl} , C_{nn} .

С помощью (7.64) нетрудно показать, что в самом общем случае параметры деполаризации тензоров $D_{ik}^{(1)}$ и $D_{ik}^{(2)}$ равны между собой (с точностью до знака в случае реакции рассматриваемого вида с $I_1 = -I_1$). Действительно, рассматривая сразу случай обоих значений $I_1 = \pm I_1$, имеем

$$\begin{aligned} \sigma_0 D_{nn}^{(1)} &= \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M^+ = \pm \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M \times \\ &\times (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M^+ = \pm \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M^+ = \pm \sigma_0 D_{nn}^{(2)}. \end{aligned} \quad (7.67)$$

Аналогичный результат имеет место для тензоров $K_{ik}^{(1)}$ и $K_{ik}^{(2)}$. Действительно

$$\begin{aligned} \sigma_0 K_{nn}^{(1)} &= \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M^+ = \\ &= \pm \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M^+ = \pm \sigma_0 K_{nn}^{(2)}. \end{aligned} \quad (7.68)$$

В случае неупругой реакции тензоры C_{ik} и P_{ik} , вообще говоря дающие различную информацию, имеют совпадающие параметры C_{nn} и P_{nn} . Действительно,

$$\sigma_0 P_{nn} = \frac{1}{4} \text{Sp} M (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M^+ = \pm \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M M^+ = \pm \sigma_0 C_{nn}. \quad (7.69)$$

Экспериментальная проверка соотношений вида (7.67) - (7.69) в неупругих реакциях дает возможность для экспериментального исследования вопроса о степени сохранения четности.

8. Максимальную информацию можно получить, проводя опыты при одновременном использовании поляризованной мишени и поляризованного пучка частиц. Выше мы видели, какие сведения можно получить при изучении дифференциального и полного сечения взаимодействия поляризованного пучка нуклонов с поляризованной мишенью. Можно поставить вопрос, какую дополнительную информацию дает изучение поляризации нуклонов и корреляции поляризаций после рассеяния поляризованного пучка на поляризованной мишени.

Общее выражение для проекции векторов поляризации рассеянной частицы 1 на направление произвольного вектора \vec{Q} можно представить в виде:

$$\sigma_{P_1, P_2} (\vec{P}' \cdot \vec{Q}) = \sigma_0 [P^0 (\vec{Q} \cdot \vec{n}) + K_{Q, P_2} + D_{Q, P_1} + M_{Q P_1 P_2}] \quad (7.70)$$

где $K_{ab} = K_{ik} a_i b_k$; $D_{ab} = D_{ik} a_i b_k$, а D_{ik} и K_{ik} ранее введенные тензоры деполаризации и передачи поляризации.

Во вновь вводимом тензоре M_{ikq}

$$M_{ikq} = \frac{1}{4 \sigma_0} \text{Sp} \sigma_{ii} M \sigma_{ik} \sigma_{2q} M^+ \quad (7.71)$$

в силу сохранения четности отличны от нуля лишь тринадцать элементов. Общее выражение для этого псевдовектора третьего ранга имеет вид:

$$\begin{aligned} M_{ikq} (\vec{k}', \vec{k}) = & M_{nnn} n_i n_k n_q + M_{n\ell\ell} n_i \ell_k \ell_q + M_{\ell n\ell} \ell_i n_k \ell_q + \\ & + M_{\ell\ell n} \ell_i \ell_k n_q + M_{nmm} n_i m_k m_q + M_{mnm} m_i n_k m_q + M_{mnn} m_i m_k n_q + \\ & + M_{n\ell m} n_i \ell_k m_q + M_{\ell nm} \ell_i n_k m_q + M_{\ell mn} \ell_i m_k n_q + M_{nm\ell} n_i m_k \ell_q \quad (7.72) \\ & + M_{mnl} m_i n_k \ell_q + M_{mln} m_i \ell_k n_q. \end{aligned}$$

Не все компоненты тензора $M_{ikq} (\vec{k}', \vec{k})$ содержат новую (по сравнению с более простыми опытами) информацию. Так параметр M_{nnn} совпадает с P_2^0 . Доказательство опирается на инвариантность при отражениях и допускает обобщение на общий случай реакций вида $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$. Действительно, в правой части равенства

$\sigma_0 M_{nnn} = \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) M^+$ под знаком следа, воспользовавшись (7.65) и (7.66) и тем, что $(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n})^2 = 1$, можно написать

$$\begin{aligned} \sigma_0 M_{nnn} &= \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) M^+ \\ &= \pm \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) M M^+ = \pm \sigma_0 P_2^0, \end{aligned}$$

что доказывает сделанное утверждение.

Аналогичным образом можно прийти к тому, что требования инвариантности "сводят" результаты некоторых более сложных опытов к более простым. Некоторые примеры будут приведены ниже.

Для поляризации частиц отдачи аналогично (7.70) имеем

$$\sigma_{P_1 P_2} (\vec{P}' \cdot \vec{Q}) = \sigma_0 [P^0 (\vec{Q} \cdot \vec{n}) + K_{Q P_1} + D_{Q P_2} + N_{Q P_1 P_2}] \quad (7.73)$$

и новая информация содержится в тензоре N_{ikq}

$$N_{lkq} = \frac{1}{4 \sigma_0} \text{Sp } \sigma_{2l} M \sigma_{1k} \sigma_{2q} M^+ \quad (7.74)$$

Структура этого тензора не отличается от (7.72). Ряд свойств симметрии близок к свойствам симметрии тензора M_{lkq} . Нетрудно, в частности, убедиться, что

$$N_{nnn} = \pm P_1^0$$

для обоих случаев относительных четностей в общем случае реакций вида $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$. Кроме того, поскольку, например,

$$\begin{aligned} \text{Sp } (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{l}) (\vec{\sigma}_2 \vec{l}) M^+ &= \text{Sp } (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) [(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] \\ (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) (\vec{\sigma}_1 \vec{l}) (\vec{\sigma}_2 \vec{l}) M^+ &= \pm \text{Sp } (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) (\vec{\sigma}_2 \vec{m}) M^+, \end{aligned}$$

требования инвариантности при отражениях приводят к равенствам

$$N_{nll} = \pm M_{nmm} \quad ; \quad N_{nmm} = \mp M_{nll} \quad (7.75)$$

$$N_{nml} = \pm M_{nlm} \quad ; \quad N_{nlm} = \pm M_{nml}$$

Рассмотрим теперь наиболее сложный опыт - определение корреляций поляризаций в экспериментах с одновременным использованием поляризованного пучка (поляризация P_1) и мишени (поляризация P_2). Для корреляций поляризаций в этом случае можно получить

$$\begin{aligned} \sigma_{P_1 P_2} C_{ab}^{P_1 P_2} &\stackrel{+}{=} \frac{1}{4} \text{Sp } (\vec{\sigma}_1 \vec{a}) (\vec{\sigma}_2 \vec{b}) M [I + (P_1 \vec{\sigma}_1)] [I + (P_2 \vec{\sigma}_2)] M^+ = \\ &= \sigma_0 \{ C_{ab} + C_{lkq} \alpha_l b_k P_{1q} + P_{lkq} \alpha_l b_k P_{2q} + \\ &\quad + C_{lkqp} \alpha_l b_k P_{1q} P_{2p} \}, \end{aligned} \quad (7.76)$$

где $C_{ab} = C_{lk} \alpha_l b_k$ определяется известным тензором C_{lk} , а возможная новая информация связывается с тензорами C_{lkq} , P_{lkq} и C_{lkqp}

$$\sigma_0 C_{lkq} = \frac{1}{4} \text{Sp } \sigma_{1l} \sigma_{2k} M \sigma_{1q} M^+ \quad (7.77)$$

$$\sigma_0 P_{lkq} = \frac{1}{4} \text{Sp } \sigma_{1l} \sigma_{2k} M \sigma_{2q} M^+$$

$$\sigma_0 C_{lkqp} = \frac{1}{4} \text{Sp } \sigma_{1l} \sigma_{2k} M \sigma_{1q} \sigma_{2p} M^+$$

Тензор C_{lkq} (P_{lkq}) характеризует корреляцию поляризаций при экспериментировании с поляризованными (неполяризованным) пучком и неполяризованной (поляризованной) мишенью. Общий вид тензоров C_{lkq} и P_{lkq} дается выражением, аналогичным (7.72).

Инвариантность при отражениях приводит к тому, что

$$C_{nnn} = \pm P_2^0, \quad P_{nnn} = \pm P_1^0, \quad (7.78)$$

а некоторые компоненты совпадают с компонентами ранее введенных тензоров третьего ранга. Например,

$$\begin{aligned} P_{mnm} &= \pm M_{lnl} & P_{lnl} &= \pm M_{mnm} & P_{nml} &= \mp M_{lnm} \\ C_{mnn} &= \pm M_{lln} & C_{lnl} &= \pm M_{mnn} & P_{lnm} &= \pm M_{mnl} \\ C_{mnl} &= \mp M_{lmn} & C_{lnm} &= \mp M_{mln} & C_{nll} &= \pm N_{mnm} \\ C_{lln} &= \mp P_{mnm} & P_{nmm} &= \pm N_{lnl} & C_{nmm} &= \pm N_{lln} \\ C_{mnn} &= \mp P_{lln} & C_{nlm} &= \mp N_{mln} & C_{nml} &= \mp N_{lmn} \\ C_{mln} &= \pm P_{lmn} & P_{nll} &= \pm N_{mnm} & P_{nlm} &= \mp N_{mnl} \\ P_{nml} &= \mp N_{lnm} & P_{mln} &= \pm C_{lmn} \end{aligned} \quad (7.79)$$

Требования Т - инвариантности приводят для упругого рассеяния к соотношениям

$$\begin{aligned} M_{ikq}(\vec{k}', \vec{k}) &= C_{kqi}(-\vec{k}, -\vec{k}') \\ N_{ikq}(\vec{k}', \vec{k}) &= P_{kqi}(-\vec{k}, \vec{k}') \end{aligned} \quad (7.80)$$

Мы не будем обсуждать подробно свойств тензора C_{ikqp} . Отметим только, что инвариантность при отражениях приводит к тому, что

$$\sigma_0 C_{nnnn} = \frac{1}{4} \text{Sp}(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M^+ = + \frac{1}{4} \text{Sp} M^+ M = \pm \sigma_0,$$

так что в общем случае реакции вида $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ с двумя значениями четностей $I_1 = \pm I_1$.

$$C_{nnnn} = \pm 1 \quad (7.81)$$

Требования инвариантности относительно отражений приводят к обращению в нуль компонент C_{nnna}, C_{nabc} ($a, b, c = l, m$). Компоненты C_{nnab} ($a, b = l, m$), как нетрудно видеть, совпадают с компонентами тензора C_{ik} . Действительно, рассматривая сразу общий случай реакций с обоими значениями $I_1 = \pm I_1$, имеем:

$$\begin{aligned} \sigma_0 C_{nnab} &= \frac{1}{4} \text{Sp} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{a}) (\vec{\sigma}_2 \vec{b}) M^+ = \\ &= \pm \frac{1}{4} \text{Sp} M (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) (\vec{\sigma}_1 \vec{a}) (\vec{\sigma}_2 \vec{b}) M^+ = \\ &= + \sigma_0 C_{[na],[bn]} \end{aligned}$$

(7.82)

$$C_{nnab} = \pm C_{[na],[bn]}$$

так что, например,

$$C_{nnlm} = \pm C_{ml}$$

Аналогично имеем:

$$C_{nanb} = \pm D_{[an],[bn]} \quad ; \quad C_{nabn} = \pm K_{[an],[bn]}$$

$$C_{anbn} = \pm D_{[an],[bn]} \quad ; \quad C_{abnn} = \pm C_{[na],[bn]}$$

$$C_{llll} = \pm C_{mmmm} \quad ; \quad C_{mlll} = \pm C_{llmm} \quad ; \quad C_{mlml} = \pm C_{lmlm}$$

$$C_{lmmm} = \mp C_{mlll} \quad ; \quad C_{mlmm} = \mp C_{lmlm} \quad ; \quad C_{mllm} = \pm C_{lmmml}$$

$$C_{mllm} = \mp C_{llml} \quad ; \quad C_{mllm} = \pm C_{llml}$$

Требование T-инвариантности приводит к соотношению

$$C_{ikqp}(\vec{k}', \vec{k}) = C_{qpik}(-\vec{k}, -\vec{k}') \quad (7.83)$$

Выражения для всех тензоров через коэффициенты амплитуды (7.4) см. в /54/.

9. Выше все обсуждение проводилось в общем предположении о том, что в амплитуде (7.3) ни одна из скалярных функций не является малой. Результаты исследования нуклон-нуклонного взаимодействия в области энергий в несколько сот Мэв соответствуют такой сложной картине. В области очень больших энергий, когда во взаимодействии эффективно участвуют состояния с большими значениями орбитальных моментов, можно ожидать ряда упрощений общего вида амплитуды. Последнее исследование p-p-рассеяния в области особо малых углов рассеяния /61/ в области энергий 10 Гэв указывает на необходимость исследования поляризационных явлений и при столь высоких энергиях.

Ряд упрощений имеет место для области малых энергий, где взаимодействие происходит, в основном, в S-состояниях. Матрица n-p-рассеяния имеет в этой области энергий вид:

$$M = \alpha_1 \hat{T} + \alpha_0 \hat{S} = \alpha + \beta (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \quad (7.84)$$

Где α_1 и α_0 длины рассеяния в 3S_1 и 1S_0 состояниях, соответственно. Поляризация ρ^0 обращается, естественно, в нуль, а для других величин нетрудно получить

$$\sigma_0 = \frac{\sigma^s + 3\sigma^t}{4} = |\alpha|^2 + 3|\beta|^2; \quad \sigma^s = |\alpha - 3\beta|^2; \quad \sigma^t = |\alpha + \beta|^2$$

$$D_{ik} = \frac{|\alpha|^2 - |\beta|^2}{|\alpha|^2 + 3|\beta|^2} \delta_{ik}; \quad P_{ik} = \frac{2\operatorname{Re}[\alpha^* \beta - |\beta|^2]}{|\alpha|^2 + 3|\beta|^2} \delta_{ik}$$

(7.85)

$$K_{ik} = \frac{2\operatorname{Re}[\alpha^* \beta + |\beta|^2]}{|\alpha|^2 + 3|\beta|^2} \delta_{ik}$$

где σ^s и σ^t - сечения рассеяния в синглетном и триплетном состояниях, соответственно. Как можно было ожидать, все выписанные тензоры оказываются пропорциональными δ_{ik} . Выражение для тензора P_{ik} можно привести к виду:

$$P_{ik} = \frac{\sigma^t - \sigma^s}{\sigma^s + 3\sigma^t} \delta_{ik}$$

что является частным случаем общего соотношения (7.38). Так как в этом случае

$D_{\mu\nu} = D_{mm}$ (7.17) переходит в два соотношения

$$A = -R', \quad A' = R.$$

Интересное применение поляризованной протонной мишени для исследований в области совсем малых энергий указано Ю.В.Тараном и Ф.Л.Шапиро^{/62/}. Ввиду большого различия σ^s и σ^t в p - p взаимодействии пучок нейтронов, пропущенный сквозь поляризованную мишень, оказывается сильно поляризованным. Нетрудно показать, что степень поляризации пучка нейтронов, пропущенных через поляризованную протонную мишень толщины d , равна

$$P_n = \operatorname{th} \frac{1}{2} [P_2 n (\sigma^s - \sigma^t) d],$$

где P_2 - поляризация мишени, а n - число протонов в 1 см^3 . Использование поляризованных нейтронов (и поляризованных мишеней) очень плодотворно для исследования ядерных уровней и других задач.

Для p - p рассеяния в области малых энергий амплитуда сводится к синглетному проецирующему оператору

$$M = a [1 - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)]$$

Таким образом для p - p рассеяния при малых энергиях $D_{ik} = K_{ik} = 0$, а $P_{ik} = -1 \delta_{ik}$. Отклонения от указанных величин измеряют влияние более высоких состояний p - p системы. Проведение систематических поляризационных исследований в области энергий ниже 50 Мэв представляется необходимым для установления однозначного набора

фазовых сдвигов в этой области энергий. Имеющиеся в настоящее время результаты анализа групп в Иельском университете^{/63/} и в Дубне^{/64/} расходятся особенно в зависимости от энергии коэффициента смешивания состояний 3S_1 и 3D_1 .

§ 8. Мезон-нуклонное рассеяние

В этом параграфе мы рассмотрим рассеяние π -мезонов и K -мезонов нуклонами.

Общий вид матрицы рассеяния можно получить из требований инвариантности относительно вращений и отражений (3.22) и (3.28). Инвариантность при обращении времени не накладывает в данном случае дополнительных ограничений на M -матрицу. Как мы уже отмечали (см. § 6), матрица рассеяния частиц со спином ноль на частицах со спином $1/2$ имеет следующий вид:

$$M = a + b(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}). \quad (8.1)$$

Полное измерение включает в рассматриваемом случае определение неполяризованного сечения, асимметрии в рассеянии на поляризованной мишени и исследование поляризации частиц отдачи при рассеянии на неполяризованной и поляризованной мишенях. Изменение асимметрии упругого рассеяния на поляризованной мишени эквивалентно, вследствие соотношения "поляризация-асимметрия", определению поляризации частицы отдачи в опытах с неполяризованной мишенью. Однако измерение асимметрии на поляризованной мишени позволяет определить поляризацию частиц отдачи в такой области углов, в которой ее непосредственное измерение в двойном опыте затруднено малой анализирующей способностью мишени-анализатора.

Один из первых экспериментов с поляризованной водородной мишенью состоял в измерении асимметрии рассеяния π^+ -мезонов с энергией 246 Мэв на водороде^{/2/}. Поляризация протонов отдачи была измерена при этом с большей точностью, чем в двойном опыте и под теми углами, где проведение двойного опыта весьма затруднительно.

В наиболее обследованной области энергий K - N системы анализ предполагает достаточным учет взаимодействия лишь в S -состоянии. Сечение рассеяния на поляризованной мишени более, чем σ_0 , чувствительно к вкладу P -состояний. Именно с этой точки зрения интересны опыты на поляризованной мишени с K -мезонами невысоких энергий.

В случае $\pi(K)$ -нуклонного рассеяния поляризованная протонная мишень дает возможность находить такие величины, определение которых без поляризованной мишени невозможно. Речь идет о тензоре деполяризации^{/9/}.

Тензор деполаризации определяет поляризацию конечного нуклона при рассеянии мезонов на поляризованной мишени. Если через \vec{P}' обозначить вектор поляризации конечного нуклона, а через P - поляризацию мишени, то

$$P'_i = \frac{\frac{1}{2} \text{Sp } \sigma_i M [I + (\vec{\sigma} \cdot \vec{P})] M^+}{\frac{1}{2} \text{Sp } M [I + (\vec{\sigma} \cdot \vec{P})] M^+} = \frac{\sigma_0 (P_i^0 + D_{ik} P_k)}{\sigma_0 (1 + \vec{P} \cdot \vec{P}^0)} \quad (8.2)$$

Здесь σ_0 и \vec{P}^0 - дифференциальное сечение и поляризация нуклона отдачи в случае, когда мезон рассеивается на неполяризованной мишени, а тензор деполаризации D_{ik} равен

$$D_{ik} = \frac{1}{2\sigma_0} \text{Sp } \sigma_i M \sigma_k M^+ \quad (8.3)$$

Пусть $\vec{k}_\Lambda = \vec{k}$ и \vec{k}'_Λ - единичные векторы в направлении импульсов начального мезона и нуклона отдачи в лабораторной системе. Разложим вектор поляризации протонов мишени P по ортонормированной системе $\vec{n}_\Lambda = \frac{[\vec{k}, \vec{k}'_\Lambda]}{|\vec{k} \times \vec{k}'_\Lambda|} = -\vec{n}$, \vec{k} и $[\vec{n}_\Lambda, \vec{k}] = \vec{s}$ - вектор поляризации нуклонов отдачи \vec{P}' по системе векторов $\vec{n}_\Lambda, \vec{k}'_\Lambda$, и $[\vec{n}_\Lambda, \vec{k}'_\Lambda] = \vec{s}'$. Для компонент вектора \vec{P}' получаем следующие выражения

$$\begin{aligned} \sigma (\vec{P}' \cdot \vec{n}_\Lambda) &= \sigma_0 (-P^0 + D (\vec{P} \cdot \vec{n}_\Lambda)) \\ \sigma (\vec{P}' \cdot \vec{k}'_\Lambda) &= \sigma_0 (A' \cdot \vec{k} + R' [\vec{n}_\Lambda \vec{k}]) \cdot \vec{P} \\ \sigma (\vec{P}' \cdot [\vec{n}_\Lambda \vec{k}'_\Lambda]) &= \sigma_0 (A \vec{k} + R [\vec{n}_\Lambda \vec{k}]) \cdot \vec{P}, \end{aligned} \quad (8.4)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 (1 + \vec{P} \cdot \vec{P}^0) \\ \sigma_0 D &= \frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\Lambda) M (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_\Lambda) M^+ \\ \sigma_0 A' &= \frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}'_\Lambda) M (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}'_\Lambda) M^+ \\ \sigma_0 R' &= \frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}'_\Lambda) M (\vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_\Lambda \vec{k}]) M^+ \\ \sigma_0 A &= \frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_\Lambda \vec{k}'_\Lambda]) M (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) M^+ \\ \sigma_0 R &= \frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_\Lambda \vec{k}'_\Lambda]) M (\vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_\Lambda \vec{k}]) M^+ \end{aligned} \quad (8.5)$$

Заметим, что выбор системы векторов, по которым разлагается \vec{P}' естественно вытекает из процедуры измерения поляризации частиц отдачи.

Существенная особенность рассматриваемых здесь процессов состоит в том, что в формулах (8.4) только два параметра независимы. Мы покажем, что

$$D = 1$$

$$A' = R$$

$$A = -R'$$

(8.6)

Для доказательства воспользуемся соотношением

$$(\vec{\sigma} \vec{n}) M (\vec{\sigma} \vec{n}) = M, \quad (8.7)$$

которое вытекает из инвариантности S -матрицы относительно отражений в плоскости рассеяния (см. (8.9)). Заметим, что справедливость (8.7) очевидна, если воспользоваться явным выражением для M -матрицы (8.1).

Используя формулы (8.5) и соотношение (8.7) получаем:

$$\sigma_0 D = \frac{1}{2} \text{Sp } M M^+ = \sigma_0$$

$$\sigma_0 A' = \frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} \vec{k}'_{\Lambda}) (\vec{\sigma} \vec{n}) M (\vec{\sigma} \vec{n}) (\vec{\sigma} \vec{k}) M^+ = \quad (8.8)$$

$$= \frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} [\vec{n}_{\Lambda} \vec{k}'_{\Lambda}]) M (\vec{\sigma} [\vec{n}_{\Lambda} \vec{k}]) M^+ = \sigma_0 R$$

$$\sigma_0 R' = \frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} \vec{k}'_{\Lambda}) (\vec{\sigma} \vec{n}) M (\vec{\sigma} \vec{n}) (\vec{\sigma} [\vec{n}_{\Lambda} \vec{k}]) M^+ =$$

$$= -\frac{1}{2} \text{Sp } (\vec{\sigma} [\vec{n}_{\Lambda} \vec{k}'_{\Lambda}]) M (\vec{\sigma} \vec{k}) M^+ = -\sigma_0 A.$$

Таким образом, чтобы определить все компоненты вектора поляризации \vec{P}' , необходимо измерить только две величины. Естественно, что более просто измерить компоненту поляризации, перпендикулярную \vec{k}'_{Λ} , т.е. параметры A и R . Для определения $A(R)$ необходимо направить поляризацию мишени по направлению $\vec{k}([\vec{n}_{\Lambda} \vec{k}])$ и измерить асимметрию рассеяния протонов отдачи в плоскости, перпендикулярной плоскости первоначального рассеяния. Вниз-вверх асимметрия во втором рассеянии, очевидно, равна

$$e_R = \frac{\sigma(\text{вниз}) - \sigma(\text{вверх})}{\sigma(\text{вниз}) + \sigma(\text{вверх})} = P_0 R P, \quad (8.9)$$

если поляризация мишени направлена по $[\vec{n}_{\Lambda} \vec{k}]$, и

$$e_A = \frac{\sigma'(\text{вниз}) - \sigma'(\text{вверх})}{\sigma'(\text{вниз}) + \sigma'(\text{вверх})} = P_0 A P, \quad (8.10)$$

если поляризация мишени равна $P = P_0 \vec{k}$. Здесь P_0 - анализирующая способность мишени-анализатора, а направление "вверх" определяется направлением вектора $[\vec{k} \vec{k}'_{\Lambda}]$.

Измерение этих параметров позволило бы устранить неоднозначности фазового анализа $\pi - N$ рассеяния, которые все еще остаются в области энергий от 200 до 400 Мэв.

Важно подчеркнуть, что изучение бозон-нуклонного рассеяния с помощью поляризованной мишени позволяет однозначно определить абсолютные величины и относитель-

ную фазу функций a и b , т.е. восстановить с точностью до общей фазы матрицу рассеяния. Действительно, нетрудно получить следующие выражения для наблюдаемых величин

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= |a|^2 + |b|^2 \\ \sigma_0 P^0 &= 2 \operatorname{Re} (ab^*) \\ \sigma_0 R &= (|a|^2 - |b|^2) \cos \theta_\Lambda - 2 \operatorname{Im} (ab^*) \sin \theta_\Lambda \\ \sigma_0 A &= -(|a|^2 - |b|^2) \sin \theta_\Lambda - 2 \operatorname{Im} (ab^*) \cos \theta_\Lambda \end{aligned} \quad (8.11)$$

где θ_Λ - угол между падающим мезоном и нуклоном отдачи в лабораторной системе. Из этих соотношений находим

$$\begin{aligned} |a|^2 &= \frac{1}{2} \sigma_0 (1 + R \cos \theta_\Lambda - A \sin \theta_\Lambda) \\ |b|^2 &= \frac{1}{2} \sigma_0 (1 - R \cos \theta_\Lambda + A \sin \theta_\Lambda) \\ ab^* &= \frac{1}{2} \sigma_0 (P^0 - i R \sin \theta_\Lambda - i A \cos \theta_\Lambda) \end{aligned} \quad (8.12)$$

Возможность прямого восстановления матрицы рассеяния по измеренным на опыте величинам становится особенно существенной в области высоких энергий мезонов, где проведение фазового анализа сильно затрудняется большим числом состояний и необходимостью учета влияния неупругих процессов.

При проведении фазового анализа данных о π -N и K (K) - N рассеянии (или при прямом восстановлении амплитуды) к дальнейшим упрощениям приводят требования изотопической инвариантности сильных взаимодействий. Так, рассеянию π^+ -мезонов протонами (π^- -мезонов нейтронами) соответствует V_3 -амплитуда π -N рассеяния в состоянии с изоспином системы $T=3/2$. Амплитуды различных процессов, инициируемых π^- -мезонами на протонах, выражаются через V_3 и через амплитуду рассеяния в состояниях с изоспином системы $T=1/2$ V_1 с помощью соотношений

$$\begin{aligned} M(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) &= 1/3 (V_3 + 2V_1) \\ M(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) &= \frac{\sqrt{2}}{3} (V_3 - V_1) \end{aligned}$$

Для K - N системы имеем два значения изоспина системы 1 и 0 с амплитудами рассеяния W_1 и W_0 , соответственно. Таким образом,

$$\begin{aligned} M(K^+ p \rightarrow K^+ p) &= W_1 \\ M(K^0 p \rightarrow K^0 p) &= \frac{1}{2} (W_1 + W_0) \\ M(K^0 p \rightarrow K^+ n) &= \frac{1}{2} (W_1 - W_0) \end{aligned}$$

Аналогично, вводя амплитуды Z_1 и Z_0 для $K-N$ системы имеем

$$M(K^+ p \rightarrow K^+ p) = \frac{1}{2}(Z_1 + Z_0)$$

$$M(K^+ p \rightarrow \bar{K}^0 n) = \frac{1}{2}(Z_1 - Z_0)$$

$$M(\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{K}^0 p) = Z_1.$$

Каждая из введенных выше амплитуд имеет структуру (8.1).

Отметим в заключение, что полученные результаты допускают простое обобщение. Все соотношения, приведенные выше, основывались лишь на инвариантности относительно пространственных вращений и отражений. Это означает, что все вышеизложенное относится и к неупругим реакциям типа $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$ при условии, что полная внутренняя четность начальных частиц I_i равна внутренней четности конечных частиц

I_f . В случае реакций того же вида с $I_i = -I_f$ из инвариантности относительно отражений в плоскости реакции следует, что (см. §6)

$$(\vec{\sigma} \vec{n}) M(\vec{\sigma} \vec{n}) = -M, \quad (8.13)$$

По сравнению с (8.6) это приводит к изменению знака в правой части

$$D = -1$$

$$A' = -R$$

$$R' = A.$$

(8.6¹)

Общее выражение для тензора D_{ik} (7.15) сводится, тем самым, для реакций вида $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$ к

$$D_{ik} = \pm n_i n_k + D_{\ell\ell} (\ell_i \ell_k + m_i m_k) + D_{m\ell} (m_i \ell_k \mp \ell_i m_k), \quad (8.14)$$

где верхний и нижний знаки соответствуют двум возможным значениям $I_i = \pm I_f$

Так же как и амплитуда (8.1), выражение (8.14) автоматически удовлетворяет требованиям T -инвариантности для процессов упругого рассеяния (см. (7.19)). Экспериментальная проверка полученных выше соотношений, основанных на требованиях инвариантности при отражениях и вращении, позволяет подойти к экспериментальному исследованию сохранения четности в сильных взаимодействиях, включая поиски влияния несохранения четности в слабых взаимодействиях.

§ 9. Фоторождение пионов и K -мезонов

Изучение процесса фоторождения бозонов на фермионах является одним из важнейших источников информации о рождающихся частицах. Наряду с процессами рассея-

ния пионов нуклонами в самом начале развития пионной физики фоторождение пионов на нуклонах было одним из основных источников информации о пион-нуклонном взаимодействии. Увеличение достижимой на ускорителях энергий фотонов делает процессы фоторождения важным орудием исследования более высоких пион-нуклонных резонансов. Изучение процесса фоторождения недалеко от порога с высокой точностью позволит разрешить ряд неясных до сих пор вопросов пионной физики и провести надежный анализ самого процесса фоторождения пионов. Помимо собственного интереса, детальные сведения о механизме фоторождения пионов в широкой области энергий явятся основой для теории протонного комптон-эффекта.

До недавнего времени эксперименты по изучению фоторождения сводились к измерению сечения рождения неполяризованными γ -квантами на неполяризованной мишени и поляризации нуклонов отдачи с начально неполяризованным пучком и мишенью. Были проведены также измерения дифференциального сечения рождения пионов поляризованными γ -квантами на неполяризованной мишени. Прогресс в создании поляризованных пучков γ -квантов и поляризованных протонных мишеней позволяет обратиться к более сложным экспериментам.

Мы рассмотрим здесь фоторождение $\pi(K)$ -мезонов на поляризованной протонной мишени. Ограничимся рассмотрением неполяризованных γ -квантов. Общее выражение для матрицы реакции можно найти из требований инвариантности относительно вращений и отражений (3.22) и (3.28). Можно показать, что матрица реакции имеет вид ^{/86/}

$$M = A(\vec{\epsilon} \vec{q}) + i B(\vec{\sigma} \vec{q})(\vec{\epsilon} \vec{n}) + i C(\vec{\sigma} \vec{n})(\vec{\epsilon} \vec{q}) + i D(\vec{\sigma} \vec{s})(\vec{\epsilon} \vec{n}) \quad (9.1)$$

для процесса рождения на нуклонах скалярного бесспинового бозона и

$$M = a(\vec{\epsilon} \vec{n}) + i b(\vec{\sigma} \vec{q})(\vec{\epsilon} \vec{q}) + i c(\vec{\sigma} \vec{n})(\vec{\epsilon} \vec{n}) + i d(\vec{\sigma} \vec{s})(\vec{\epsilon} \vec{q}) \quad (9.2)$$

для фоторождения псевдоскалярной частицы.

В этих формулах \vec{q} и \vec{k} - единичные векторы в направлении импульсов бозона и фотона в системе ц.и., соответственно, $\vec{n} = \frac{[\vec{k} \vec{q}]}{|\vec{k} \vec{q}|}$, $\vec{s} = [\vec{q} \vec{n}]$, $\vec{\epsilon}$ - вектор поляризации фотона, удовлетворяющей условию $(\vec{\epsilon} \vec{k}) = 0$.

Если мишень поляризована, то, как следует из соотношений (4.26) и (4.21), сечение процесса имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 (1 + P \vec{A}_j) \quad (9.3)$$

Здесь σ_0 - сечение фоторождения на неполяризованной протонной мишени, P - поляризация протонов и мишени, а

$$\sigma_0 \vec{A} = \frac{1}{2} \text{Sp } M \vec{\sigma} M^\dagger$$

Из доказанной в § 5 общей теоремы (см. (5.9)) следует, что \vec{A} представляет собой поляризацию нуклона, возникающую в обратном процессе радиационного захвата бозона неполяризованными барионами. В общем случае эта величина не совпадает с поляризацией нуклона, возникающей в результате фоторождения на неполяризованных нуклонах. Таким образом, измерение этих величин дает независимую информацию о процессе. Это обстоятельство является общим для всех неупругих реакций.

Поляризация конечного бариона при фоторождении на поляризованной мишени, очевидно, равна:

$$\sigma P_i' = \sigma_0 (P_i^0 + D_{ik} P_k) , \quad (9.4)$$

где

$$P_i^0 = \frac{1}{2\sigma_0} \text{Sp } M M^+ \sigma_i$$

— поляризация конечной частицы при неполяризованной мишени, а тензор деполяризации D_{ik} равен

$$D_{ik} = \frac{1}{2\sigma_0} \text{Sp } \sigma_i M \sigma_k M^+ . \quad (9.5)$$

Отметим, что так же, как и в случае рассеяния пионов нуклонами, тензор деполяризации в процессе фоторождения может быть измерен только при наличии поляризованной мишени.

Из собственной инвариантности относительно пространственных вращений и отражений очевидно, что при неполяризованных γ -квантах отличны от нуля пять компонент тензора D_{ik} . В отличие от процессов типа $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$ и процессов упругого рассеяния частиц со спином $\frac{1}{2}$ для процесса фоторождения (и для других неупругих процессов с двумя частицами в конечном состоянии) все пять компонент тензора D_{ik} являются независимыми.

С помощью формул (9.1) и (9.2) легко найти выражения для наблюдаемых величин. Приведем лишь результаты вычислений. (Фотоны неполяризованы).

1. Скалярный бозон

$$2\sigma_0 = (|A|^2 + |C|^2) \sin^2 \theta + (|B|^2 + |D|^2)$$

$$\sigma_0 (\vec{P}^0 \vec{n}) = -\text{Im} (A^* C) \sin^2 \theta - \text{Im} (B^* D)$$

$$\sigma_0 (\vec{A} \vec{n}) = -\text{Im} (A^* C) \sin^2 \theta + \text{Im} (B^* D)$$

$$2\sigma_0 D_{nn} = (|A|^2 + |C|^2) \sin^2 \theta - (|B|^2 + |D|^2)$$

$$2\sigma_0 D_{qq} = (|A|^2 - |C|^2) \sin^2 \theta + (|D|^2 - |B|^2)$$

(9.6)

$$2\sigma_0 D_{qq} = (|A|^2 - |C|^2) \sin^2 \theta + (|D|^2 - |B|^2)$$

$$\sigma_0 D_{sq} = \operatorname{Re} A^* C \sin^2 \theta + \operatorname{Re} B^* D$$

$$\sigma_0 D_{qs} = -\operatorname{Re} A^* C \sin^2 \theta + \operatorname{Re} B^* D$$

2. Псевдоскалярный бозон

$$2\sigma_0 = (|\alpha|^2 + |\gamma|^2) + (|b|^2 + |d|^2) \sin^2 \theta$$

$$\sigma_0 (\vec{P} \vec{0} \vec{n}) = -\operatorname{Im} \alpha^* \gamma + \operatorname{Im} b^* d \sin^2 \theta$$

$$\sigma_0 (\vec{A} \vec{n}) = -\operatorname{Im} \alpha^* \gamma + \operatorname{Im} b^* d \sin^2 \theta$$

$$2\sigma_0 D_{nn} = |\alpha|^2 + |\gamma|^2 - (|b|^2 + |d|^2) \sin^2 \theta \quad (9.7)$$

$$2\sigma_0 D_{qq} = |\alpha|^2 - |\gamma|^2 + (|b|^2 - |d|^2) \sin^2 \theta$$

$$2\sigma_0 D_{ss} = |\alpha|^2 - |\gamma|^2 + (|d|^2 - |b|^2) \sin^2 \theta$$

$$\sigma_0 D_{sq} = \operatorname{Re} \alpha^* \gamma + \operatorname{Re} (b^* d) \sin^2 \theta$$

$$\sigma_0 D_{qs} = -\operatorname{Re} \alpha^* \gamma + \operatorname{Re} (b^* d) \sin^2 \theta$$

В отличие от процессов вида $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$ параметр D_{nn} не обращается в $+1$, так как оператор $(\vec{\sigma} \vec{n})$ не является для процессов фоторождения оператором отражения в плоскости реакции.

Для определения "плоских" компонент тензора D_{ik} необходимо провести четыре независимых измерения.

Так как матрица процесса фоторождения характеризуется четырьмя комплексными функциями угла и энергии, то для ее восстановления под заданным углом и при фиксированной энергии требуется проведение, по крайней мере, семи независимых экспериментов.

Для однозначного восстановления матрицы процесса, как мы видели на примерах мезон-нуклонного и нуклон-нуклонного рассеяний, требуется большее число экспериментов. Это означает, в частности, что решение задачи восстановления матрицы фоторождения потребует проведения экспериментов как с поляризованными мишенями так и с поляризованными γ -квантами.

В заключение заметим, что в силу инвариантности относительно обращения времени фоторождение пионов нуклонами можно изучать также с помощью исследования обратного процесса - радиационного захвата пионов нуклонами /67/.

Так, например, изучение процесса захвата отрицательного пиона протонами

$$\pi^- + p \rightarrow n + \gamma \quad (9.9)$$

дает сведения о процессе рождения пионов на свободных нейтронах монохроматически-ми γ -квантами. Исследование поляризации нейтронов при захвате на неполяризованной мишени эквивалентно измерению асимметрии с поляризованной нейтронной мишенью. Тензоры деполяризации в процессах фоторождения и радиационного захвата $D_{1k}^{\gamma N}$ и $D_{1k}^{\pi N}$ соответственно, оказываются связанными соотношением

$$D_{1k}^{\gamma N}(k, q) = D_{k1}^{\pi N}(-q, -k), \quad (9.10)$$

которое обобщает аналогичное соотношение для процесса упругого рассеяния.

С ростом интенсивности пионных пучков наличие этих соотношений позволит проводить детальные исследования, эквивалентные изучению фоторождения на нейтронной мишени.

§ 10. Рассеяние γ -квантов и электронов нуклонами

Как известно, данные о рассеянии на протонах электронов высоких энергий при анализе их в нижайшем порядке по константе электромагнитного взаимодействия являются источником сведений об электромагнитных формфакторах сильно взаимодействующих частиц. Результаты исследования γ -р-рассеяния допускают проведение анализа, основанного на дисперсионных соотношениях и использующего сведения о механизме фоторождения пионов.

Здесь мы кратко обсудим, какие возможности открывает поляризованная протонная мишень в подобных исследованиях. Начнем с протонного комптон-эффекта. Основная часть до сих пор проведенных опытов по изучению этого процесса связана с измерением неполяризованных сечений рассеяния на протонах γ -квантов с энергиями примерно до 300 Мэв^{/68/}. Лишь в последнее время появились данные, относящиеся к области энергий 800-900 Мэв.

Анализ γ -р-рассеяния в области энергий ниже 300 Мэв приводит к вполне определенным предсказаниям относительно ожидаемой поляризации протонов отдачи на неполяризованной и поляризованной мишенях.

Амплитуду протонного комптон-эффекта можно представить в виде^{/69/}:

$$M = R_1(\vec{e} \cdot \vec{e}') + R_2(\vec{\lambda} \cdot \vec{\lambda}') + i R_3(\vec{\sigma} \cdot [\vec{e}' \times \vec{e}]) + i R_4(\vec{\sigma} \cdot [\vec{\lambda}' \times \vec{\lambda}]) + \\ + i R_5[(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})(\vec{\lambda}' \cdot \vec{e}') - (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}')(\vec{\lambda} \cdot \vec{e})] + i R_6[(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})(\vec{\lambda}' \cdot \vec{e}') - (\vec{\sigma} \cdot \vec{k}')(\vec{\lambda} \cdot \vec{e})]. \quad (10.1)$$

$\vec{e}, \vec{e}', \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3, \vec{e}_4, \vec{e}_5, \vec{e}_6$ - единичные векторы поляризации и импульса фотона до и после рассеяния, соответственно. Для сечения рассеяния неполяризованных γ -квантов на неполяризованной мишени имеем ^{/70/}:

$$4\sigma_0 = |R_1 + R_2|^2 (1 + \cos \theta)^2 + |R_1 - R_2|^2 (1 - \cos \theta)^2 + |R_3 + R_4|^2 (3 + 2 \cos \theta - \cos^2 \theta) + |R_3 - R_4|^2 (3 - 2 \cos \theta - \cos^2 \theta) + 2 |R_5 + R_6|^2 (1 + \cos \theta)^2 + 2 |R_5 - R_6|^2 (1 - \cos \theta)^2 + 4 \operatorname{Re}[(R_3 + R_4)^* (R_5 + R_6)] (1 + \cos \theta)^2 - 4 \operatorname{Re}[(R_3 - R_4)^* (R_5 - R_6)] (1 - \cos \theta)^2. \quad (10.2)$$

Выражение для поляризации протонов отдачи после взаимодействия начально-неполяризованных γ -квантов и нуклонов

$$2\sigma_0 P^0 = n \sin \theta \operatorname{Im} [(R_3 + R_4)(R_1 + R_2)^* (1 + \cos \theta) - (R_3 - R_4)(R_1 - R_2)^* (1 - \cos \theta)] \quad (10.3)$$

совпадает, конечно, с выражением, определяющим асимметрию в сечении рассеяния неполяризованных фотонов на поляризованных протонах.

Без использования техники поляризованной мишени измерение поляризации протонов затруднено (помимо величины сечения) малостью энергий отдачи нуклонов. Привлечение поляризованных мишеней снимает эту трудность.

Ниже порога рождения пионов все амплитуды R_i в e^2 -приближении действительны, и поляризация P^0 обращается в нуль. Экспериментальная проверка этого утверждения явится проверкой основных допущений анализа протонного комптон-эффекта. Выше порога рождения пионов поляризация P^0 быстро увеличивается. В ^{/70-72/} для поляризации в области энергии до 300 Мэв на основе анализа, базирующегося на дисперсионных соотношениях получены численные оценки поляризации. Из этих оценок следует, что максимальное значение поляризации P^0 достигает величины около 30% вблизи 250 Мэв. Проверка этого предсказания может быть весьма существенной для всего анализа. Измерение P^0 при более высоких энергиях может служить проверкой предположения о дифракционном характере γ -р рассеяния ^{/73/}. P^0 обращается в нуль в пренебрежении действительными частями амплитуд R_i по сравнению с мнимыми.

Аналогично упругому мезон-нуклонному рассеянию и фоторождению пионов только привлечение поляризованной мишени позволяет в рассматриваемом случае произвести измерение компонент тензора деполаризации D_{ik} . С помощью (10.1) для отличных от нуля компонент тензора D_{ik} нетрудно получить следующие выражения:

$$4\sigma_0 D_{nn} = [|R_1 + R_2|^2 - |R_3 + R_4|^2 - 4 \operatorname{Re} (R_3 + R_4)^* (R_5 + R_6)] (1 + \cos \theta)^2 + [|R_1 - R_2|^2 - |R_3 - R_4|^2 + 4 \operatorname{Re} (R_3 - R_4)^* (R_5 - R_6)] (1 - \cos \theta)^2 - 2 |R_5 - R_6|^2 (1 - \cos \theta)^2 - 2 |R_5 + R_6|^2 (1 + \cos \theta)^2.$$

$$\begin{aligned}
 2\sigma_0 (D_{\ell\ell} - D_{nn}) &= [2 |R_3 + R_4 + (R_5 + R_6)(1 + \cos \theta)|^2 - \\
 &\quad - (|R_3 + R_4|^2 + |R_3 - R_4|^2)(1 - \cos \theta)](1 + \cos \theta) \\
 2\sigma_0 (D_{mm} - D_{nn}) &= [2 |R_3 - R_4 - (R_5 - R_6)(1 - \cos \theta)|^2 - \\
 &\quad - (|R_3 + R_4|^2 + |R_3 - R_4|^2)(1 + \cos \theta)](1 - \cos \theta) \\
 2\sigma_0 D_{\ell m} &= \text{Re} [(R_1 + R_2) * (R_3 + R_4)(1 + \cos \theta) + \\
 &\quad + (R_1 - R_2) * (R_3 - R_4)(1 - \cos \theta)] \sin \theta.
 \end{aligned}
 \tag{10.4}$$

Выражения для поляризованных тензоров через инвариантные амплитуды были получены в работе ^{/74/}. В пределе малых энергий

$$D_{ik} \rightarrow 1 \delta_{ik}.$$

С ростом энергии компоненты D_{nn} , $D_{\ell\ell}$, D_{mm} убывают по величине. Оценки, основанные на результатах ^{/72/}, приводят к тому, что параметр $D_{nn}(90^\circ)$, равный примерно 0,60 при энергии γ -квантов 75 Мэв, меняет свой знак несколько ниже порога, а в области энергий 150-225 Мэв достигает значений около -0,30. Величина D_{nn} в области углов рассеяния γ -квантов около 180° , убывая с ростом энергии от начального значения, равного 1, меняет знак ниже порога рождения пионов, а в области около 200 Мэв достигает значений около -0,8. Энергетическая зависимость всех компонент тензора D_{ik} , особенно в области малых углов рассеяния, характеризуется заметным околороговым эффектом.

Экспериментальное исследование компонент тензора деполяризации представляет собой необходимым для более глубокого понимания механизма протонного комптон-эффекта. Измерение компонент D_{ik} в области больших энергий γ -квантов является хорошим методом исследования нуклонных изобар. Преодоление трудностей с малыми энергиями частиц отдачи позволило бы измерить компоненты D_{ik} существенно ниже порога и получить дополнительные сведения о поляризуемости нуклонов.

Исследование поляризационных эффектов в рассеянии γ -квантов протонами позволило бы провести полный феноменологический анализ этого процесса.

Близкое положение имеет место для рассеяния электронов высоких энергий нуклонами. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные укладываются в рамки однофотонного приближения. Дальнейшее увеличение энергии частиц и величины передаваемого импульса на новых ускорителях позволяет продвинуться дальше в изучении структуры нуклонов. Исследование поляризационных эффектов в $e-p$ -рассеянии,

представляя возможность для прямой проверки принимаемых приближений, с другой стороны, дает возможность повысить точность данных о формфакторах частиц.

Ввиду отсутствия симметрии между электронами (частица 1) и нуклоном (частица 2) в случае электрон-нуклонного рассеяния разрешены синглет-триплетные переходы. В e^2 -приближении возникают существенные упрощения. Так, обращаются в нуль поляризации протонов и электронов \vec{P}_2^0 и \vec{P}_1^0 . Для описания изменения поляризации при столкновении необходимо вводить тензоры $D_{ik}^{(1)}$, $D_{ik}^{(2)}$, $K_{ik}^{(1)}$ и $K_{ik}^{(2)}$, определенные в (7.60) - (7.63). Тензор $D_{ik}^{(1)}$ определяет поляризацию рассеянных электронов \vec{P}_1' , когда изолированный пучок электронов (поляризация \vec{P}_1) рассеивается на неполяризованной мишени. Тензор $D_{ik}^{(2)}$ определяет поляризацию нуклонов отдачи \vec{P}_2' после рассеяния неполяризованных электронов на поляризованной протонной мишени (поляризация \vec{P}_2). Тензор $K_{ik}^{(1)}$ определяет поляризацию нуклона отдачи \vec{P}_2' после рассеяния поляризованного пучка электронов (с поляризацией \vec{P}_1) на неполяризованной мишени. Тензор $K_{ik}^{(2)}$ определяет поляризацию \vec{P}_1' рассеянных электронов после соударения неполяризованных электронов с поляризованной протонной мишенью. В силу (7.67) и (7.68) $D_{nn}^{(1)} = D_{nn}^{(2)}$ и $K_{nn}^{(1)} = K_{nn}^{(2)}$.

Ввиду обращения в e^2 -приближении \vec{P}_2^0 в нуль измерение лево-правой асимметрии рассеяния протонов отдачи в случае протонной мишени, поляризованной нормально к плоскости рассеяния, прямо дает значение D_{nn} . В более общем случае (см. § 8) эта асимметрия дается выражением, пропорциональным

Общая структура тензоров D_{ik} , K_{ik} имеет вид:

$$D_{ik}(\vec{k}', \vec{k}) = D_{nn} n_i n_k + D_{\ell\ell} \ell_i \ell_k + D_{mm} m_i m_k + D_{\ell m} \ell_i m_k + D_{m\ell} m_i \ell_k. \quad (10.5)$$

Требования T-инвариантности приводят (аналогично тому, как это получено в § 8) к соотношениям (8.17) и

$$K_{ik}^{(1)}(\vec{k}', \vec{k}) = K_{ki}^{(2)}(-\vec{k}', -\vec{k}), \quad (10.6)$$

откуда вытекает, что

$$D_{\ell m}^{(1)(2)} = -D_{m\ell}^{(1)(2)}; \quad K_{\ell\ell}^{(1)} = K_{\ell\ell}^{(2)}; \quad K_{mm}^{(1)} = K_{mm}^{(2)}; \quad (10.7)$$

$$K_{\ell m}^{(1)} = -K_{m\ell}^{(2)}; \quad K_{\ell m}^{(2)} = -K_{m\ell}^{(1)}.$$

Подробные расчеты поляризационных эффектов в e-p-рассеянии в e^2 -приближении были проведены в работе /75/. Из результатов этой работы следует, что $K_{nn}^{(1)} = K_{nn}^{(2)} = 0$, а параметр D равен

$$D_{nn} = 1 - \frac{q^2}{2M^2} (1 + \mu)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \left[1 + \frac{\mu^2 q^2}{4M^2} + \frac{q^2}{2M^2} (1 + \mu)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1}, \quad (10.8)$$

где $\mu = F_2 / F_1$, F_1 и F_2 - дираковский и паулиевский формфакторы нуклона, соответственно, а другие обозначения стандартны. В ^{/73/} получены выражения и для других компонент тензоров D_{ik} и K_{ik} .

Перейдем теперь к рассмотрению рассеяния поляризованных электронов поляризованными протонами. Ввиду обращения в нуль P_1^0 и P_2^0 , общее выражение (7.30) для сечения рассеяния электронов, поляризованных ортогонально плоскости рассеяния ($\vec{P}_1 = P_1 \vec{n}$) на протонной мишени с поляризацией $\vec{P}_2 = P_2 \vec{n}$ обращается в

$$\sigma_{nn} = \sigma_0 (1 + C_{nn} P_1 P_2). \quad (10.9)$$

Измерение сечений рассеяния при двух направлениях поляризации мишени прямо дает C_{nn} при произвольных углах рассеяния. Ввиду того, что ультрарелятивистские электроны поляризованы продольно, величина C_{nn} оказывается порядка отношения масс сталкивающихся частиц, так что отличие σ_{nn} от σ_0 , конечно, более заметно при рассеянии на протонах мюонов.

Рассеяние поляризованных электронов на поляризованных протонах в e^2 -приближении было теоретически рассмотрено в работах ^{/76/, /77/}. Ввиду продольности электронов высоких энергий к особенно заметным эффектам приводит комбинация продольно-поляризованного пучка и поляризованной мишени с ориентацией в плоскости рассеяния (по направлению векторов \vec{k} и $[\vec{i}\vec{k}]$). В ^{/76/} показано, что сечение рассеяния поляризованного пучка электронов на поляризованной протонной мишени в лабораторной системе имеет следующий вид:

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_0 [1 + (P_1 \vec{k})(P_2 \vec{k}) M_{11} + (P_1 \vec{k})(P_2 [\vec{n}\vec{k}]) M_{13}], \quad (10.10)$$

где

$$\sigma_0 = \left(\frac{e^2}{4\pi} \right)^2 \frac{[1 + \eta \mu^2 + 2\eta (1+\mu)^2 \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}] |F_1|^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4M^2 \xi^2 (\xi + 2\xi \sin^2 \frac{\theta}{2}) \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

$$M_{11} = [\eta (1 - \mu + \xi^{-1}) - \xi] \rho \text{tg} \frac{\theta}{2}; \quad M_{13} = \rho \eta (\xi^{-1} - \mu) \quad (10.10^1)$$

$$\rho = \frac{2(1+\mu) \text{tg} \frac{\theta}{2}}{1 + \eta \mu^2 + 2\eta (1+\mu)^2 \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}}; \quad \xi = \frac{\epsilon_1}{M}; \quad \eta = \frac{q^2}{4M^2}.$$

Измерения сечений e - p рассеяния (в области применимости e^2 -приближения) с поляризованными частицами также позволяет повысить точность данных о формфакторах (особенно магнитном) и проверить справедливость приближения.

Эксперименты с μ -мезонами позволяют увеличить точность сопоставления электромагнитных свойств лептонов.

Измерение сечений π -p и N-N рассеяний на поляризованной мишени в области предельно высоких энергий является в высшей степени необходимым экспериментом для проверки гипотез о поведении матрицы рассеяния. Без использования поляризованных мишеней проведение подобных исследований крайне затруднено.

В качестве примера можно указать на возможность выяснения в подобных опытах характера дифракционного рассеяния^{/78,79/}. Дифракция с мнимыми фазовыми сдвигами, без преломления волн, характеризуется тем, что в амплитуде π -N рассеяния (8.1) величина $a(\theta)$ - мнима, а $b(\theta)$ - действительна. Для N-N рассеяния в том приближении все амплитуды a , b , e и f в (7.3) мнимы, а величина c - действительна. При этом $P^0=0$ и сечение рассеяния неполяризованного пучка на поляризованной мишени не отличается от сечения рассеяния неполяризованных частиц. Поляризация P^0 обращается в нуль также и при справедливости асимптотической γ_5 -инвариантности^{/80/}. В рамках теории с полюсами Редже возникают вполне определенные предсказания для поляризационных эффектов^{/81/}. В асимптотической области энергий, где справедлива теорема Померанчука^{/82/}, должны иметь место соотношения между поляризациями частиц в перекрестных процессах^{/83,84/}. Так, поляризация в π^+ p рассеянии должна быть равна с обратным знаком поляризации в π^- p рассеянии.

$$P^0(\pi^+ p) = -P^0(\pi^- p).$$

Аналогично, например,

$$P_{\Sigma}^0(\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K^+) = -P_{\Sigma}^0(K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-),$$

а поляризация нуклонов в нуклонном комптон-эффекте и в процессе перезарядки пионов

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n,$$

а также поляризация Ξ^- -гиперона в реакции

$$K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+$$

стремится к нулю.

Исследования поляризационных эффектов в области сверхвысоких энергий только начинаются^{/85, 3/}. И здесь поляризованная мишень позволяет проводить исследования, результаты которых содержат новую информацию, подчас недоступную без использования этой техники.

Л и т е р а т у р а

1. A.Abragam, M.Borghini, P.Catillon, J.Coustharn, P.Roubeau, T.Thirion. Phys. Lett., 2, 310 (1962)
П. Драгическу, М. Драгическу, В.И.Лушиков, Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов, Ю.В.Таран. Препринт ОИЯИ Р-1626, Дубна, 1964 г.
2. O.Chamberlain, C.D.Jeffries, C.H.Shultz, G.Sapiro, L.Van Rossum. Phys. Lett, 7, 293 (1963).
3. H.Steiner, J.Arens, F.Betz, O.Chamberlain, B.Dieterle, P.Grannis, M.Hansreil, C.Shultz. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 95 (1964).
4. Г.Р.Хуцишвили. УФН, 71, 9, 1960.
M.Borghini and A.Abragam. Suppl. Helv. Phys. Acta., 6, 143 (1961).
А.А.Абрагам. "Ядерный магнетизм", Изд. иностран. лит. 1963.
O.S.Leifson and S.D.Jefferies. Phys. Rev., 122, 1781 (1961).
5. C.Schultz, O.Chamberlain, G.Shapiro, Bull. Am. Phys. Soc. 9, 95 (1964).
6. J.Ashkin, J.P.Blaser, A.Burger, J.Kunze, T.A.Romanowski. Proce. 1958 Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, 42 (1958).
7. И.М. Василевский, В.В.Вишняков. ЖЭТФ, 38, 1844 (1960).
Препринт ОИЯИ, Д-1202, 1963.
8. E.Rogers, O.Chamberlain, R.Foote, H.Steiner, C.Wiegand and T.Ypsilantis. Rev. Mod. Phys., 33, 356 (1961).
9. Y.S.Kim. Phys. Rev., 129, 862 (1963).
10. С.М.Биленький, Р.М.Рындин. ЖЭТФ, 35, 827 (1958).
11. S.M.Bilenky. Nuovo Cim., 10, 1049 (1958).
12. Э.И.Долинский. ЖЭТФ, 35, 1293, 1958.
13. R.H.Capps. Phys. Rev., 115, 786 (1959).
14. A.Bohr. Nucl. Phys., 10, 486 (1959).
15. L.Wolfenstein. Phys. Rev., 75, 1664 (1949).
16. L.Wolfenstein, J.Ashkin. Phys. Rev., 85, 947 (1952).
17. R.H.Dalitz. Proc. Phys. Soc., A65, 175 (1952).
18. A.Simon. Phys. Rev., 92, 1050 (1953).
19. А.Базь. ЖЭТФ, 32, 628, 1957.
20. Л.И.Лапидус. ЖЭТФ, 33, 204, 1957.
21. М.И.Широков. ЖЭТФ, 33, 975, 1957.
22. G.C.Wick. Annual Review of Nuclear Science, 8, 1958).
Есть перевод, УФН, 68, 201, 1959.
23. П.Мэтьюс. Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц. ИИЛ, Москва, 1989.

24. N.Kemmer, J.C.Polkinghorne, D.L.Pursey. Reports on Progress in Physics, 22, 368 (1959).
25. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, ГИТТЛ, Москва, Ленинград, 1948, стр. 50-53.
26. U.Fano. Rev. Mod. Phys., 29, 74 (1957).
27. J.W.Cronin, O.E.Overseth. Proc. of 1962 Intern. Conf. on High-Energy Phys. at CERN, 453 (1962).
28. F.S.Crawford. Proc. of 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, 827 (1962).
29. L.Gray, E.Harth, J.Leitner et al. Nuovo Cim., 28, 179 (1963).
30. E.F.Beall et al. Phys. Rev. Lett. 8, 75 (1962).
31. R.W.Birge, W.B.Fowler. Phys. Rev. Lett., 5, 524 (1960).
32. E.Boldt et al. Phys. Rev. Lett., 1, 256 (1958).
33. L.Bertanza et al. Phys. Rev. Lett, 8, 332 (1962).
34. F.S.Crawford. Proc. of 1962 Intern. Conf. on High-Energy Phys. at CERN, 270 (1962).
35. B.Cork, L.L.Kerth, W.A.Wentzel, J.W.Cronin, R.L.Cool. Phys. Rev., 120, 100 (1960).
36. C.Baltay, H.Courant et al. Rev. Mod. Phys., 33, 374 (1962).
37. H.K.Ticho. Proc. of 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, 436, (1962).
38. S.M.Bilenky, R.M.Ryndin. Phys. Lett., 6, 217 (1963).
39. R.H.Dalitz. Proc. of the Sixth Annual Rochester Conf. on High-Energy Phys. (Interscience Publishers, New York, 1956).
40. G.A.Snow. Proc. of 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, 795 (1962).
41. a) M.M.Block et al. Phys. Rev. Lett., 3, 291 (1959).
b) M.M.Block et al. Proc. of 1962 Intern. Conf. on High-Energy Phys. at CERN, 371 (1962).
42. R.H.Dalitz, B.W.Downs. Phys. Rev., 111, 967 (1958).
43. H.Courant et al. Phys. Rev.Lett. 10, 409 (1963).
44. C.Alef et al. Bull. Am. Phys. Soc. 8, 514 (1963).
45. G.Feinberg. Phys. Rev., 109, 1019 (1958).
46. G.Feldman, T.Fulton. Nucl. Phys., 8, 106 (1958).
47. M.Ferro-Luzzi, R.Tripp, M.Watson. Phys. Rev. Lett., 8, 28, 175 (1962).
48. R.H.Capps, Proc. of 1962 Inter. Conf. on High Energy Phys. at CERN, 401 (1962).

49. O.Chamberlain, E.Segre, R.D.Tripp, C.Wiegand, T.Ypsilantis. Phys. Rev. 105, 288 (1957).
И.М.Василевский, В.В.Вйшняков, Е. Илисеску, А.А.Тяпкии. ЖЭТФ, 39, 889, 1960.
- I.V.Allaby, A.Ashmore, A.N.Diddens, I.Eodes, G.B.Huxtable, K.Skarsvag. Proc. Phys. Soc., 77, 234 (1961).
50. I.Palmeri, A.M.Cormack, N.F.Ramsey, R.Wilson. Ann. of Phys., 5, 299 (1958).
G.F.Hwang, T.R.Ophel, E.H.Thorndike, R.Wilson. Phys. Rev., 352 (1960).
B.Rose. Proc. 1960 Ann. Intern. Conf. at Rochester, 1960, p. 100.
L.Birde, D.N.Edwards, B.Rose, A.C.Taylor, E.Weod. Phys. Rev. Lett., 4, 302 (1960). Nucl. Phys., 42, 280 (1963).
E.A.Thordike, L.Lefrancoic, W.Shaer, R.Wilson. Phys. Rev., 120, 1819 (1960).
W.H.Hess. Rev. Mod. Phys., 30, 368 (1958).
A.F.Kuckes, R.Wilson. Phys. Rev., 121, 1226 (1961).
S.Hee, R.Wilson. Prog. Report Harward, 1962.
O.Jarvis, B.Rose, I.P.Scanlon, E.Wood. Nucl. Phys., 42, 294 (1963).
R.A.Hoffman, I.Lefrancois, E.H.Torndike, R.Wilson. Phys. Rev., 125, 973 (1962).
G.N.Stafford, G.Whitehead. Proc. Phys. Soc., 79, 430 (1962).
C.Caverzasio, K.Kurada, A.Michalowicz, J.Phys. Radium, 22, 628 (1961).
51. K.Gotow, E.Heer. Phys. Rev. Lett., 5, 11, (1960);
W.H.Hess. Rev. Mod. Phys., 30, 368 (1951).
E.Baskiz, E.H.Hafner, A.Roberts, I.H.Tinlot. Phys. Rev., 106, 564 (1957).
I.H.Tinlot, R.E.Werner. Phys. Rev., 124, 890 (1961).
A.C.England, W.A.Gibson, K.Gotow, E.Heer, I.H.Tinlot. Phys. Rev., 124, 561 (1961).
52. Н.П.Богачев, И.К.Взоров, ДАН СССР, 99, 931, 1954.
Н.П. Богачев. ДАН СССР, 108, 806, 1956.
Я.М.Селектор, С.Я.Никитин, Е.Г.Богомоллов, С.М.Замбовский. ДАН СССР, 99, 967 (1957).
М.Г.Мешеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 31, 361, 1956.
М.Г.Мешеряков, С.Б. Шурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 33, 37, 1957.
Ю.П.Кумекин, М.Г.Мешеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 35, 398, 1958.
Ю.П.Кумекин, М.Г.Мешеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 38, 1451, 1960.
Ю.П. Кумекин, М.Г.Мешеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 43, 166, 1962.

В.И.Никоноров, Г.Петер, А.Ф.Писарев, Х.Позе. ЖЭТФ, 42, 1209, 1962.

Б.М.Головин, В.П.Джелепов, Р.Я.Зулькарнеев, Цуй Ва-гуан. ЖЭТФ, 44, 142, 1963.

В.П.Джелепов и др. ДАН СССР, 104, 380, 1955.

Б.С.Неганов, О.В.Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265, 1957.

М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов. - ДАН СССР, 100, 677, 1955.

А.Дунайцев, Ю.Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656, 1959.

Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 35, 276, 1958.

53. L.H.Johnson, D.A.Swenson. Phys. Rev., 111, 212 (1958).

C.J.Batty, R.S.Gilmore, G.H.Stafford. Phys. Lett., 2, 109 (1962).

Nisimura, Sanada, Hayashi, Kobagashi, Worth, Imada, Fukunaga, Hasai, Ryn, Snug, Hiratate, JNSJ-245,

K.Nisimura, J.Sanada, P.Catillon, K.Fukunaga, T.Hasegawa, H.Hasai, N.Ray,

D.C.Worth, H.Imada. Prog. Theor. Phys., 30, 719 (1963).

T.C.Criffith, D.C.Imaie, G.I.Lush, A.J.Metheringham. Phys. Rev. Lett., 10, 444 (1963).

54. Л.Д.Пузиков, Р.М.Рындин, Я.А.Смородинский. ЖЭТФ, 32, 592, 1957.

Р.М.Рындин. Диссертация ОИЯИ, 1957 г.

55. См., например, M.A.Mac Gregor, M.Moravisk, H.Stapp. Annual Review of Nuclear Science, 10, 291 (1960).

M.H. Mac. Gregor. Phys. Rev., 123, 2154 (1961).

M.H.Hull, K.E.Lassila, H.M.Ruppel, F.A.McDonald, G.Breit. Phys. Rev., 122, 1606 (1961).

L.Lapidus. 1962 Intern. Conf. on High-Energy Phys. at CERN, p. 726.

N.Hoshizaki, S.Mashida. Progr. Theor. Phys., 29, 49 (1963).

Ю.М.Казаринов, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 43, 692, 1385 (1962).

Р.Я.Зулькарнеев, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 44, 1106, 1963.

Р.Я.Зулькарнеев, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 45, 664, 1963.

И.Быстрицкий, Р.Я.Зулькарнеев. ЖЭТФ, 45; 1169, 1963.

Л.С.Ажгирей, Н.П.Клепиков, Ю.П.Кумекин, М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 45, 1174, 1963.

Y.Nama, N.Hoshizaki, Kyoto Univ. RIFP-30, Kyoto, 1963.

Y.Nama, N.Hoshizaki. Kyoto Univ. RIFP-31, Kyoto, 1963.

56. Я.А.Смородинский. Труды IА (1959) Международной конференции по физике частиц высоких энергий. М. 1961 стр. 201.
C.R.Schumacher, A.Bethe. Phys. Rev., 121, 1534 (1961).
57. L.Wolfenstein. Phys. Rev., 96, 1654 (1954).
58. S.Bilenky, R.Ryndin. Phys. Lett., 6, 217 (1963).
59. R.Phillips. Nucl. Phys., 43, 413 (1963).
60. П.Винтерниц. Препринт ОИЯИ Р-1484, Дубна, 1963.
61. Л.Ф.Кириллова, В.А.Никитин, А.А.Номофилов, В.А.Свиридов, Л.Н.Стрельцов, М.Г.Шафранова. ЖЭТФ, 45, 1261, 1963.
62. Ю.В.Таран, Ф.Л.Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185, 1963.
63. G.Breit, M.M.Hull, K.E.Lassila, K.D.Pyatt and M.M.Ruppel. Phys. Rev., 128, 830 (1962).
64. Ю.М.Казаринов, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 43, 1385, 1962.
65. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 45, 637, 1963.
66. M.Moravcik. Phys. Rev., 125, 1088 (1962).
K.M.Watson. Phys. Rev., 95, 228 (1954).
T.Nakano, K.Nishijima. Progr. Theor. Phys., 8, 53 (1952).
K.Aidzu. Lecture at the Intern. Conf. on Theor. Phys. 1953, Kyoto, Japan, p. 200.
E.Fermi. Suppl. Nuovo Cim., 1, 17 (1955).
M.Kawaguchi, S.Minami. Prog. Theor. Phys, 12, 789 (1954).
M.Gell-Mann, K.M.Watson. Ann. Rev.Nucl. Sci., 4, 219 (1954)

А.А.Логунов, А.Н.Тавхелидзе. ЖЭТФ, 32, 1393, 1957.

67. Л.И.Лapidус, ЖЭТФ, 34 922, 1957.
68. Б.Б.Говорков, В.И.Гольданский, О.А.Карпунин, А.В.Куценко, В.В.Павловская. ДАН СССР, 111, 988, 1956.
G.Bernardini, A.O.Hanson, A.C.Odian, T.Kamegata, L.B.Auerbach, I.Filosofo. Nuovo Cim., 18, 1203 (1959). L.G.Hyman, R.Ely, D.H.Frish, M.A.Wahlig. Phys. Rev. Lett., 3, 93 (1959).
R.H.Littauer, I.W.De Wire, M.Feldmann. Bull. Am. Phys. Soc., 4, 253 (1959).
- В.И.Гольданский, О.А.Карпунин, А.В.Куденко, В.В.Павловская. ЖЭТФ, 38, 1695, 1960.
- В.В.Павловская. Диссертация ФИАН, 1961.
- П.С.Баранов, Л.И.Словохотов, Г.А.Соколов, Л.Н.Штарков. ЖЭТФ, 41, 1713, 1961.
- I.W. De Wire, M.Feldman, V.L.Highland, R.Littauer, Phys. Rev. 124, 909 (1961).
R.F.Steining, F.Loh, M.Deutsch. Phys. Rev. Lett., 10, 536 (1963).
69. В.И.Ритус. ЖЭТФ, 33, 1264, 1957.
R.E.Prange. Phys. Rev., 110, 240 (1958).
70. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 38, 201, 1960.
71. M.Jacob, I.Mathews. Phys. Rev., 117, 854 (1960).

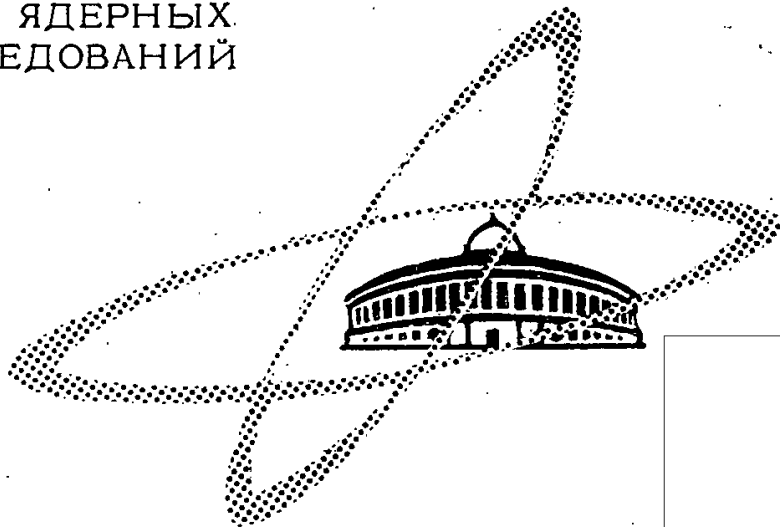
72. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 41, 1548, 1961.
 Л.И.Лapidус. Диссертация ОИЯИ, 1961.
 R.H.Capps. Phys. Rev., 106, 1031 (1957); 108, 1032 (1957).
 A.P.Contogouris. Phys. Rev., 124, 912 (1961).
 A.P.Contogouris. Nuovo Cim., 25, 1041 (1962); 21, 674 (1961).
 A.C.Hearn, E.Leader. Phys. Rev., 126, 789 (1962).
 V.F.Miller. Proc. 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN,
 p.222. Z.Phys., 170, 114 (1962).
 Н.Ф.Нелипа, Л.В.Фильков. Proc. 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys. at
 CERN, p. 225.
 A.P.Contogouris, A.Verganelaris. Phys. Lett., 6, 103 (1963).
 D.Holliday. Ann. of Phys., 24, 289 (1963).
 S.KiKundu, M.Yonezawa. Nucl. Phys., 44, 499 (1963).
 S.Kundu. Nuovo Cim., 31, 918 (1964).
73. Y.Yamaguchi. Prog. Theor. Phys., 12, 111, (1954);
 S.Minami, Y.Yamaguchi. Prog. Theor. Phys., 17, 651 (1957).
 S.Minami. Nuovo Cim., 21, 401 (1961).
74. Г.В.Фролов. ЖЭТФ, 39, 1829, 1960.
75. Г.В.Фролов. ЖЭТФ, 34, 764, 1958;
 ЖЭТФ, 40, 296, 1961.
76. А.И.Лхизер, Л.Н.Розенцвейг, И.М.Шмушкевич. ЖЭФТ, 33, 765, 1957.
77. I.A.Scafield. Phys. Rev., 113, 1599 (1959).
78. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 34, 1148, 1958.
79. N.Hoshizaki, S.Mashida. Prog. Theor. Phys., 29, 44 (1963).
80. А.А.Логунов, В.А.Мещеряков, А.Н.Тавхелидзе.
 Proc. 1962 Inter. Conf. on High-Energy Phys. at CERN, p.151.
81. В.Н.Грибов, И.Я.Померанчук. Phys. Rev. Lett., 8, 412 (1962).
 Y.Hara. Phys. Lett., 2, 246 (1962).
 H.Uberall. Phys. Lett., 3, 323 (1963).
 Itsicson, M.Jacob. Nuovo Cim., 28, 250 (1963).
 В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 43, 1529, 1962.
 Д.В.Волков, В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 44, 1068, 1963.
 М.П.Рекало, ЖЭТФ, 45, 1114, 1963.
82. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725, 1958.
83. И.И.Левинтов. ЖЭТФ, 42, 191, 1962.
84. С.М.Биленький, Нгуен Ван Хьеу, Р.М.Рындин. Препринт ОИЯИ Р-1404, Дубна, 1963.
85. В.П.Канавец, И.И.Левинтов, Б.В.Морозов, М.Д.Шафранов. ЖЭТФ, 45, 1272, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
 8 апреля 1964 г.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3755 Тираж 350. 5,3 уч.-изд. л.
Техн. ред. В.Р.Саранцева Май 1984 г.

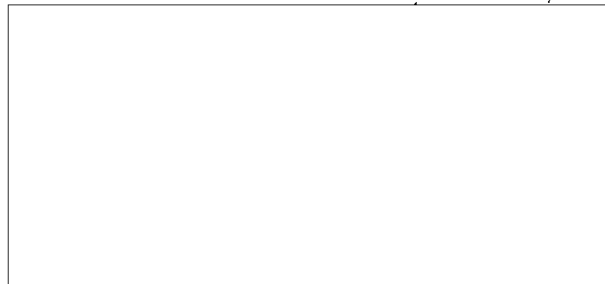
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P-1841

STAT



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Э. Ложински

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ
МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ,
СОПРОВОЖДАЮЩИЕСЯ ОБРАЗОВАНИЕМ
СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release 11
2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

Ложински Э.

Реакции передачи нуклонов между сложными ядрами,
сопровождающиеся образованием составной системы

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

P-1641

Lożyński E.

Nucleon Transfer Reaction Accompanied by the Formation of a Compound
System of Complex Nuclei

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release 2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

Э. Ложински

P-1641

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ
МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ,
СОПРОВОЖДАЮЩИЕСЯ ОБРАЗОВАНИЕМ
СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ

Направлено в Nuclear Physics

Дубна 1964

А н н о т а ц и я

Изучена зависимость угловых распределений продуктов реакций подхвата ($p+n$) и срыва ($p+3n$) от энергии налетающих ионов Ne^{22} в интервале 90-140 Мэв (л.с.к.). Исследования проведены для интервала углов $0-180^\circ$.

Полученные угловые распределения продуктов в реакции $Au^{197} (Ne^{22}, +d) Na^{24}$ указывают на туннельный механизм передачи дейтона налетающему ядру. При этом вклад механизма "grazing" оказывается значительно меньшим. Ход полного сечения реакции подхвата ($p+n$) для околосбарьерных энергий получен близким к функции возбуждения для передачи одного нейтрона, в согласии с тем, что можно ожидать в случае передачи ассоциированной группы ($p+n$).

В дифференциальных сечениях реакции срыва ($p+3n$) и реакции подхвата ($p+n$) наблюдается несколько максимумов в районе углов $90-180^\circ$; число и положение которых меняется в зависимости от энергии налетающих ионов. Предполагается, что обнаруженный эффект обязан образованию некоторой составной системы, т.е. системы неполного слияния взаимодействующих ядер. На основании проведенного анализа полученных угловых распределений делается вывод, о том, что система неполного слияния обладает угловым моментом порядка $15 \hbar$.

A b s t r a c t

An experimental study of the dependence of the angular distributions for the ($p+n$) pick-up and ($p+3n$) stripping reactions upon the energy of Ne^{22} ions has been made. The measurements were performed for the range of angles $0^\circ-180^\circ$, and for an energy interval 90-140 MeV (laboratory system). As the target Au^{197} was used. A catcher-foil method was applied.

The obtained results for the reaction $Au^{197} (Ne^{22}, +d) Na^{24}$ point to the tunneling mechanism of the deuteron transfer into the incident nucleus. Besides, the contribution of the 'grazing' process of the ($p+n$) transfer turns out to be much smaller. The behaviour of the total cross section for the generation of Na^{24} of energies near the Coulomb barrier turned out to be close to the excitation function of single neutron transfers, in agreement with that one may expect in the case of transfer of an associated ($p+n$) group.

The dependence upon the energy of the angular distribution of final products in the reaction $Au^{197} (Ne^{22}, +p-3n) F^{18}$ shows, that in the stripping of ($p+3n$) from the Ne^{22} nucleus, the prevalent reaction mechanism is the transfer of nucleons in grazing collisions of nuclei. In this case the degree of association of the transfer process seems to be low.

In the range of angles $90-180^\circ$, for the differential cross section of the obtained angular distribution of the ($p+3n$) stripping and ($p+n$) pick-up reactions there are observed several maxima the number and position of which changes with the incident particle energy. It is proposed that the observed effects are connected with formation of a very short-lived compound system (a partial fusion system) of the interacting nuclei. On the basis of an analysis made of the measured angular distributions a conclusion was drawn that the partial fusion system of complex nuclei (in the investigated case) has mainly an angular momentum of about $15 \hbar$.

В в е д е н и е

Взаимодействие ускоренных тяжелых ионов со сложными ядрами приводит, в основном, к их полному слиянию. Сечение образования составного ядра при энергиях, выше кулоновского барьера, близко к геометрическому $\pi(R_1 + R_2)^2$. В скользящих соударениях и дальних пролетах основными или существенными эффектами взаимодействия являются: рассеяние, кулоновское возбуждение и реакция передачи нуклонов. Сечения этих процессов могут достигать $\sim 10^{-26}$ см².

Некоторые эксперименты, проведенные в течение последних лет Альмквистом, Бромли и др. ^{/1,2,3/}, а также последующие теоретические рассмотрения ^{/4,5/} указывают на возможность квазимолекулярного взаимодействия сложных ядер, т.е. на образование метастабильной составной системы с вполне определенными квантовомеханическими характеристиками. Физические явления, на основе которых была поставлена автотрами молекулярная проблема - это, в основном, энергетические резонансы упругого и неупругого рассеяния ионов C^{12}, N^{14}, O^{16} на легких мишенях (C^{12}, N^{14}). Однако для наблюдаемых резонансов не удалось доказать наличия большого углового момента ($\sim 10h$), требуемого теорией молекулярного осциллятора или ротатора.

Последующие эксперименты, проведенные в Копенгагене и Окриджской лаборатории ^{/6/}, а также Канадской группой ^{/3/} доказывают существование флуктуации Эриксона в реакциях с тяжелыми ионами на легких мишенях. В связи с этим возникает возможность объяснить природу резонансных явлений, как случаев распада составного ядра. Способность к фрагментации легких ядер, а также к делению ^{/7/} может быть причиной получаемых больших приведенных ширин для резонансной реэмиссии масс, равных массам во входном канале.

Если принять, что образование некоторой метастабильной составной системы двух ядер - возможное явление, то распад системы должен сопровождаться реэмиссией тяжелых ядер в каналы реакций передачи ^{/8/} (основным каналом распада системы неполного слияния, по-видимому, является образование полного составного ядра). В отличие от ранее предложенных механизмов реакций передачи, т.е. передачи в дальних пролетах (туннельный механизм ^{/9/}) и передачи в скользящих соударениях (grazing - время соприкосновения $\sim 10^{-22}$ сек ^{/10/}), характерным признаком угловых распределений при передаче нуклонов, связанных с распадом системы неполного слияния, является их

симметрия относительно $90^{\circ/11,12/}$. Условием симметрии является, очевидно, предположение, что время жизни системы $\geq 10^{-20}$ сек.

В ранее опубликованной работе^{/13/} о зависимости угловых распределений некоторых реакций передачи с ионами Ne^{20} и A^{40} от Z ядра мишени и числа передаваемых частиц указывалось на возможное проявление квазимолекулярного взаимодействия сложных ядер. Настоящая работа является продолжением исследований в этом направлении.

С помощью метода, описанного в цитированной работе, изучена зависимость угловых распределений продуктов реакций $(Ne^{22}, +d) Na^{24}$ и $(Ne^{22}, -p-3n) F^{18}$ на мишени из Au^{197} от энергий налетающих частиц. Выбор тяжелой мишени обусловлен прежде всего кинематикой реакции и удобными свойствами золота в эксперименте. Кроме того, в случае мишеней с большим Z максимум, соответствующий туннельной передаче, резко отделяется от условного *grazing* — процесса передачи нуклонов, что при варьировании энергии дает возможность исследовать явление неполного слияния сложных ядер.

Экспериментальная часть

Для исследования зависимости угловых распределений продуктов реакций срыва $(p+3n)$ и подхвата $(p+n)$ от энергии ионов Ne^{22} применен метод сборных фольг.

Идентификация конечных продуктов реакций проводилась, как и в предыдущей работе^{/13/}, по характерным гамма-лучам и периоду полураспада. Чтобы охватить весь интервал углов от $0-180^{\circ}$, измерения угловых распределений для данной энергии проводились в два этапа: на первом этапе — для углов $5-85^{\circ}$, во втором — $95-175^{\circ}$.

Облучения были выполнены на внутреннем пучке циклотрона ОИЯИ. На рис. 1 показана схема устройства, примененного в экспериментах, в сечении, перпендикулярном направлению магнитного поля циклотрона.

Варианты устройства для интервалов углов $0-90^{\circ}$ и $90-180^{\circ}$ обозначены соответственно А и В. Стрелкой, перпендикулярной оси сборного цилиндра, обозначено направление к центру циклотрона. Мишень (2) в обоих случаях устанавливалась под углом 30° к оси сборного цилиндра (3). Из-за отклонения налетающих ионов магнитным полем циклотрона ось пучка (8) (вблизи мишени) составляла с осью сборного цилиндра угол, равный примерно 2° для случая А и 1° — для случая В. Во время облучения коллектор тока (7), корпус цилиндра (не обозначенный на рисунке) и коллиматор пучка (1) охлаждались водой.

Сборником конечных продуктов была 15 мк золотая фольга или 16 мк платиновая

фольга (4). Назначением первой золотой фольги (5) толщиной 5 мк являлась защита сборной фольги от попадания на нее продуктов составного ядра. В случае более высоких энергий применялись добавочные защитные фольги из алюминия толщиной 5-10 мк. Толщина защитных фольг была достаточно малой, так что даже для самой низкой энергии ионов Ne^{22} и вылета конечных продуктов под углом 45° или 135° не возникало явление абсорбции исследуемых продуктов реакций передачи. Собирающие фольги перед облучением были маркированы на участки, соответствующие интервалам углов $7,5^\circ$. Участки, соответствующие углам меньше 10° и больше 170° (вариант В), имели угловую ширину $3,8^\circ$. Точность маркирования сборных фольг составляла ~ 2%. Расстояние между точками в угловых распределениях ($7,5^\circ$) было выбрано с учетом того, что угловая разрешающая способность прибора составляла приблизительно $5-7^\circ$. При оценке разрешающей способности прибора принималась во внимание неравномерность распределения плотности в пучке.

После облучений отдельные куски сборной фольги зажимались между алюминиевыми пластинами толщиной 1 мм, достаточной для полной аннигиляции позитронов F^{18} , после чего проводились измерения активности на сцинтилляционном гамма-спектрометре. Для понижения естественного фона счетчик был помещен в железосвинцовый ящик. Во время измерений калибровка счетчика проводилась с помощью гамма-линий изотопов: Co^{60} , Zn^{65} и Cs^{137} .

Полученные гамма-спектры анализировались с помощью известных методов разложения на составляющие. Для каждого участка проводился анализ спада со временем характерных гамма-линий F^{18} и Na^{24} . При этом получалось хорошее согласие с табличными данными. Интенсивность гамма-линий Na^{24} в среднем почти на два порядка превышала фон, обусловленный активацией сборных фольг быстрыми нейтронами и рассеянными ионами Ne^{22} . В случае F^{18} заметную долю активности линии 511 кэВ составляло аннигиляционное излучение (Na^{24}).

Число отсчетов в фотопике данного конечного продукта в момент окончания облучения бралось из графиков временного спада активностей гамма-линий путем экстраполяции. Величина сечения на единицу угла в лабораторной системе координат определялась по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = \frac{2A}{[1 - \exp(-\lambda t_1)] f_b \epsilon \Omega R N_i M_T (\Delta\phi)} \quad (\text{см}^2 / 1^\circ),$$

где A - число отсчетов в фотопике в единицу времени в момент окончания облучения, t_1 - время облучения, λ - константа распада, f_b - коэффициент, определяющий ветвь гамма-перехода, $\epsilon \Omega R$ - эффективность регистрации фотопика, N_i - число прошедших через мишень ионов в единицу времени, M_T - число ядер мишени в $1/\text{см}^2$, $\Delta\phi$ - угловая ширина данного куска.

Измерения угловых распределений проведены для нескольких энергий налетающих ионов, как для углов вперед, так и для углов назад. Соответствующие величины энергий в системе центра масс и их сравнение с высотой кулоновского барьера даны в таблице 1:

Т а б л и ц а 1

| | | | | | | |
|---------------------------------------|-----|-----|-----|-----|----|------|
| E_{CM} (МэВ) | 126 | 121 | 115 | 105 | 99 | 92,5 |
| $E_{CM} - E_{CB}(Ne^{22})$ (МэВ) | 31 | 26 | 20 | 10 | 4 | -2,5 |
| $E_{CM} - [E_{CB}(F^{18}) + Q_{gg}]$ | 30 | 25 | 19 | 9 | 3 | -3,5 |
| $E_{CM} - [E_{CB}(Na^{24}) + Q_{gg}]$ | 30 | 25 | 19 | 9 | 3 | -3,5 |

Величины $E_{CB}(Ne^{22})$, $E_{CB}(F^{18})$ и $E_{CB}(Na^{24})$, используемые в таблице 1, обозначают высоту кулоновского барьера для систем $(Au^{197} + Ne^{22})$, $(Hg^{201} + F^{18})$ и $(Pt^{195} + Na^{24})$, соответственно. Численные значения этих величин даны в таблице 2. В вычислениях E_{CB} , r_0 принималось равным 1,4 f. Q_{gg} обозначает энергию реакций: $Au^{197}(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ и $Au^{197}(Ne^{22}, -p-3n)F^{18}$ при передаче нуклонов на основные состояния конечных ядер. Значения $Q_{gg}(F^{18})$ и $Q_{gg}(Na^{24})$ вычислены на основе таблиц масс^{/14/} и соответственно равны +8,8 МэВ и -5,6 МэВ (реакция $(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ является экзотермической).

Т а б л и ц а 2

| | | |
|------------------------|-----------------------|------------------------|
| $E_{CB}(Ne^{22})_{CM}$ | $E_{CB}(F^{18})_{CM}$ | $E_{CB}(Na^{24})_{CM}$ |
| 95 МэВ | 87,5 МэВ | 101,5 МэВ |

В одном облучении измерялось угловое распределение двух реакций - подхвата (p+n) и срыва (p+3n).

Примеры угловых распределений, полученных при облучениях мишени Au^{197} , показаны на рис. 2, где углы вылета конечных продуктов ϕ_{exp} даны без поправок на отклонение в магнитном поле циклотрона, но с учетом факта несовпадения оси пучка с осью сборного сосуда. Кривые, приведенные на рисунке, являются экспериментальными. Статистические ошибки полученных сечений для реакции $(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ очень малы. Даже для наиболее низких значений их величина не превышает 10%.

Для реакции $(Ne^{22}, -p-3n)F^{18}$ из-за малого сечения этой реакции и нало-

жения аннигиляционной линии (F^{18}) на комптоновский спектр сильных гамма-линий Na ошибки значительно больше. Их средняя величина равна ~ 15%, а в крайних случаях может достигать 50%.

На рис. 3 и 4 представлены результаты исследований фона и воспроизводимости формы угловых распределений реакций ($Ne^{22}, +d$) Na²⁴ и ($Ne^{22}, -p-3n$) F¹⁸, соответственно. Представленные сечения $d\sigma/d\phi$ в системе центра масс даны в единицах $см^2/стерadian$. Прямые линии (8) на рис. 3 и 4 относятся к естественному фону счетчика. Соответствующий уровень естественного фона $d\sigma/d\phi$ вычислен для удвоенной стандартной ошибки фона счетчика и для используемых в экспериментах величин - толщины мишени, интеграла тока облучения и средних времен измерений активности фольги. Кривые (7) на рис. 3 и 4 получены в фоновом эксперименте без мишени. Однако толщина защитной фольги (рис. 1) увеличена на величину, эквивалентную толщине мишени.

Из кривых на рис. 3 и 4 видно, что для углов меньших 20° фон, обусловленный реакцией на системе коллиматора, становится сравнимым с "эффектом" на мишени в случае реакции срыва ($p+3n$).

В общем, для остальных угловых распределений аппаратурный фон оценивался на основе экспериментального хода кривых абсорбции конечных продуктов реакции, образовавшихся в материале коллиматора (медь) в собирающей фольге.

Для углов назад фоновые эксперименты выполнены при облучении мишени ионами Ne^{22} с энергией заметно ниже и заметно выше кулоновского барьера Au¹⁹⁷ (кривые 5 и 6). Повышение фона при облучении с энергией ~ 75 Мэв в центре масс обусловлено активацией сборной фольги нейтронами и гамма излучением. В случае энергии 126 Мэв повышение фона, по-видимому, добавочно обусловлено эффектом деления ядер мишени. Возможно, что для интервала углов $130-180^\circ$ при энергии 126 Мэв есть некоторый вклад от реакции передачи.

Воспроизводимость угловых распределений представляют кривые 2, 3, 4. В случае "2" средняя энергия ионов была немного ниже (~ 2 Мэв). Из приведенных данных видно, что воспроизводимость результатов удовлетворительная. Некоторое отклонение в районе углов ~ 180° не является существенным, так как общая форма кривых сохраняется.

Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ в единицах $см^2/стерadian$ представлены на рис. 5 и 6. Пересчет углов вылета конечных продуктов в систему центра масс проводился с помощью формулы для нерелятивистского случая^{/12/}. Величина Q-реакции принималась равной 10 и 15 Мэв для реакций ($Ne^{22}, +d$) Na²⁴ и ($Ne^{22}, -p-3n$) F¹⁸ соответственно. (Избыток энергии налетающих ионов над кулоновским барьером, в основном, теряется на возбуждение конечных ядер).

Углы вылета F^{18} и Na^{24} в лабораторной системе координат получены путем добавления к экспериментальным углам поправки на отклонение конечных продуктов в магнитном поле циклотрона (величина $1,5 - 2,7^\circ$). В расчетах $\phi_{см}$ учитывался также факт несовпадения оси пучка с осью сборного цилиндра. Эти поправки из-за своего оценочного характера вводят некоторую систематическую неопределенность угла $\phi_{см}$ порядка $1-2^\circ$.

Путем суммирования сечения для отдельных участков получены сечения реакций в интервалах углов $0^\circ - 90^\circ$ и $90 - 180^\circ$. Численные значения $\sigma_{2\pi}(F^{18})$ и $\sigma_{2\pi}(Na^{24})$ представлены в таблице 3. Ход сечений образования F^{18} и Na^{24} в полном угле 4π в зависимости от энергии налетающих ионов представлен на рис. 7. Стрелками обозначены соответствующие высоты кулоновского барьера.

Т а б л и ц а 3

| $0^\circ - 90^\circ$ | | | | |
|--|------|------|-------|------|
| $E_{см}$ (Мэв) | 82 | 99 | 105 | 121 |
| $\sigma_{2\pi}(F^{18}) [10^{-27} \text{ см}^2]$ | 0,04 | 0,13 | 0,09 | 0,15 |
| $\sigma_{2\pi}(Na^{24}) [10^{-27} \text{ см}^2]$ | 0,15 | 1 | 3,8 | 5,6 |
| $90^\circ - 180^\circ$ | | | | |
| $E_{см}$ (Мэв) | 91 | 99 | 105 | 115 |
| $\sigma_{2\pi}(F^{18}) [10^{-27} \text{ см}^2]$ | 0,01 | 0,02 | 0,015 | 0,01 |
| $\sigma_{2\pi}(Na^{24}) [10^{-27} \text{ см}^2]$ | 0,5 | 3,2 | 2,1 | 0,75 |

Суммарные ошибки полученных полных сечений могут достигать 30%. Относительное расположение точек (рис.7) может меняться, главным образом, из-за ошибок измерения тока ионов в пределах не более 10%. (Статистические ошибки полных сечений примерно равны величинам приведенных на рисунке точек).

В таблице 4 представлены величины наименьшего сближения налетающих ионов с ядром мишени (R_{min}) для резерфордовских максимумов продуктов реакций $Au^{197}(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ и $Au^{197}(Ne^{22}, -p-3n)F^{18}$. Вычисления R_{min} проводились по формуле:

$$R_{min} = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{2 E_{см}} (1 + c \sec \theta / 2).$$

Т а б л и ц а 4

| $E_{\text{см}}$ (Мэв) | | 121 | 105 | 99 | 91 |
|-----------------------|--|------|------|------|------|
| 24 Na | $\phi^{\circ}_{\text{max}}$ | 63° | 82° | 103° | 125° |
| | $R_{\text{min}} (10^{-13} \text{ см})$ | 14,7 | 14,4 | 14,2 | 14 |
| | $r_0 (10^{-13} \text{ см})$ | 1,69 | 1,66 | 1,64 | 1,62 |
| 18 F | $\phi^{\circ}_{\text{max}}$ | 59° | 78° | 110° | - |
| | $R_{\text{min}} (10^{-13} \text{ см})$ | 13,7 | 13,2 | 12,5 | - |
| | $r_0 (10^{-13} \text{ см})$ | 1,62 | 1,55 | 1,45 | - |

Величины r_0 , ($r_0 = R_{\text{min}} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$), представленные в таблице 4, вычислены в предположении, что налетающие частицы движутся по касательным к ядру мишени траекториям.

Делалась попытка исследовать в настоящем эксперимента реакцию $\text{Au}^{197} (\text{Ne}^{22}, +2p + 4n) \text{Mg}^{28}$. Однако полное сечение реакции подхвата ($2p+4n$) ионами Ne^{22} оказалось малым ($\sim 10^{-29} \text{ см}^2$), поэтому более подробное изучение этой реакции с помощью примененных методов является невозможным.

Обсуждение результатов

Для полученных зависимостей угловых распределений от энергии налетающих ионов характерно сильное различие в поведении реакций подхвата ($p+n$) и срыва ($p+3n$). Так, сечение реакции $\text{Au}^{197} (\text{Ne}^{22}, +d) \text{Na}^{24}$ (рис. 6) имеет максимум, который можно связать с движением налетающих частиц по кулоновским траекториям. С уменьшением энергии налетающих ионов этот максимум систематически смещается в сторону больших углов таким образом, что расстояние наименьшего сближения сталкивающихся ядер остается приблизительно постоянным (см. таблицу 4). При энергии ниже кулоновского барьера системы $\text{Ne}^{22} + \text{Au}^{197}$ примерно на 3 Мэв сечение реакции $(\text{Ne}^{22}, +d) \text{Na}^{24}$ с увеличением угла вылета Na^{24} плавно возрастает, достигая максимальной величины при 180° . Такое поведение углового распределения при энергиях, близких к кулоновскому барьеру, ожидается в случае передачи нуклонов туннельным механизмом [6, 15]. Однако для такого объяснения механизма изучаемой реакции нужно сделать предположение, что передается ассоциированная группа ($p+n$), так как полученное сечение в районе углов Резерфорда большое. Туннельный механизм реакции подхвата дейтона подтверждает ход интегральной функции возбуждения при образовании Na^{24} (рис. 7)

которая напоминает функцию возбуждения в случае передачи одного нейтрона^{/16/}.
При независимой передаче нескольких нуклонов посредством условного механизма
"grazing" для энергии налетающих ионов выше кулоновского барьера функция воз-
буждения должна сильно возрастать^{/10/}, что не наблюдается в настоящем экспери-
менте для реакции подхвата (p+n) .

Угловые распределения продуктов реакции $Au^{197} (Ne^{22}, p-3n) F^{18}$ не проявляют чет-
кого максимума, который можно было бы связать с передачей ассоциированной группы
(p+3n) туннельным механизмом. Полное сечение этой реакции в общем мало (таб-
лица 3). В сравнении с ранее полученным сечением^{/13/} для обратного процесса, т.е.
реакций подхвата (p+3n) ионами Ne^{20} , сечение срыва такого числа нуклонов на Au¹⁹⁷
примерно в три раза меньше. В случае, если на величину сечения реакций передач
нескольких нуклонов в основном влияет плотность уровней ядра, подхватывающего
нуклоны, отношение сечений реакций срыв-подхват должно быть, наоборот, в несколь-
ко раз больше. Нужно подчеркнуть, что значения полных сечений срыва и подхвата
дейтона в реакциях с ионами Ne^{20} находятся в хорошем согласии с данными настоя-
щей работы. Степень ассоциации нуклонов в группу (p+3n) и строение поверхностного
слоя ядер пучка оказывают, по-видимому, более сильное влияние на величину полного
сечения, чем плотности уровней ядер Au^{197} и $Ne^{20, 22}$.

Новым эффектом, наблюдаемым в настоящей работе, является модуляция задне-
го склона^{х)} максимума туннельной передачи и возрастание сечений при угле 180°.
Эти эффекты проявляются как в реакции подхвата дейтона, так и в реакции срыва
(p+3n). Число модуляционных максимумов с ростом энергии налетающих частиц
увеличивается. При энергиях, ниже кулоновского барьера, явление модуляции практи-
чески исчезает (рис. 5, 6 - кривая 1).

Угловые распределения исследованных реакций в некоторой степени проявляют
аналогичную модуляцию в интервале углов 0-90°, что может быть признаком вклада
процесса относительно медленного, характеризующегося симметрией относительно 90°.
Однако вклад этого процесса в несколько раз меньше вклада процесса передачи
нуклонов в короткоживущих соединениях ядер порядка 10⁻²² сек. (Угол поворота
системы меньше 90°, т.е. конечные продукты реакций вылетают под малыми уг-
лами). Это особенно выделяется в случае реакции срыва (p+3n) (рис. 5, таблица 3).

Была сделана попытка разложения в ряд $\sum_L A_{2L} P_{2L}(\cos \theta)$ полученных угловых
распределений для интервала углов 90-180° (принималось, что кривые туннельной
передачи имеют плавный спад^{/18/}).

х) Некоторая модуляция максимума туннельной передачи, вероятно, наблюдается
в угловых распределениях реакции срыва протона^{/17/}, однако, в указанной работе
это явление не рассмотрено.

Окончательным результатом этого анализа является заключение, что система неполного слияния может обладать, в основном, угловым моментом, равным $12-15 \hbar$. При этом возможна примесь более высоких значений L (до $20 \hbar$). Как следствие оценки среднего значения момента составной системы ядер и параметра инерции $\hbar^2/2J = 20$ кэв энергия вращения системы не должна превышать 8 Мэв, так как величина параметра инерции (20 кэв) является максимальной для ротатора $Au^{197}-Ne^{22}$.

В рассматриваемом случае энергия налетающих ионов (115 Мэв) в среднем примерно на 15 Мэв выше кулоновского барьера, для r_0 равного 1,4 f. (Точность калибровки энергии налетающих ионов оценивается равной ± 5 Мэв). Длительность процесса возбуждения ядер, связанного с передачей нуклонов, не может быть значительно меньше времени жизни системы неполного слияния. Поэтому кажется, что наряду с вращением система должна совершать колебания, энергия которых примерно равна $E_{cm} - E_{sv}$. Равноценным является предположение, что барьер системы определяется значением $r_0 = 1,2f$. Однако в этом случае требуется наличие флуктуации высоты барьера, так как сечения реакции при относительно малых энергиях большие (рис. 7).

Сечение распада системы неполного слияния, которое может обладать симметрией относительно 90° , в канал реакции срыва ($p+3n$) и подхвата ($p+n$) по оценке имеет порядок 10^{-29} см^2 . В сравнении, например, с выходом реакции подхвата дейтона туннельным механизмом оно составляет величину почти на три порядка меньше.

Зависимость от энергии полного сечения реакции срыва ($p+3n$) указывает (в пределах возможных ошибок) на резонанс вблизи кулоновского барьера (рис. 7). При более точном рассмотрении реакция подхвата дейтона имеет, по-видимому, аналогичную особенность. В таблице 5 представлены сечения образования F^{18} и Na^{24} в зависимости от энергии налетающих частиц для интервала углов $10-30^\circ$. Сечения даны в относительных единицах. Абсолютные значения сечений в этом интервале углов имеют порядок 10^{-28} см^2 .

Т а б л и ц а 5

| E_{cm} (Мэв) | 92 | 99 | 105 | 121 |
|--|----|----|------|-----|
| $\sigma_{10^\circ-30^\circ} (F^{18})$ | 6 | 20 | 7,5 | 6,5 |
| $\sigma_{10^\circ-30^\circ} (Na^{24})$ | 10 | 40 | 16,5 | 20 |

Из приведенных чисел следует, что реакция $(Ne^{22}, +d) Na^{24}$ при энергии ~ 100 Мэв, т.е. \sim на 5 Мэв выше кулоновского барьера, характеризуется не менее резким резонансом, чем реакция срыва ($p+3n$). Полуширина этого, по-видимому, сложного резонанса составляет 8-10 Мэв (наличие резонанса при энергиях, близких к кулонов-

скому барьеру, обязано образованию потенциальной ямы ядерным взаимодействием^{/4,5/}. Однако надо подчеркнуть, что полуширина потерь энергии в мишени (~ 6 Мэв) по величине сравнима с полушириной полученного резонанса. Таким образом, оценку ширины резонанса следует считать скорее приближительной.

То, что резонанс при малых углах отклонения конечных продуктов, по-видимому, появляется как в реакции подхвата ($p+p$), так и срыва ($p+3n$), дополнительно указывает на то, что это явление обязано образованию короткоживущей составной системы ядер^{/19/}.

При некоторых предположениях угловое распределение реакций передачи нуклонов можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx |f_1(\theta) + C(\alpha)f_2(\theta)|^2,$$

где $f_1(\theta)$ - амплитуда реакции передачи нуклонов в прямых процессах, $f_2(\theta)$ - амплитуда передачи нуклонов в процессах с образованием переходной составной системы ядер, $C(\alpha)$ - постоянная, зависящая от параметров состояний системы ядер (состояния системы являются, очевидно, квазидискретными). Степень ассоциации процесса передачи нескольких нуклонов вводится в рассмотрение как параметр. Разделение амплитуды реакции передачи на две части - прямую и резонансную, является в значительной степени угловым^{/20/}. Однако результаты настоящей работы указывают на то, что такой подход имеет физическую основу.

Решение поставленной задачи требует введения значительных упрощений и усреднений, связанных, прежде всего, с наличием возбуждений ядер и передачей углового момента в актах обмена нуклонами. Задача дополнительно усложняется вследствие того, что не все квантовые параметры уровней системы неполного слияния ядер известны в достаточной степени.

Более подробный анализ изложенных вопросов будет дан в отдельной публикации.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность проф. Г.Н.Флерову за способствующий делу интерес к этой работе. Автор также глубоко благодарен С.М.Поликанову за ценное обсуждение результатов работы и дискуссии, группе эксплуатации циклотрона МЗИ за обеспечение бесперебойной работы машины. Особую благодарность автор выражает Г.М.Богомоловой и З.Д.Покровской за большую работу, вложенную в проведение экспериментов и обработку полученных результатов.

Выражаю также благодарность В.М.Струтинскому, Ю.А.Музычка и Б. Словинскому за многие дискуссии и критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. E. Almqvist, D.A. Bromley, J.A. Kuehner. Phys. Rev. Lett., 4, 512 (1960). Phys. Rev., 123, 878 (1960).
2. J.A. Kuehner, A.E. Litherland, E. Almqvist, J.E. Evans. Bull. Am. Phys. Soc. (II) 7, 773 (1962).
3. E. Almqvist. Proc. Padua Int. Conf. on D.J.R.M. New-York (1963).
4. E. Voqt, H. McManus. Phys. Rev. Lett., 4, 518 (1960).
5. R.H. Davis. Phys. Rev. Lett., 4, 521 (1960).
6. M.L. Halbert, F.E. Durham, C.D. Moak, A. Zucker. Nucl. Phys., 47, 353 (1963).
7. V.M. Strutinski, N.J. Lyashchenko, N.A. Popov. Nucl. Phys., 46, 639 (1963).
8. G.N. Flerov, V.A. Kamaukhov. Proc. Padua Inter. Conf. on DJRM. New York (1963).
9. G. Breit, M.E. Ebel. Phys. Rev. 104 1030 (1956). G. Breit. Proc. Padua Int. Conf. on DJRM. New York (1963).
10. R. Kaufman, R. Wolfgang. Phys. Rev., 121, 192 (1961).
11. L.C. Biedenharn, M.E. Rose. Rev. Mod. Phys. 25, 729 (1953).
12. А.М. Балдин, В.И. Гольданский, И.Л. Розенталь. Кинематика ядерных реакций, Физматгиз, Москва, (1959).
13. Э. Ложински. Препринт ОИЯИ Р-1486, Дубна 1963.
14. L.A. Konig, J.H.E. Mattauch, A.H. Wapstra. Nucl. Phys. 31, 1 (1963).
15. V.K. Lukyanov. Acta Phys. Polonica. 22, 529 (1962).
16. A. Zucker. Proc. Padua Int. Conf. on DJRM New York (1963).
17. E. Newman, K.S. Toth, A. Zucker. Phys. Rev., 132, 1720 (1963).
18. K.R. Greider, Asilomar III Conf. on React. Compl. Nuclei. (1963).
19. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика, Физматгиз (1963).
20. H. Feshbach, Ann. Phys., 19, 287 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 апреля 1964 г.

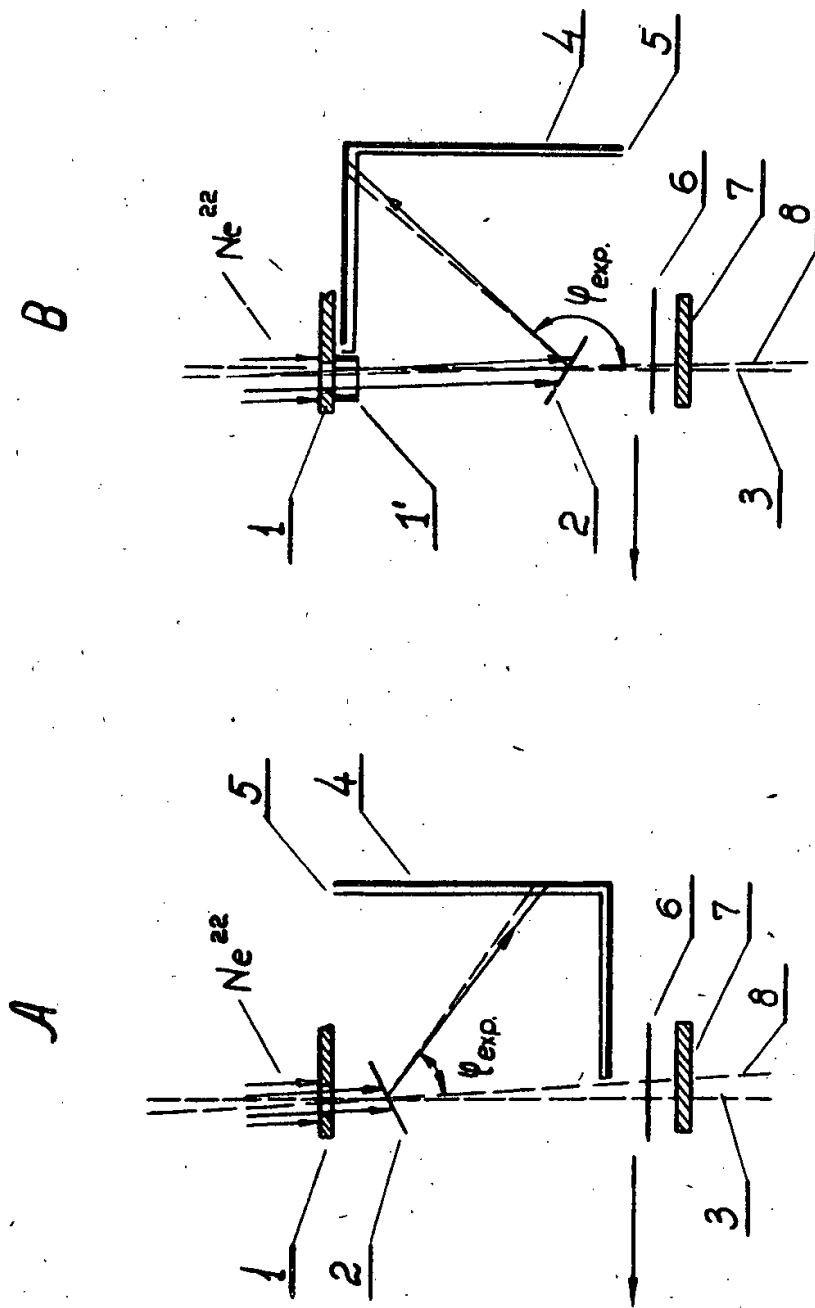


Рис. 1. Схема устройства для измерения угловых распределений реакций передачи нуклонов методом сборных фольг. (А - для углов $0-90^\circ$, В - для углов $90-180^\circ$).

1. Коллиматор пучка (диаметр отверстия ~ 4 мм), 1'. Защитное кольцо.

2. Мишень. 3. Ось сборного цилиндрического сосуда. 4. Сборная фольга ~ 15 мк Аи или 16 мк Р_T.

5. Защитная золотая фольга толщиной 5 мк. 6. Защитная фольга коллектора тока.

7. Коллектор тока. 8. Ось пучка тяжелых ионов (стрелкой обозначено направление центра циклотрона).

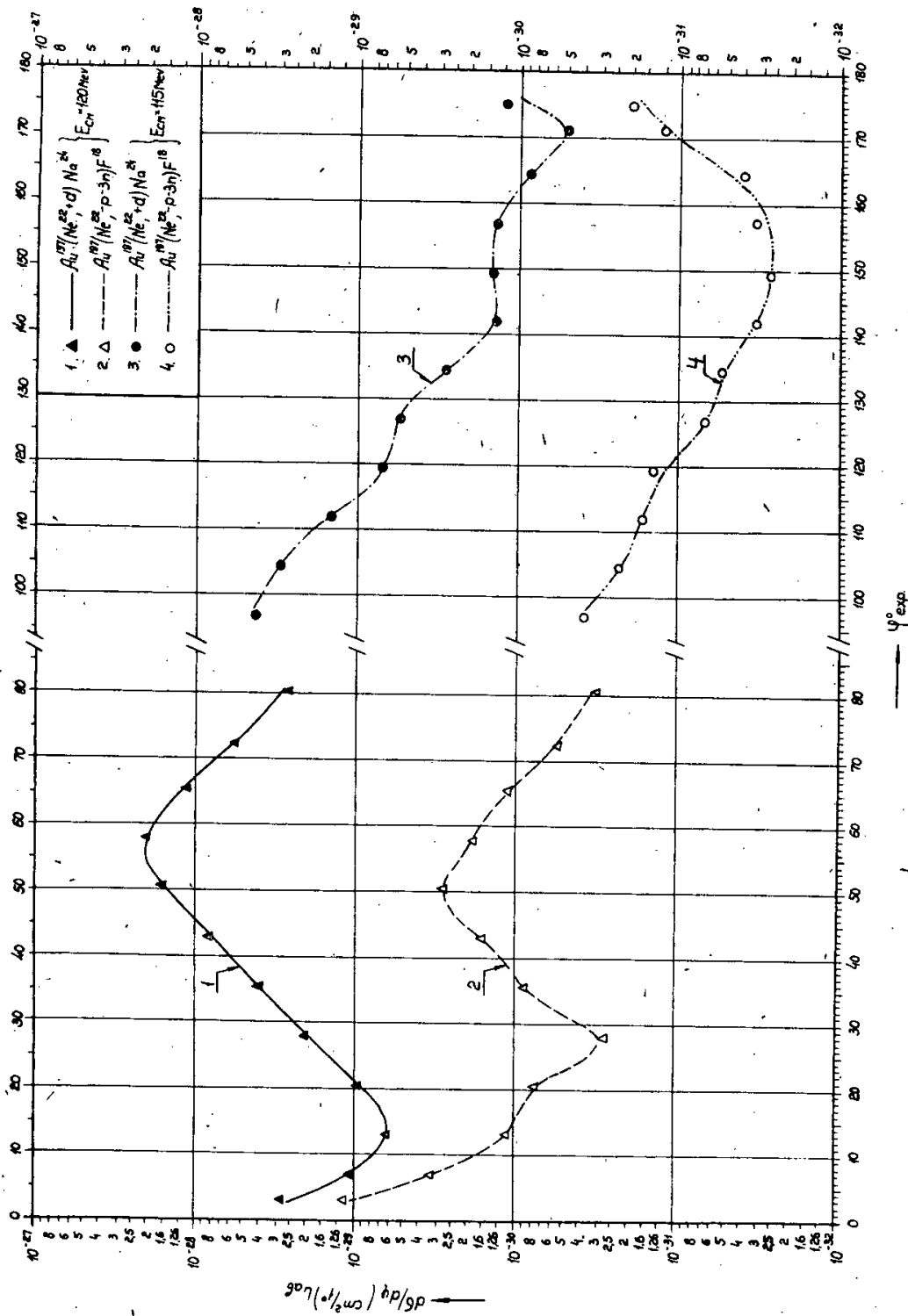


Рис. 2. Угловое распределение ядер Na^{24} и F^{18} в облучении Au^{197} ионами Ne^{22} (в лабораторной системе координат). Толщина мишени 5 мг/см^2 (энергия ионов дана в системе центра масс)

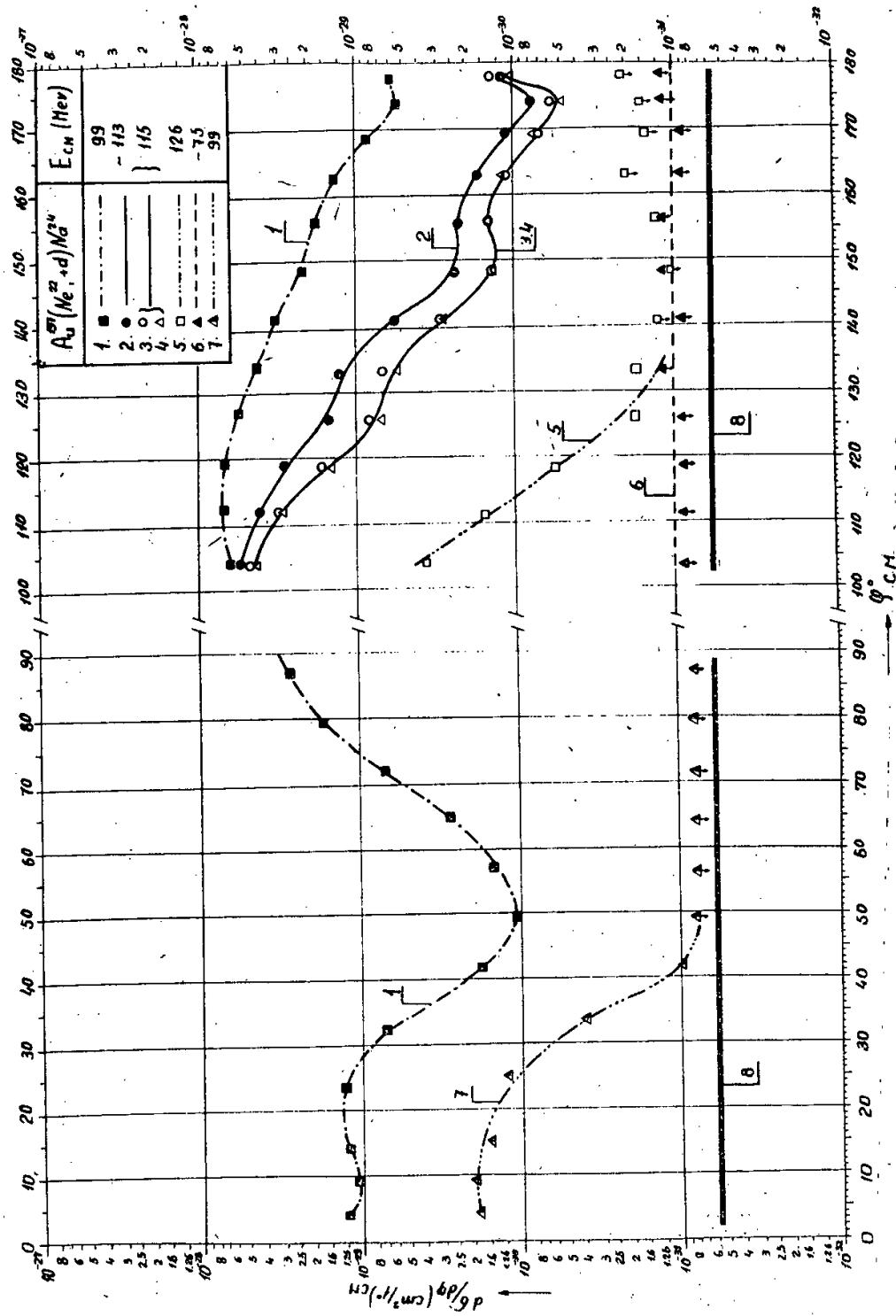


Рис. 3. Воспроизводимость угловых распределений реакции подхвата (p+n) (кривые 2, 3, 4) и фоновые опыты (кривые 5, 6, 7). Кривая 7 - опыт без мишени. Прямые линии (8) - уровень естественного фона счетчика гамма. (Сечения $d\sigma/d\phi$ даны в системе центра масс).

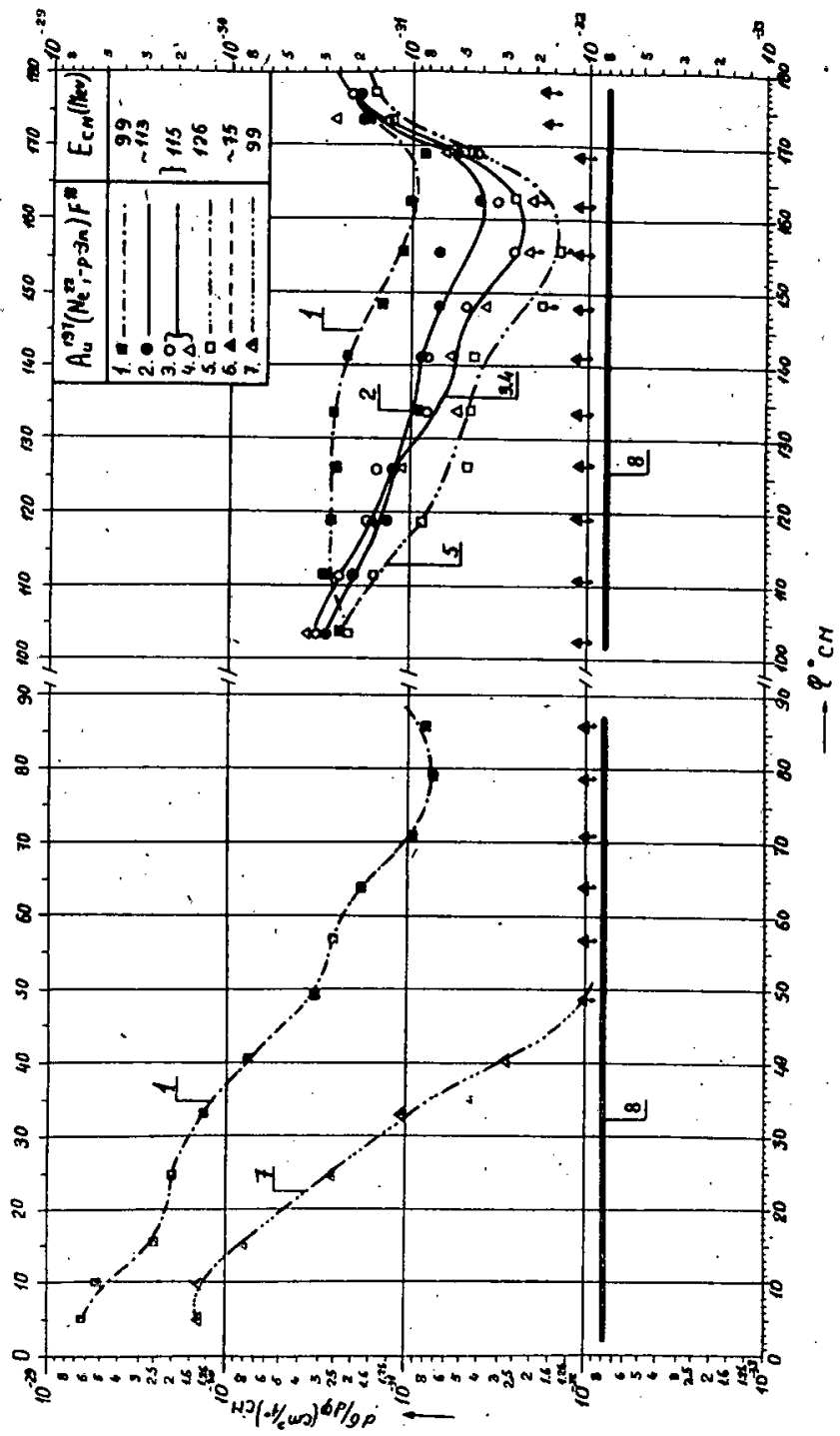


Рис. 4. Воспроизводимость угловых распределений реакции срыва (p+3n) (кривые 2, 3, 4) и фоновые опыты (кривые 5, 6, 7). Кривая 7 - опыт без мишени. Прямые линии (8) - уровень естественного фона счетчика гамма (сечения $d\sigma/d\phi$ даны в системе центра масс).

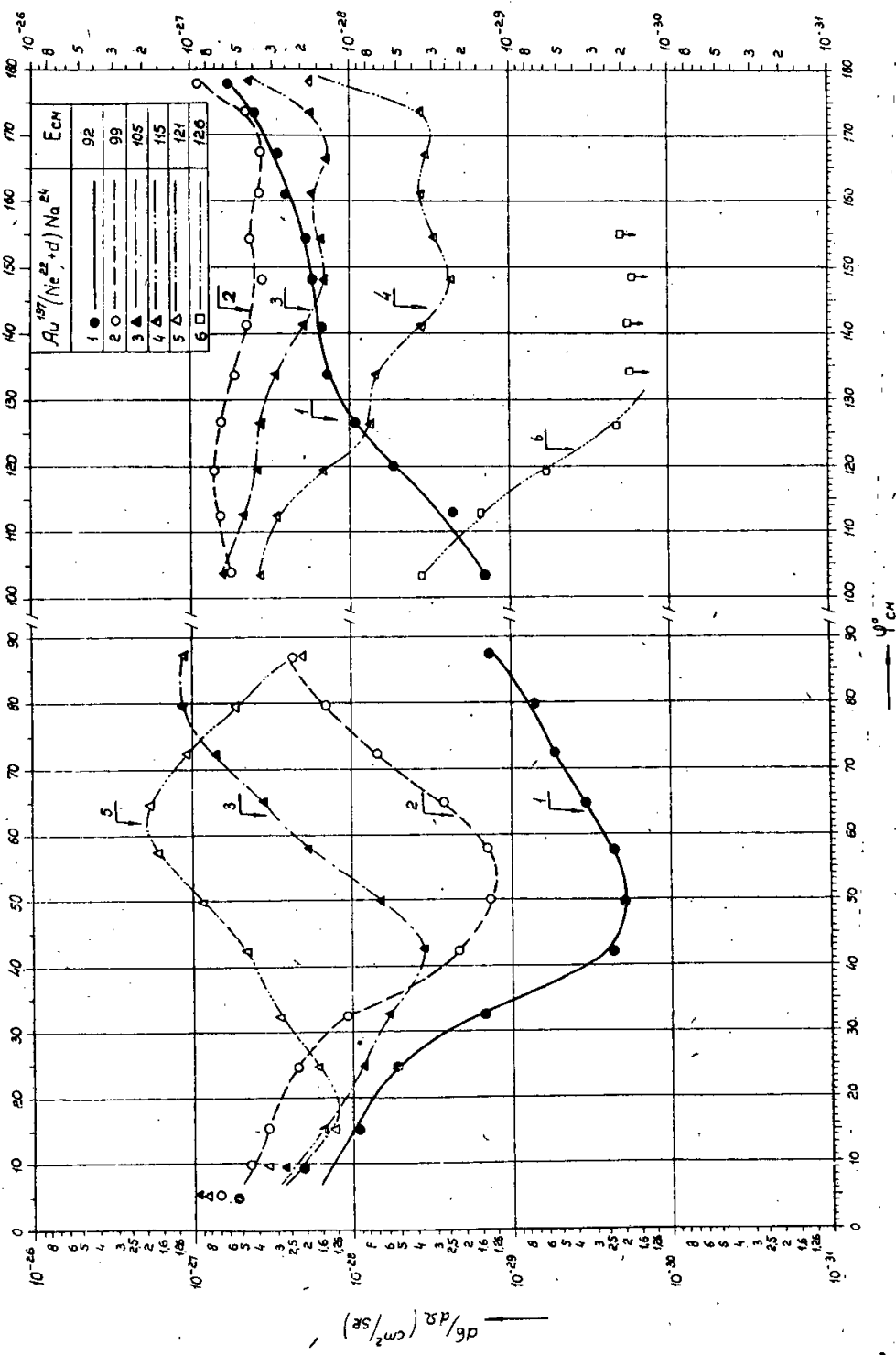


Рис. 5. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакции $Au^{197}(Ne^{22}, p+p)Na^{24}$ в системе центра масс. Толщина мишени 5 мг/см². E_{cm} - энергия ионов Ne^{22} (система центра масс).

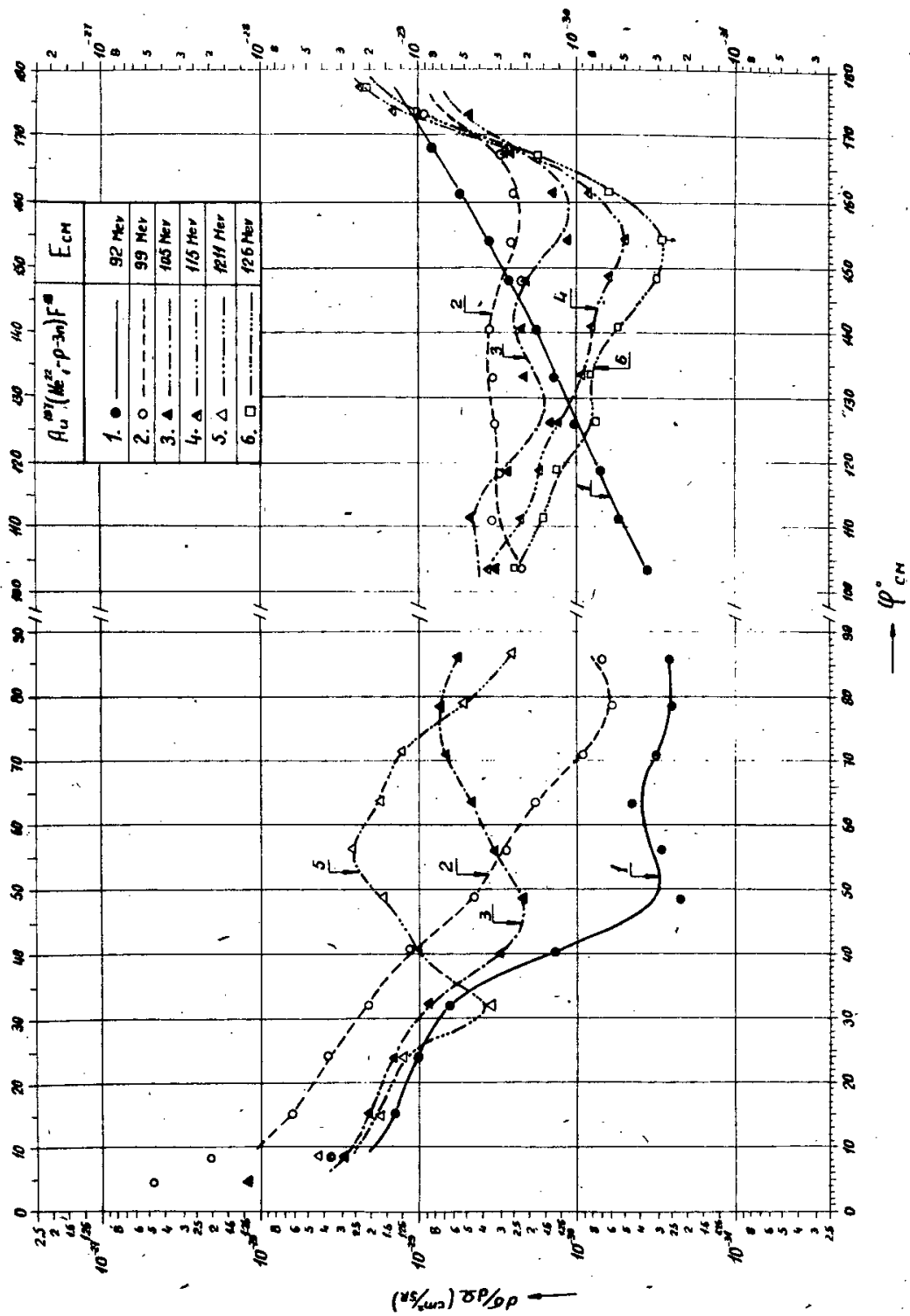


Рис. 6. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакции $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p-3n)^{18}\text{F}$ в системе центра масс. Толщина мишени 5 мг/см². E_{cm} - энергия ионов ^{22}Ne (система центра масс).

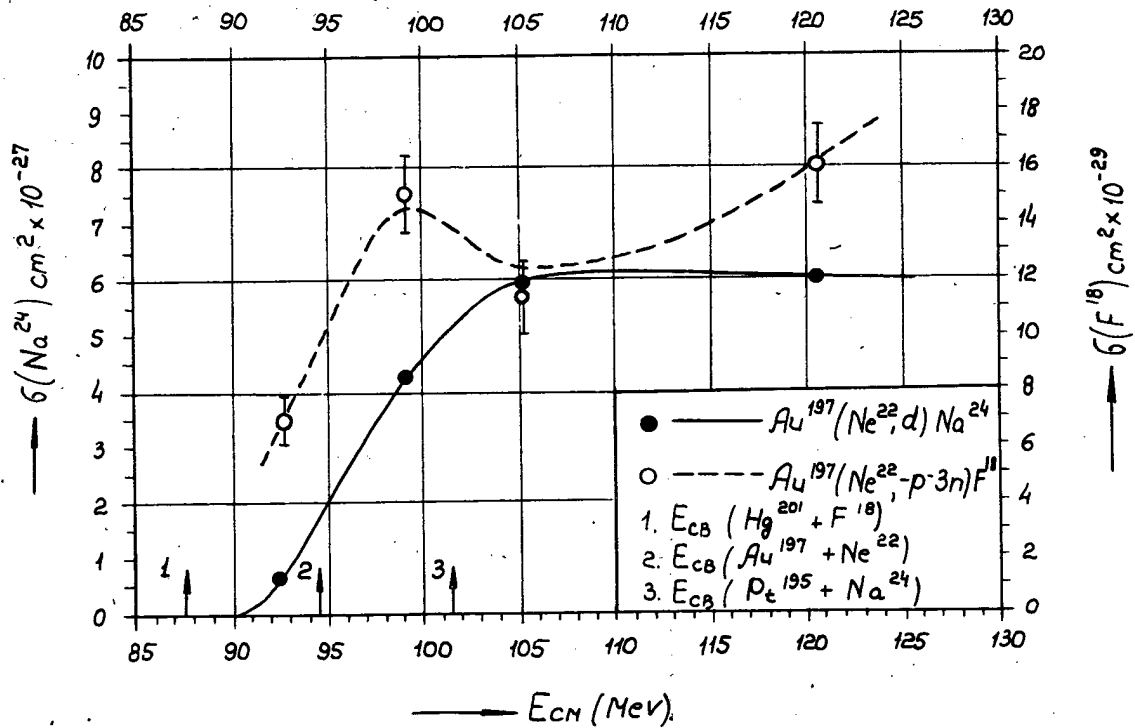


Рис. 7. Зависимость полных сечений образования ядер Na^{24} и F^{18} от энергии налетающих ионов Ne^{22} (энергия ионов дана в системе центра масс).

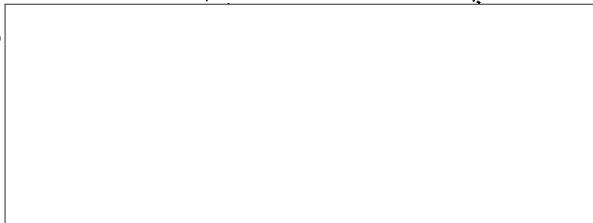
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3746. Тираж 330. 1,4 уч.-изд. л.
Техн. ред. В.Р.Саранцева Апрель 1964 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 1662

STAT



И.Ш. Вашакидзе, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе,
Г.А. Чилашвили, В.П. Шелест

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ИССЛЕДОВАНИЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ
В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

I

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release
 2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7 = А.Г., Чилаш-

Исследование аналитических свойств амплитуды рассеяния в нерелятивистской задаче трех тел. I

В работе получены уравнения для парциальных амплитуд в задаче трех тел. Разработана теория возмущений для уравнений Фаддеева. Обсуждается возможность сокращения разрезов в комплексной плоскости полного углового момента.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
 Дубна. 1964.

Vashakidze I.Sh., Muradyan R.M., Tavkheldze A.N.,
 Chilashvili G.A., Shelest V.P.

An Investigation of the Analytic Properties of the Scattering Amplitude in the Non-Relativistic Three-Body Problem.

I

The equations for the partial amplitudes in the three-body problem are obtained. The perturbation theory is developed for the Faddeev equations. A possibility of reducing the cuts in the complex plane of the total angular momentum is discussed.

И.Ш. Вашакидзе, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе,
Г.А. Чилашвили, В.П. Шелест

P - 1662

ИССЛЕДОВАНИЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ
В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

I

Дубна 1984

§1. Введение

Исследование аналитических свойств релятивистских амплитуд рассеяния указывает на то, что амплитуды рассеяния в комплексной плоскости углового момента могут, кроме полюсов, обладать другими особенностями, в частности, движущимися точками ветвления^{/1,1a/}, которые могут оказать решающее влияние на асимптотическое поведение при высоких энергиях. Основной причиной такого поведения является влияние многочастичных промежуточных состояний в релятивистской теории. Поэтому значительный интерес представляет изучение нерелятивистских задач с многочастичными промежуточными состояниями, когда имеются точные уравнения для амплитуды рассеяния, в частности, квантово-механической задачи трех тел.

Попытка изучения аналитических свойств амплитуды рассеяния для задачи трех тел в плоскости комплексного углового момента была предпринята в работе Ньютона^{/2/}, где он приходит к заключению о существовании бесконечного множества движущихся разрезов в плоскости комплексного углового момента^{x/}. Однако этот результат может быть не вполне корректным вследствие неоднозначности продолжения момента количества движения в комплексную плоскость^{/2,3/} и неоднозначности, имеющейся в уравнении Липпмана-Швингера для проблемы трех тел.

Чтобы избежать этих трудностей, Омнес^{/3/} исходит из уравнений Фаддеева^{/4/}, записанных для парциальных волн, вводя лишь полный момент всей системы. Позитивное заключение этой работы состоит в том, что амплитуда рассеяния на связанном состоянии является мероморфной в плоскости комплексного углового момента, если является мероморфным решение расширенных уравнений Фаддеева^{/3/}, что само по себе представляет довольно трудную математическую проблему. Следовательно, вопрос о мероморфности амплитуды рассеяния остается открытым.

Целью настоящей работы является изучение аналитических свойств амплитуды рассеяния для задачи трех тел, когда происходит рассеяние свободной частицы на связанном состоянии двух других частиц.

В §2 приводятся уравнения Фаддеева, записанные в импульсном представлении для задачи рассеяния на связанном состоянии двух частиц, одна из которых имеет бесконечную массу.

В §3 произведено разложение уравнений Фаддеева для этой задачи по парциальным волнам.

x/
См. также /2a/.

В 84 развита теория возмущений для уравнений Фаддеева, и разработана соответствующая диаграммная техника. Изучены аналитические свойства простейших диаграмм в плоскости комплексного углового момента. Обсуждается такой класс диаграмм, когда разрезы, имеющиеся в каждом члене ряда, исчезают при суммировании.

82. Уравнения Фаддеева

Рассмотрим задачу рассеяния частицы с массой m_1 на связанном состоянии частиц с массами m_2 и m_3 . Будем считать третью частицу бесконечно тяжелой, т.е. примем ее за неподвижный силовой центр. Пусть взаимодействие между частицами осуществляется двухчастичными потенциалами, так что гамильтониан системы имеет вид

$$H = K_1 + K_2 + V_{13}(\vec{r}_1) + V_{12}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + V_{23}(\vec{r}_2), \quad /2.1/$$

где \vec{r}_1 и \vec{r}_2 - радиус-вектора соответствующих частиц относительно силового центра, а K_1 и K_2 - их кинетические энергии^{x/}:

$$K_i = -\nabla_i^2, \quad (i = 1, 2). \quad /2.2/$$

Матричный элемент, определяющий вероятность перехода из начального состояния в конечное, записывается в виде

$$R_{fi} = (\Phi^f, [V_{13} + V_{12}] \Psi^i). \quad /2.3/$$

Здесь Φ^f - волновая функция конечного состояния, имеющая вид

$$\Phi^f = (2\pi)^{-3/2} e^{ik_0^f \vec{r}_1} \phi_{n_0}(\vec{r}_2), \quad /2.4/$$

k_0^f - импульс падающей частицы после рассеяния, а $\phi_{n_0}(\vec{r}_2)$ - волновая функция связанного состояния второй частицы, являющаяся решением уравнения Шредингера

$$[K_2 + V_{23}(\vec{r}_2)] \phi_n(\vec{r}_2) = -\epsilon_n \phi_n(\vec{r}_2), \quad /2.5/$$

где ϵ_n - энергия связи.

Волновая функция Ψ^i естественным образом разлагается на сумму трех слагаемых:

$$\Psi^i = \Psi^{(1)i} + \Psi^{(2)i} + \Psi^{(3)i};$$

^{x/} Мы будем считать $\hbar = 2m_1 = 2m_2 = 1$.

являющихся решением известных интегральных уравнений Фаддеева

$$\begin{pmatrix} \Psi^{(1)l} \\ \Psi^{(2)l} \\ \Psi^{(3)l} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi^l \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - G_0(z) \begin{pmatrix} 0 & T_{23}(z) & T_{23}(z) \\ T_{13}(z) & 0 & T_{13}(z) \\ T_{12}(z) & T_{12}(z) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi^{(1)l} \\ \Psi^{(2)l} \\ \Psi^{(3)l} \end{pmatrix}, \quad /2.7/$$

где Φ^l - волновая функция, характеризующая начальное состояние системы

$$\Phi^l = (2\pi)^{-3/2} e^{ik_0 r_1} \phi_{n_0}(r_2), \quad /2.8/$$

k_0 - импульс падающей частицы до рассеяния. $G_0(z)$ является свободной функцией Грина

$$G_0(z) = (H_0 - z)^{-1}, \quad /2.9/$$

H_0 - полная кинетическая энергия

$$H_0 = \sum_{i=1}^2 K_i, \quad /2.10/$$

а

$$z = E_n + i\eta, \quad \eta \rightarrow 0, \quad /2.11/$$

где E_n - полная энергия.

Матрицы $T_{ik}(z)$ определяются уравнениями

$$T_{ik}(z) = V_{ik} - V_{ik} G_0(z) T_{ik}(z) \quad /2.12/$$

и являются матрицами рассеяния для задачи двух тел.

При вычислении матричного элемента /2.3/ необходимо проводить усреднение по функциям связанного состояния, которые считаются известными. Поэтому в дальнейшем будет удобным исходить из несколько видоизмененной системы уравнений Фаддеева. Именно, вместо свободной функции Грина $G_0(z)$ мы введем функцию Грина $G_{23}(z)$, определив ее следующим образом:

$$G_{23}(z) = (H_0 + V_{23}(r_2) - z)^{-1}. \quad /2.13/$$

С использованием /2.13/ уравнения Фаддеева можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Psi^{(2)l} &= -\Phi_l - G_{23}(z) \tilde{T}_{13}(z) \Psi^{(3)l}, \\ \Psi^{(3)l} &= -\Phi_l - G_{23}(z) \tilde{T}_{12}(z) \Psi^{(2)l}, \\ \Psi^{(1)l} &= \Phi_l, \end{aligned} \quad /2.14/$$

где $\tilde{T}_{13}(z)$ и $\tilde{T}_{12}(z)$ определяются из уравнений

$$\tilde{T}_{13}(z) = V_{13} - V_{13} G_{23}(z) \tilde{T}_{13}(z), \quad /2.15/$$

$$\tilde{T}_{12}(z) = V_{12} - V_{12} G_{23}(z) \tilde{T}_{12}(z).$$

На основе уравнения /2.14/ из матричного элемента /2.3/ можно исключить потенциалы, в результате чего для амплитуды рассеяния получим

$$R_{ii} = (\Phi^i, \tilde{T}_{13} \Psi^{(3)i} + \tilde{T}_{12} \Psi^{(2)i}). \quad /2.16/$$

Функции Грина $G_{23}(z)$ диагональны в представлении базисных функций, являющихся собственными функциями уравнений Шредингера с гамильтонианом /2.1/, в котором потенциал $V_{12}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = 0$. В этом базисе решения уравнений Фаддеева $\Psi^{(2)}$ и $\Psi^{(3)}$ запишутся в виде

$$\chi^{(j)}(n, \vec{p}_1) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \Psi^{(j)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{-i\vec{p}_1 \cdot \vec{r}_1} \phi_n^*(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad /2.17/$$

(j = 2, 3).

Учитывая /2.17/ и диагональность функции Грина $G_{23}(z)$ в выбранном представлении, уравнения /2.14/ можно переписать в следующей форме:

$$\chi^{(2)}(n, \vec{p}_1) = -\delta(\vec{p}_1 - \vec{k}_0) \delta_{nn_0} - \frac{1}{\mathfrak{D}(\vec{p}_1, \epsilon_n, z)} \int d\vec{p}'_1 (\vec{p}_1 | t_{13}(z - \epsilon_n) | \vec{p}'_1) \times \chi^{(3)}(n, \vec{p}'_1), \quad /2.18/$$

$$\chi^{(3)}(n, \vec{p}_1) = -\delta(\vec{p}_1 - \vec{k}_0) \delta_{nn_0} - \frac{1}{\mathfrak{D}(\vec{p}_1, \epsilon_n, z)} (f + \sum_n) \int d\vec{p}'_1 (n, \vec{p}'_1 | \tilde{T}_{12}(z) | n', \vec{p}'_1) \chi^{(2)}(n', \vec{p}'_1).$$

Здесь символ $(\sum + f)$ означает интегрирование по непрерывному спектру и суммирование по дискретному, а $\mathfrak{D}(\vec{p}_1, \epsilon_n, z)$ записывается в виде

$$\mathfrak{D}(\vec{p}_1, \epsilon_n, z) = p_1^2 + \epsilon_n - z. \quad /2.19/$$

Матрицы $t_{13}(\zeta)$ и \tilde{T}_{12} удовлетворяют уравнениям

$$(\vec{p}_1 | t_{13}(\zeta) | \vec{p}'_1) = (\vec{p}_1 | V_{13} | \vec{p}'_1) - \int \frac{(\vec{p}_1 | V_{13} | \vec{q})(\vec{q} | t_{13}(\zeta) | \vec{p}'_1) d\vec{q}}{q^2 - \zeta}, \quad /2.20/$$

$$(n, \vec{p}_1 | \tilde{T}_{12} | n', \vec{p}'_1) = (n, \vec{p}_1 | V_{12} | n', \vec{p}'_1) - (\sum_{n''} + f) \int \frac{(n, \vec{p}_1 | V_{12} | n'', \vec{p}''_1)(n'', \vec{p}''_1 | \tilde{T}_{12} | n', \vec{p}'_1) dp''_1}{p''_1{}^2 - \epsilon_n - z}, \quad /2.21/$$

где для матричного элемента введено обозначение

$$(\vec{n} \vec{p} | \hat{L} | \vec{n}' \vec{p}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-i\vec{p}' \vec{r}_1} \phi_n(\vec{r}_2) \hat{L} e^{i\vec{p}' \vec{r}_1} \phi_n(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 / 2.22/$$

Заметим, что T_{13} является двухчастичной амплитудой рассеяния вне энергетической поверхности, в то время как T_{12} не имеет такого ясного физического смысла, что приводит к специфическим для задачи трех тел трудностям.

83. Разложение уравнений Фаддеева по парциальным волнам

Для изучения аналитических свойств амплитуды рассеяния в плоскости комплексного углового момента разложим уравнения /2.18/ по парциальным волнам. Такое разложение удобнее всего провести с помощью \mathcal{D}^J -функций Вигнера. Один из способов разложения с помощью функций Вигнера был реализован в работе Омне-са. Другой способ, более пригодный для рассмотрения рассеяния на связанном состоянии, основан на использовании координат Якоби.

В данной же работе с целью обсуждения результатов работ /2/ мы используем разложение, предложенное Ньютоном.

Пусть ℓ_2 - угловой момент связанного состояния второй частицы относительно центра, а ℓ_1 - угловой момент первой частицы относительно того же центра. Полный момент J определяется как

$$\vec{J} = \vec{\ell}_1 + \vec{\ell}_2. \quad /3.1/$$

Введем полную систему функций /2/

$$X_{\ell_1 \ell_2 \ell'_1 \ell'_2}^{JM m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{k}_0) = Y_{\ell_1 \ell_2}^{JM}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) Y_{\ell'_1 \ell'_2}^{JM m_2}(\vec{k}_0), \quad /3.2/$$

где

$$Y_{\ell_1 \ell_2}^{JM}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{m_1 m_2} (\ell_1 \ell_2 m_1 m_2 | JM) Y_{\ell_1 m_1}(\vec{r}_1) Y_{\ell_2 m_2}(\vec{r}_2), \quad /3.3/$$

$$Y_{\ell'_1 \ell'_2}^{JM m_2}(\vec{k}_0) = \sum_{m_1} (\ell'_1 \ell'_2 m_1 m_2 | JM) i^{-\ell_1} Y_{\ell'_1 m_1}(\vec{k}_0). \quad /3.4/$$

Здесь $(\ell_1 \ell_2 m_1 m_2 | JM)$ - коэффициент Клебша-Гордана.

Функции /3.2/ нормированы следующим образом:

$$(X_{\ell_1 \ell_2 \ell'_1 \ell'_2}^{JM m_2} X_{\nu_1 \nu_2 \nu'_1 \nu'_2}^{J' M' m'_2}) = \frac{2J+1}{2\ell'_2+1} \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \delta_{\ell_1 \nu_1} \delta_{\ell_2 \nu_2} \delta_{\ell'_1 \nu'_1} \delta_{\ell'_2 \nu'_2} \delta_{m_2 m'_2}. \quad /3.5/$$

Разложим волновую функцию по функциям /3.2/. Получим

$$\Psi^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{k}_0) = \sum_{JM} \sum_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'} \Psi_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{(1)J}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{k}_0) X_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{JMm_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{k}_0), \quad /3.6/$$

где $\Psi^{(1)J}$ - радиальная функция, зависящая только от модулей r_1, r_2, k_0 .

Разлагая функцию $\Psi^{(1)J}$ по полной системе радиальных функций

$$R_{\ell_1 \ell_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, p_1) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} j_{\ell_1}(p_1 r_1) \phi_{n \ell_2}(r_2), \quad /3.7/$$

где $j_{\ell_1}(p_1 r_1)$ - сферические функции Бесселя, нормированные условием

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} j_{\ell_1}(ar) j_{\ell_1}(br) r^2 dr = \frac{\delta(a-b)}{ab}, \quad /3.8/$$

получим

$$\Psi_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{(1)J}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{k}_0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} (\sum_n + \int) \int \chi_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{(1)J}(np_1' k_0) j_{\ell_1}(p_1' r_1) \phi_{n \ell_2}(r_2) p_1'^2 dp_1', \quad /3.9/$$

где

$$\chi_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{(1)J}(np_1' k_0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int j_{\ell_1}(p_1' r_1) \phi_{n \ell_2}(r_2) \Psi_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{(1)J}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{k}_0) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2. \quad /3.10/$$

Подставляя /3.9/ в /3.6/, имеем

$$\Psi^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{k}_0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} (\sum_n + \int) \sum_{JM} \int \chi_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{(1)J}(np_1' k_0) \times \times j_{\ell_1}(p_1' r_1) \phi_{n \ell_2}(r_2) p_1'^2 dp_1' X_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{JMm_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{k}_0). \quad /3.11/$$

Для радиальной части Φ - функции /2.8/ получаем

$$\Omega_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^J(np_1'; k_0, \ell_2^0, n_0) = \frac{\delta(p_1 - k_0)}{k_0^2} \delta_{n n_0} \delta_{\ell_2 \ell_2^0} \delta_{\ell_1 \ell_1'} \delta_{\ell_2 \ell_2'}, \quad /3.12/$$

где ℓ_2^0 - момент количества движения связанной системы в начальном состоянии, а n_0 - квантовое число энергии. Здесь мы опустим несущественный в дальнейшем численный коэффициент.

Имея разложения /3.11/ и /3.12/, мы можем написать уравнения Фаддеева для парциальных волн:

$$\chi_{\ell_1 \ell_2 \ell_1' \ell_2'}^{(2)}(np_1'; n_0, k_0) = - \frac{\delta(p_1 - k_0)}{k_0^2} \delta_{n n_0} \delta_{\ell_2 \ell_2^0} \delta_{\ell_1 \ell_1'} \delta_{\ell_2 \ell_2'} -$$

$$- \frac{1}{\mathcal{D}(p_1, E_{nl_2}, z)} \int_0^\infty p_1'^2 dp_1' (p_1 | t_{13}^{l_1} (z - E_{nl_2}) | p_1') \chi_{l_1 l_2 l_1' l_2'}^{(3)J} (np_1'; n_0 k_0); \quad /3.13/$$

$$\chi_{l_1 l_2 l_1' l_2'}^{(3)J} (np_1'; n_0 k_0) = - \frac{\delta(p_1 - k_0)}{k_0^2} \delta_{nn_0} \delta_{l_2 l_2'} \delta_{l_1 l_1'} \delta_{l_2 l_2'}$$

$$- \frac{1}{\mathcal{D}(p_1, E_{nl_2}, z)} \sum_{\nu_1 \nu_2} (\Sigma + f) \int_0^\infty p_1'^2 dp_1' (np_1 | W_{l_1 l_2 \nu_1 \nu_2}^{JM} | n' p_1') \chi_{\nu_1 \nu_2 l_1' l_2'}^{(2)J} (n' p_1'),$$

где

$$(p_1 | t_{13}^l (z) | p_1') = \int_0^\infty j_{l_1}(p_1 r_1) t_{13} j_{l_1}(p_1' r_1) r_1^2 dr_1, \quad /3.14/$$

$$W_{l_1 l_2 \nu_1 \nu_2}^{JM}(r_1, r_2) = \int Y_{l_1 l_2}^{JM}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) T_{12} Y_{\nu_1 \nu_2}^{JM}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\Omega_1 d\Omega_2, \quad /3.15/$$

$$(np_1 | W_{l_1 l_2 \nu_1 \nu_2}^{JM} | n' p_1') = \int j_{l_1}(p_1 r_1) \phi_{nl_2}(r_2) W_{l_1 l_2 \nu_1 \nu_2}^{JM}(r_1, r_2) j_{\nu_1}(p_1' r_1) \times \quad /3.16/ \\ \times \phi_{n'\nu_2}(r_2) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2.$$

Произведем аналогичное разложение в матричном элементе. Применяя формулу /2.16/ и разложение функций Φ^I , $\Psi^{(2)}$ и $\Psi^{(3)}$ по парциальным волнам, легко получить

$$(\Phi^I, T_{13} \Psi^{(3)}) = \sum_{JM} \sum_{l_1' l_2' l_1} \int p_1'^2 dp_1' (k_0' | t_{13}^{l_1} (z - E_{nl_2}) | p_1') \times \\ \times \chi_{l_1 l_2 l_1' l_2'}^{(3)J} (n_0 p_1 n_0 k_0) y_{l_1' l_2'}^{*JM}(k_0') y_{l_1 l_2}^{JM}(k_0), \quad /3.17/$$

$$(\Phi^I, T_{12} \Psi^{(2)}) = \sum_{JM} \sum_{l_1 l_2 l_1' l_2' \nu_1} (\Sigma + f) \int p_1'^2 dp_1' \times \\ \times (k_0' n_0 | W_{\nu_1 l_2 l_1' l_2'}^{JM} | p_1 n_1) \chi_{l_1 l_2 l_1' l_2'}^{(2)J} (n_1 p_1 n_0 k_0) y_{\nu_1 l_2}^{*JM}(k_0') y_{l_1 l_2}^{JM}(k_0),$$

где l_2' - момент количества движения связанной системы после рассеяния.

Выбирая направление импульса падающей частицы за ось z , получим для амплитуды рассеяния

$$R_H = \sum_{JM} \sum_{\ell_1' \ell_2'} \sum_{\ell_1} \sqrt{\frac{2\ell_1'+1}{4\pi}} (\ell_1' \ell_2' 0 M | JM) Y_{\ell_1' \ell_2'}^{JM} (k_0') \times$$

$$\times [\int p^2 dp (k_0' | t_{13}(z - E_{n\ell_2}) | p) \chi_{\ell_1' \ell_2' \ell_1' \ell_2'}^{(3)J} (n_0' p n_0 k_0) +$$

$$+ \sum_{\ell_1'' \ell_2''} (\sum_n + \int) \int p^2 dp (k_0' n_0' | W_{\ell_1' \ell_2' \ell_1'' \ell_2''}^{JM} | p n) \chi_{\ell_1'' \ell_2'' \ell_1' \ell_2'}^{(2)J} (p n n_0 k_0)] .$$

Для решения уравнений /3.13/ удобно переписать их следующим образом:

$$\chi_{\ell_1' \ell_2' \ell_1' \ell_2'}^{(1)J} (p n; k_0 n_0) = f_{\ell_1' \ell_2'; \ell_1' \ell_2'}^{(1)J} (p n; k_0 n_0) + \frac{1}{\mathcal{D}(p, E_{n\ell_2}, z)} \times$$

$$\times \sum_{\nu_1 \nu_2} (\sum_{n'} + \int) \int p''^2 dp'' K_{\ell_1' \ell_2' \nu_1 \nu_2}^{(1)J} (p n p'' n'; n_0 k_0) \chi_{\nu_1 \nu_2 \ell_1' \ell_2'}^{(1)J} (p'' n'; k_0 n_0) .$$

где

$$f_{\ell_1' \ell_2'; \ell_1' \ell_2'}^{(2)J} (p n; k_0 n_0) = \left\{ -\frac{\delta(p - k_0)}{k_0^2} + \frac{(p | t_{13}(z - E_{n\ell_2}) | k_0)}{\mathcal{D}(p, E_{n\ell_2}, z)} \right\} \delta_{n n_0} \delta_{\ell_1' \ell_1'} \delta_{\ell_2' \ell_2'} \delta_{\ell_2' \ell_2'}^0$$

$$f_{\ell_1' \ell_2'; \ell_1' \ell_2'}^{(3)J} (p n; k_0 n_0) = -\frac{\delta(p - k_0)}{k_0^2} \delta_{n n_0} \delta_{\ell_1' \ell_1'} \delta_{\ell_2' \ell_2'} \delta_{\ell_2' \ell_2'}^0 +$$

$$+ \frac{(p n | W_{\ell_1' \ell_2'; \ell_1' \ell_2'}^{JM} | k_0 n_0)}{\mathcal{D}(p, E_{n\ell_2}, z)} \delta_{\ell_2' \ell_2'}^0 ,$$

$$K_{\ell_1' \ell_2' \nu_1 \nu_2}^{(2)J} (p n p'' n'; n_0 k_0) = \int_0^\infty p'^2 dp' \frac{1}{\mathcal{D}(p', E_{n\ell_2}, z)} (p | t_{13}(z - E_{n\ell_2}) | p') \times$$

$$\times (p' n | W_{\ell_1' \ell_2' \nu_1 \nu_2}^{JM} | p'' n') .$$

$$K_{\ell_1' \ell_2' \nu_1 \nu_2}^{(3)J} (p n p'' n'; n_0 k_0) = \int p'^2 dp' \frac{1}{\mathcal{D}(p', E_{n\nu_1 \nu_2}, z)} (p n | W_{\ell_1' \ell_2' \nu_1 \nu_2}^{JM} | p' n') (p' | t_{13}(z - E_{n\ell_2}) | p'') .$$

Для потенциала юкавского типа

$$V_{12} (|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) = g \frac{e^{-\mu |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad /3.24/$$

величина $(p' n | W_{\ell_1' \ell_2' \nu_1 \nu_2}^{JM} | p'' n')$, входящая в ядра $K^{(2)}$ и $K^{(3)}$, имеет вид

$$(p n | W_{\ell_1' \ell_2' \ell_1' \ell_2'}^{JM} | p' n') = \sum_k (2k + 1) F_k (\ell_1' \ell_2' \ell_1' \ell_2'; J) W_{\ell_1' \ell_2' \ell_1' \ell_2'}^{(k)} (p n; p' n') , /3.25/$$

где

$$F_k(\ell_1, \ell_2, \ell'_1, \ell'_2; J) = (-1)^{J+k} \sqrt{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2\ell'_1+1)(2\ell'_2+1)} \times \quad /3.26/$$

$$\times W(\ell_1, \ell'_1, \ell_2, \ell'_2; kJ) \begin{pmatrix} k & \ell_1 & \ell'_1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k & \ell_2 & \ell'_2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

а

$$W_{\ell_1, \ell_2, \ell'_1, \ell'_2}^{(k)}(pn; p'n') = \int_0^\infty r_1^2 dr_1 \int_0^\infty r_2^2 dr_2 \frac{I_{k+\frac{1}{2}}(\mu r_1) K_{k+\frac{1}{2}}(\mu r_2)}{\sqrt{r_1 r_2}} \times \quad /3.27/$$

$$\times j_{\ell_1}(pr_1) j_{\ell'_1}(p'r_1) \phi_{n\ell_2}^*(r_2) \phi_{n'\ell'_2}(r_2).$$

Здесь $W(\ell_1, \ell'_1, \ell_2, \ell'_2; kJ)$ - коэффициенты Рака, скобки $\begin{pmatrix} k & \ell & m \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ - символы Вигнера, $I_{k+\frac{1}{2}}$ и $K_{k+\frac{1}{2}}$ - функции Бесселя от мнимого аргумента, а $(r_1, r_2) = (\max, \min) r_1, r_2$.

Уравнения /3.19/ являются линейными интегральными уравнениями Фредгольмовского типа.

Чтобы изучить аналитические свойства решений уравнений /3.19/ в комплексной J - плоскости, в первую очередь необходимо найти корректное аналитическое продолжение ядер интегрального уравнения. Формальное же решение этих уравнений может привести к сомнительным результатам, аналогичным приведенным в работе /2/.

В самом деле, формальное решение уравнения /3.19/ может быть представлено в виде

$$\chi_{\ell_1, \ell_2, \ell'_1, \ell'_2}^{(1)J}(pn; k_0 n_0) = \frac{N_{\ell_1, \ell_2, \ell'_1, \ell'_2}^{(1)J}(pn; k_0 n_0)}{D^{(1)J}(z)}, \quad /3.28/$$

где N и D - первый и второй детерминанты Фредгольма. Выражения для них легко могут быть выписаны, однако мы ограничимся первым порядком в разложении D

$$D^{(1)J}(z) = 1 - \sum_{\ell_1, \ell_2} (\sum + \int) \int_0^\infty p^2 dp \frac{K_{\ell_1, \ell_2, \ell'_1, \ell'_2}^{(1)J}(pn, pn; k_0 n_0)}{D(p, E_{n\ell_2}^{\ell_1, z})} + \dots \quad /3.29/$$

Мы хотим исследовать свойства $\chi^{(1)J}$ как функции комплексного углового момента J . Следуя Ньютону, положим $J = \ell_1 + \tau$, где τ меняется от $-\ell_2$ до ℓ_2 . Тогда, учитывая, что

$$\sum_{\ell_1, \ell_2} \equiv \sum_{\ell_2=0}^{\infty} \sum_{\tau=\ell_2}^{\ell_2}, \quad /3.30/$$

и считая ℓ_1 комплексным, а ℓ_2 действительным и целым, мы придем к результату, ранее полученному Ньютоном. Действительно, представляя $t_{1,2}$ в полюсном виде,

получим для $D^{(1)J}$ выражение

$$\sum_{\ell_2=0}^{\infty} \sum_{r=\ell_2}^{\infty} \frac{a(z)}{a(\infty)} \int \frac{\rho_{T_2}^J(\xi)}{J+r-\xi} d\xi, \quad /3.31/$$

где $a(z)$ - положение полюса Редже для амплитуды t_{13}^{J+r} . Отсюда видно, что в плоскости J функции $\chi^{(1)J}$, а вместе с ними и амплитуды рассеяния будут иметь бесконечно много движущихся разрезов.

Однако эти результаты могут оказаться некорректными по следующим причинам:

1. Выбранный Ньютоном "естественный" способ аналитического продолжения угловых моментов не является однозначным;

2. При продолжении в комплексную область по J усредненное взаимодействие является аналитической функцией J лишь при условии $Re J > -3/2 + \ell_2 + \ell_2'$. Так как $0 \leq \ell_2 < \infty$, то область аналитичности практически сводится к нулю.

3. Ограничение только первым членом разложения в ряд Фредгольма может оказаться недостаточным и, возможно, учет следующих членов разложения существенно изменит картину.

Так как в настоящее время общее исследование решения уравнений /3.19/ весьма затруднительно, в следующем параграфе мы сформулируем метод возмущения для уравнения Фаддеева и произведем анализ отдельных членов ряда теории возмущений.

§4. Теория возмущений для уравнения Фаддеева

Во втором параграфе мы приводили формулу /2.3/, которая дает амплитуду рассеяния на связанном состоянии. Чтобы сформулировать теорию возмущений для матрицы рассеяния, мы используем уравнения /2.7/ и запишем формулу /2.3/ в несколько видоизмененном виде:

$$R_{II} = (\Phi^I | T_{12} | \Psi^{(1)} + \Psi^{(2)}) + (\Phi^I | T_{13} | \Psi^{(1)} + \Psi^{(3)}). \quad /4.1/$$

Существенно, что в этой формуле все величины определены через свободную функцию Грина /2.9 - 2.12/.

Выражая функции $\Psi^{(i)}$ через функции начального состояния Φ^I /2.8/, получим вместо /4.1/

$$R_{II} = \langle \Phi^I | T | \Phi^I \rangle, \quad /4.2/$$

где

$$\begin{aligned}
 T = & \{ T_{12}(1 - G_0 T_{23} G_0 T_{13})^{-1} - T_{12} G_0 T_{13} (1 - G_0 T_{12} G_0 T_{13})^{-1} (1 - G_0 T_{12}) \times \\
 & \times (1 - G_0 T_{23} G_0 T_{13})^{-1} + T_{13} (1 - G_0 T_{12} G_0 T_{13})^{-1} (1 - G_0 T_{12}) \times \quad /4.3/ \\
 & \times (1 - G_0 T_{23} G_0 T_{13})^{-1} \} \times \{ 1 - G_0 T_{23} (1 - G_0 T_{13}) \times \\
 & \times (1 - G_0 T_{12} G_0 T_{13})^{-1} G_0 T_{12} (1 - G_0 T_{13}) (1 - G_0 T_{23} G_0 T_{13})^{-1} \}^{-1}.
 \end{aligned}$$

На основе /4.3/ легко получить следующее разложение в ряд теории возмущений /см. также /8/ /:

$$R_{11} = \langle \Phi^{\dagger} | T_{12} + T_{13} - T_{12} G_0 T_{13} - T_{13} G_0 T_{12} + T_{12} G_0 T_{13} G_0 T_{12} + \dots | \Phi \rangle. \quad /4.4/$$

Сформулируем диаграммную технику для разложения /4.4/. Введем фурье-образы функций $\phi_{n_0}(\vec{r}_2)$ и $\phi_{n_0}(\vec{r}_2)$, описывающих связанное состояние второй частицы до и после рассеяния

$$\chi_n(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-i\vec{p}\vec{r}} \phi_n(\vec{r}) d\vec{r}. \quad /4.5/$$

Тогда, учитывая определения /2.4/ и /2.8/, формулу /4.2/ можно переписать в следующем виде:

$$R_{11} = \frac{1}{(2\pi)^6} \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_1' \chi_{n_0}^*(\vec{p}_1') \chi_{n_0}(\vec{p}_1) \{ e^{-i\vec{k}_0' \vec{r}_1 - i\vec{p}_1' \vec{r}_2} T_{12} e^{-i\vec{k}_0 \vec{r}_1 + i\vec{p}_1 \vec{r}_2} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad /4.6/$$

так что для /4.4/ получим:

$$R_{11} = \frac{1}{(2\pi)^6} \int d\vec{p}_1' d\vec{p}_1 \chi_{n_0}^*(\vec{p}_1') \chi_{n_0}(\vec{p}_1) \{ \langle \vec{k}_0' \vec{p}_1' | T_{12}(z) | \vec{k}_0 \vec{p}_1 \rangle + \dots \}. \quad /4.7/$$

Имеющиеся здесь под интегралом матричные элементы операторов $T_{ik}(z)$, определенные по формуле

$$\langle \vec{k}_i \vec{p}_i | T_{ik}(z) | \vec{k}_i \vec{p}_i \rangle \equiv \frac{1}{(2\pi)^6} \int e^{-i\vec{k}_i' \vec{r}_1 - i\vec{p}_i' \vec{r}_2} T_{ik}(z) e^{-i\vec{k}_i \vec{r}_1 - i\vec{p}_i \vec{r}_2} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad /4.8/$$

можно представить в следующем виде:

$$\langle \vec{k}_i \vec{p}_i | T_{12}(z) | \vec{k}_i \vec{p}_i \rangle = \delta(\vec{p}_i + \vec{k}_i - \vec{p}_i - \vec{k}_i) \langle \frac{\vec{p}_i - \vec{k}_i}{2} | t_{12}(z - (\vec{p}_i + \vec{k}_i)^2) | \frac{\vec{p}_i - \vec{k}_i}{2} \rangle \quad /4.8/$$

$$\langle \vec{k}_i \vec{p}_i | T_{13}(z) | \vec{k}_i \vec{p}_i \rangle = \delta(\vec{p}_i - \vec{p}_i) \langle \vec{k}_i | t_{13}(z - \vec{p}_i^2) | \vec{k}_i \rangle$$

$$\langle \vec{k}_i \vec{p}_i | T_{23}(z) | \vec{k}_i \vec{p}_i \rangle = \delta(\vec{k}_i - \vec{k}_i) \langle \vec{p}_i | t_{23}(z - \vec{k}_i^2) | \vec{p}_i \rangle,$$

где t_{ik} - двухчастичные амплитуды рассеяния вне энергетической поверхности, удовлетворяющие уравнениям типа /2.20/, причем t_{12} является амплитудой рассеяния первой частицы на второй, а t_{13} и t_{23} - амплитудами рассеяния на силовом центре.

Удобно сопоставить каждому члену разложения /4.7/ определенную диаграмму:

$$R_{if} = \begin{array}{c} \text{---} \text{O} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{X} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{O} \text{---} \text{X} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{X} \text{---} \text{O} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{O} \text{---} \text{X} \text{---} \text{O} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \quad /4.10/$$

$$+ \begin{array}{c} \text{---} \text{O} \text{---} \text{X} \text{---} \text{O} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{X} \text{---} \text{X} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{X} \text{---} \text{O} \text{---} \text{X} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{X} \text{---} \text{O} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{O} \text{---} \text{X} \text{---} \\ \text{---} \end{array} + \dots$$

Верхняя горизонтальная линия соответствует первой частице, нижняя - второй; кружок соответствует матрице t_{12} , а крестик на верхней или нижней линии означает t_{13} или t_{23} соответственно. Вертикальному сечению двух промежуточных линий соответствует свободная функция Грина G_0 . Из формул /4.9/ видны законы сохранения импульсов в промежуточном состоянии. В качестве примеров приведем явное выражение для двух диаграмм. Имеем:

$$\begin{array}{c} \text{---} \text{X} \text{---} \\ \text{---} \end{array} = \int d\vec{p} \chi_{n_1}^*(\vec{p}) \chi_{n_1}(\vec{p}) \langle \vec{k}_1 | t_{13}(z - p^2) | \vec{k}_1 \rangle, \quad /4.11/$$

а для более сложной диаграммы

$$\begin{array}{c} \vec{k}_1 \quad \vec{k}_1 + \vec{p}_1 - \vec{q} \quad \vec{k}_1 + \vec{p}_1 - \vec{q} \quad \vec{k}_1 \\ \text{---} \text{O} \text{---} \text{X} \text{---} \text{O} \text{---} \\ \vec{p}_1 \quad \vec{q} \quad \vec{p}_1 \end{array} = \int \chi_{n_1}^*(\vec{p}_1) \chi_{n_1}(\vec{p}_1) d\vec{p}_1 d\vec{p}_1 \int d\vec{q} \langle \vec{k}_1 - \vec{p}_1 | t_{12}(z - (\vec{p}_1 + \vec{k}_1)^2) | \frac{\vec{p}_1 + \vec{k}_1}{2} - \vec{q} \rangle \times$$

$$\times \frac{1}{q^2 + (\vec{p}_1 + \vec{k}_1 - \vec{q})^2 - z} \langle \vec{p}_1 + \vec{k}_1 - \vec{q} | t_{12}(z - q^2) | \vec{p}_1 + \vec{k}_1 - \vec{q} \rangle \frac{1}{q^2 + (\vec{p}_1 + \vec{k}_1 - \vec{q})^2 - z} \langle \frac{\vec{p}_1 + \vec{k}_1}{2} - \vec{q} | t_{12}(z - (\frac{\vec{p}_1 + \vec{k}_1}{2})^2) | \frac{\vec{k}_1 - \vec{q}}{2} \rangle. \quad /4.12/$$

Из вышеизложенного и рассмотренных примеров ясны правила соответствия, при помощи которых легко выписать аналитическое выражение для любой диаграммы из разложения /4.10/. В дальнейшем, с целью изучения аналитических свойств в комплексной J - плоскости, мы займемся изучением каждого члена ряда теории возмущений.

Аналогичные исследования в теории поля были предприняты в работах /1,1a5/. Сначала укажем на подкласс диаграмм из /4.10/, в которых разрезы, имеющиеся в каждом члене, исчезают при суммировании. В самом деле, рассмотрим диаграммы вида

$$\frac{\text{---} \times \text{---}}{\text{---}} + \frac{\text{---} \times \text{---} \times \text{---}}{\text{---} \times \text{---}} + \frac{\text{---} \times \text{---} \times \text{---} \times \text{---}}{\text{---} \times \text{---} \times \text{---}} + \dots \quad /4.13/$$

Ограничимся случаем, когда связанная система частиц 2 и 3 находится в s -состоянии, причем потенциал V_{23} допускает только одно связанное состояние. Тогда волновую функцию связанного состояния в импульсном представлении можно записать в спектральном виде ^{17/}:

$$\chi(\vec{p}) = \frac{1}{p^2 + \epsilon_0} + \frac{1}{\pi} \int_{\sqrt{\epsilon_0 + p^2}}^{\infty} \frac{\rho(p'^2) \phi'^2}{p^2 + p'^2} dp' \quad /4.14/$$

В этом случае амплитуды рассеяния являются функцией только двух инвариантов - полной энергии и квадрата переданного импульса $t = (\vec{k}_1 - \vec{k}_1')^2$, а полный угловой момент совпадает с угловым моментом первой частицы.

Учитывая только полюсный член в /4.14/, найдем, что первой диаграмме ряда /4.13/ соответствует выражение

$$\int \frac{d\vec{p}}{(p^2 + \epsilon_0)^2} \langle \vec{k}_1 | t_{13}(z - p^2) | \vec{k}_1 \rangle \quad /4.15/$$

При больших t можно заменить двухчастичную амплитуду рассеяния t_{13} ее асимптотическим выражением

$$\langle \vec{k}_1 | t_{13}(z - p^2) | \vec{k}_1 \rangle = R \frac{2a(z - p^2) + 1}{\sin \pi a} \frac{P_{a(z - p^2)}^{(-\cos \theta)}}{k^2} \quad /4.16/$$

где косинус угла рассеяния $\cos \theta = 1 + \frac{t}{2k^2}$. Подставляя /4.16/ в /4.15/ и учитывая асимптотическое поведение функции Лежандра при больших аргументах, получим выражение типа

$$\int t(p^2) t^{a(z - p^2)} dp \quad /4.17/$$

соответствующее разрезу в комплексной плоскости углового момента.

Исследование следующих графиков ряда /4.13/ также приводит к заключению о существовании разрезов в комплексной плоскости углового момента. Например, из выражения для следующей диаграммы разложения /4.13/

$$\int d\vec{p}' d\vec{p} d\vec{q} \chi_1(\vec{p}') \chi_1(\vec{p}) \langle \vec{k}_1 | t_{13}(z - p'^2) | \vec{q} \rangle \frac{1}{q^2 + p'^2 - z} \times$$

$$\times \langle \vec{p}' | t_{23}(z - q^2) | \vec{p} \rangle \frac{1}{q^2 + p^2 - z} \langle \vec{q} | t_{13}(z - p^2) | \vec{k}_1 \rangle \quad /4.18/$$

видно, что ее асимптотическое поведение при больших t также дается выражением типа /4.17/.

Однако ряд /4.13/ легко просуммировать. Он является разложением следующего выражения

$$(\Phi_{23}^i, T_{13} (1 - G_0 T_{23} G_0 T_{13})^{-1} \Phi_{23}^i) . \quad /4.19/$$

С другой стороны, легко показать, что это выражение тождественно равно

$$(\Phi_{23}^i, \tilde{T}_{13} \Phi_{23}^i) , \quad /4.20/$$

где \tilde{T}_{13} удовлетворяет уравнению /2.15/. Далее, ясно, что

$$(\Phi_{23}^i, \tilde{T}_{13} \Phi_{23}^i) = \langle \vec{k}_i | \vec{t}_{13}(z - \epsilon_0) | \vec{k}_i \rangle . \quad /4.21/$$

Но $\langle \vec{k}_i | \vec{t}_{13}(z - \epsilon_0) | \vec{k}_i \rangle$ является точной амплитудой рассеяния первой частицы на силовом центре, которая, как известно, является мероморфной функцией углового момента. Поэтому ряд /4.13/ также является мероморфной функцией углового момента. Полученный результат является естественным, так как при $V_{12}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = 0$ гамильтониан /2.1/ допускает разделение переменных.

Рассмотренный пример является поучительным в том смысле, что каждый член ряда теории возмущений может иметь разрез, в то время как ряд в целом является мероморфной функцией.

Анализ остальных диаграмм будет проведен в следующей работе.

В заключение выражаем глубокую благодарность Н.Н. Боголюбову и А.А. Логунову за стимулирующие обсуждения, а также Б.А. Арбузову, А.В. Ефремову, И.Т. Тодорову и О.А. Хрусталеву за плодотворные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. S.Mandelstam. Nuovo Cimento, 30, 1148 (1963).
- 1а. В.Н. Грибов, И.Я. Померанчук, К.А. Тер-Мартirosян. Препринт ИТЭФ. №235, Москва, 1964.
2. R.G.Newton. Nuovo Cimento, 29, 400 (1963); Phys. Letters, 4, 11 (1963); Phys. Letters, 8, 210 (1964).
- 2а. M.Macmillan. Preprint, Cambridge, August (1963).
3. R.L.Omnes. Preprint, UCRL - 11162 (1963); 11186 (1963); 11219 (1963).
4. Л.Д. Фаддеев, ЖЭТФ, 39, 1459 (1960).
5. C.Wilkin. Nuovo Cimento, 31, 377 (1964).
6. L.Rosenberg. Phys. Rev., 131, 874 (1963).
7. R.Blankenbecler, L.F.Cook. Phys. Rev., 119, 1745 (1964).
8. Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе, Г.А. Чилашвили, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ Е-1659, Дубна, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1964 г.

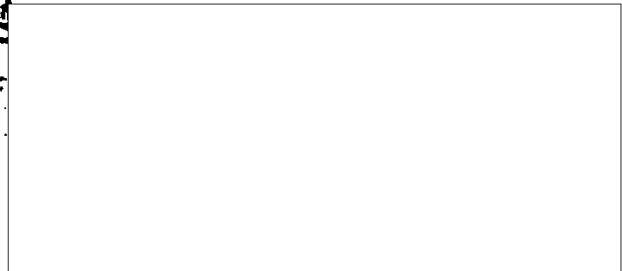
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ **3791.** Тираж **430.** **1,5** уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. **Май** 1964 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1663

STAT



В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ
ОСТАНОВИВШИХСЯ π^- -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release ^{P-1663}

2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7 ^{P-1663} π^- -мезонов ядрами

Описываются поисковые эксперименты, целью которых являлось наблюдение малоинтенсивного радиационного захвата π^- -мезонов сложными ядрами. Вероятность обнаруженного процесса оказалась равной $2 \cdot 10^{-2}$, она мало зависит от заряда ядра. Энергетический спектр γ -квантов, измеренный при помощи черенковского спектрометра, оказался "жестким" - средняя энергия его равна примерно 80 Мэв.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Petrukhin V.I., Prokoshkin Yu.D.

P-1663

Radiative Capture of Stopped π^- -Mesons by Nuclei

The search experiments are described the purpose of which is to detect a small-intensity radiative capture of π^- -mesons by complex nuclei. The probability of the found process is $2 \cdot 10^{-2}$, it does not depend significantly on the nucleus charge. The energy spectrum of γ -quanta measured with the help of the Cerenkov spectrometer turned out to be "hard" - its average energy is about 80 MeV.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release ^{P-1663} search.

2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

В.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин

P-1663

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ
ОСТАНОВИВШИХСЯ π^- -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ

Направлено в Nuclear Physics

Дубна 1964

Радиационный захват остановившихся π^- -мезонов ядрами



протекающий с испусканием γ -квантов высокой энергии, наблюдался лишь для самых легких ядер - водорода^{/1/} и гелия-3^{/2/}. Для более тяжелых ядер реакция (1) должна быть резко подавлена интенсивным конкурирующим процессом развала ядра. Ниже описываются поисковые эксперименты, целью которых являлось наблюдение радиационного захвата π^- -мезонов сложными ядрами.

Эксперименты были выполнены на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в 1962 г. Для регистрации γ -квантов, образующихся в процессе (1), был использован черенковский спектрометр полного поглощения, обладающий высокой эффективностью и не чувствительный к фону постороннего излучения^{/3/}. π^- -мезоны с начальной энергией 70 Мэв проходили через ряд сцинтилляционных счетчиков, тормозились при по-

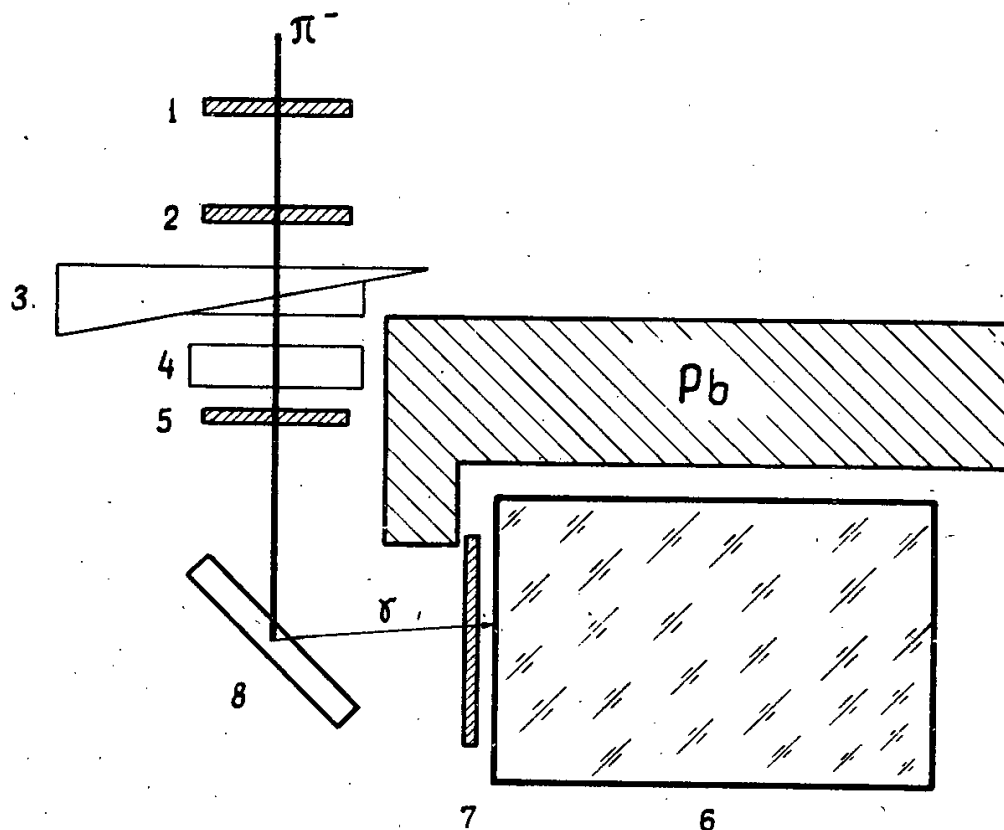


Рис. 1. Схема эксперимента. 1, 2 - сцинтилляционные счетчики монитора пучка π^- -мезонов, 3, 4 - тормозящие фильтры, 5 - сцинтилляционный счетчик, 6 - черенковский спектрометр полного поглощения, 7 - сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадение, 8 - мишень, Pb - свинцовая защита.

мощи фильтров и останавливались в мишени (рис. 1). Совпадения импульсов, возникающих на выходах спектрометра и помещенного в пучок π^- -мезонов сцинтилляционного счетчика 5 регистрировались наносекундной схемой совпадений^{14/}.

Наладка и калибровка аппаратуры была выполнена в экспериментах, где в качестве мишени использовался жидкий водород. Энергетический порог регистрации γ -квантов спектрометром был выбран равным 30 Мэв. При этом скорость счета γ - π^- совпадений достигала 1000 сек⁻¹. С удалением жидководородной мишени скорость счета падала в 50 раз. Измеренная зависимость скорости счета γ - π^- совпадений N_γ от толщины тормозящего фильтра R (рис. 2) совпадает с распределением π^- -мезонов по пробегам. Это подтверждает, что регистрируемые γ -кванты испускаются при захвате остановившихся π^- -мезонов.

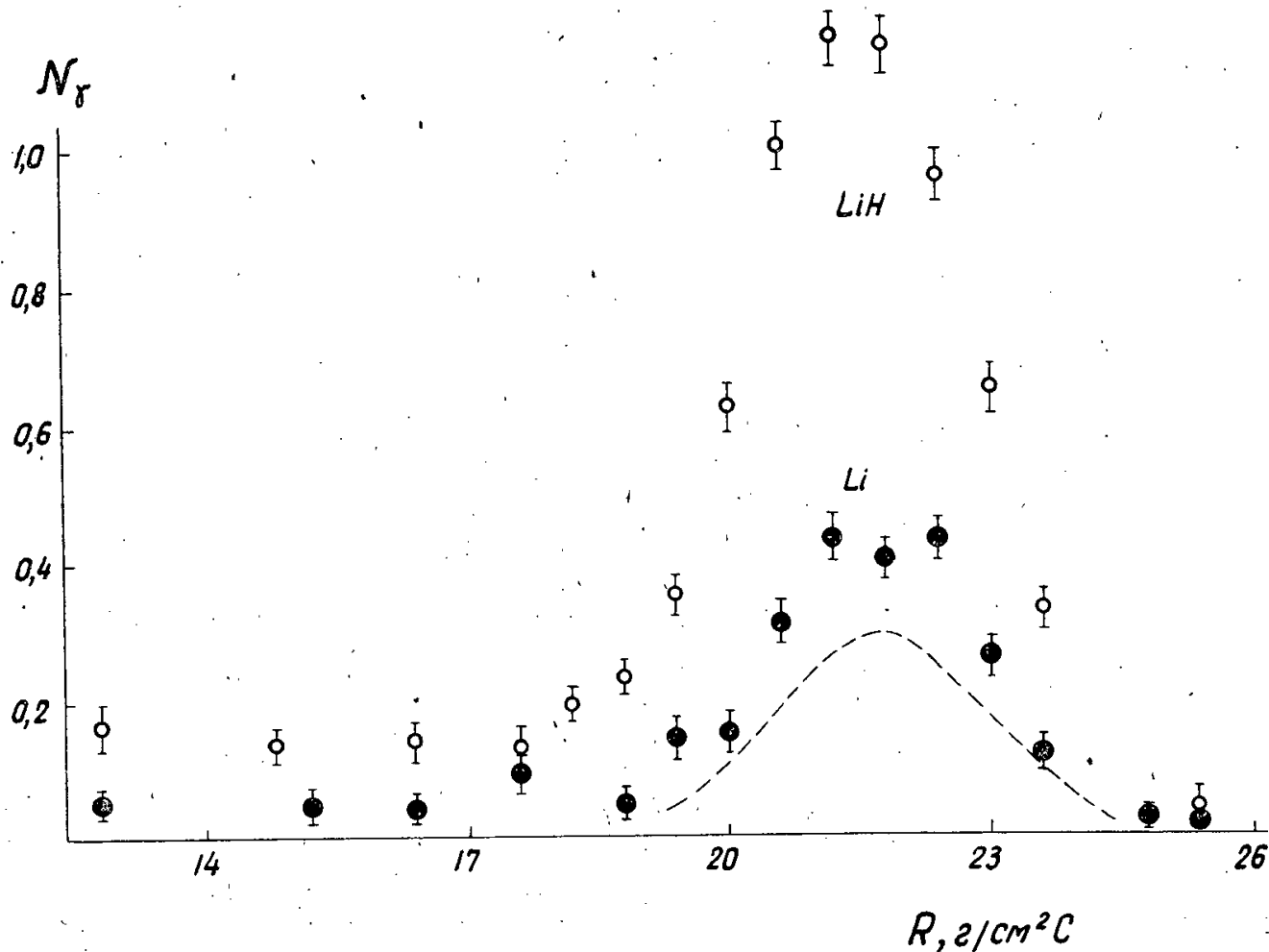
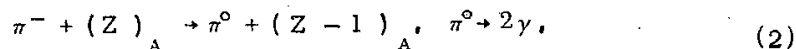


Рис. 2. Зависимость скорости счета γ - π^- совпадений N_γ (в относительных единицах) от толщины тормозящего фильтра R . \circ - мишень из гидрида лития, \bullet - мишень из лития. Пунктирная кривая - жидководородная мишень (масштаб 1/50).

Аналогичные измерения были проведены также с мишенями из водородосодержащих веществ (LiH , CH₂, CH), где захват π⁻-мезонов протонами резко подавлен благодаря интенсивному перехвату π⁻-мезонов ядрами, связанными с водородом^{/5/}. Полученная в этих опытах зависимость N_γ(R) в районе "пика" совпадает с наблюдавшейся в случае водорода. γ-кванты, регистрируемые установкой в области меньших толщин R (рис. 2), возникают в результате перезарядки π⁻-мезонов на лету. С увеличением R сечение этого процесса быстро падает^{/3/}.

После проведения предварительных экспериментов в пучок π⁻-мезонов была помещена мишень из лития. Измеренная зависимость N_γ(R) приведена на рис. 2. Как видно из этого рисунка, зависимость N_γ(R) в случае литиевой мишени имеет тот же характер, что и для мишеней, содержащих водород. Аналогичные кривые были получены при использовании мишеней из графита, титана и свинца. Сопоставление скоростей счета N_γ при включенном и выключенном счетчике антисовпадений 7 показало, что спектрометр регистрирует практически только γ-кванты - примесь регистрируемых заряженных частиц не превышала 1%. Наличие в зависимостях N_γ(R) четко выраженного "пика" в области остановок π⁻-мезонов показывает, что зарегистрированный малоинтенсивный процесс (1) протекает в сложных ядрах при захвате остановившихся π⁻-мезонов.

Идентификация наблюдающегося процесса является однозначной, поскольку в предыдущих экспериментах^{/6/} было показано, что вероятность перезарядки остановившихся π⁻-мезонов



при которой также испускаются γ-кванты, подавлена в исследуемых сложных ядрах более, чем в 10⁴ раз. Эти же эксперименты дают низкий верхний предел для вероятности испускания трех и более γ-квантов высокой энергии.

Величина вероятности V радиационного захвата (1) была определена тремя различными методами путем сопоставления скоростей счета γ-квантов, испускаемых из исследованных мишеней. 1) Отношение выходов γ-квантов N_γ^{*} (за вычетом небольшого вклада от перезарядки на лету^{/5/}) из жидководородной и литиевой мишеней оказалось равным 36 ± 6. С учетом различия в числе остановок π⁻-мезонов в мишенях это дает для лития V_{Li} = (2,3 ± 0,6) · 10⁻². 2) Отношение величин N_γ^{*} для мишеней из Li и LiH получено равным (0,36 ± 0,06). Отсюда на основании известной величины вероятности поглощения π⁻-мезонов ядрами водорода, связанными в LiH^{/6/}, получаем V_{Li} = (2,1 ± 0,6) · 10⁻². 3) Величина V_{Li} может быть найдена также путем сопоставления измеренных отношений скоростей счета одиночных γ-квантов (N_{γ H₂}^{*}) / (N_{γ LiH}^{*}) и пар γ-квантов (N_{γγ H₂}^{*}) / (N_{γγ LiH}^{*})^{/5/} для мишени из гидрида лития и жидководород-

ной мишени. Этим методом получено $V_{Li} = (2,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-2}$. Усреднение полученных разными методами величин дает

$$V_{Li} = (2,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$$

Аналогичным способом была определена вероятность радиационного захвата в углероде

$$V_o = (1,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$$

Сравнение выходов γ -квантов N^*_γ из различных мишеней показало, что вероятность радиационного захвата практически не изменяется с ростом заряда и массы ядра:

| Ядро (x) | Li | C | Ti | Pb |
|---------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| V_x / V_o | $1,3 \pm 0,2$ | 1,00 | $1,2 \pm 0,3$ | $1,0 \pm 0,2$ |
| $V_x \cdot 10^{-2}$ | $2,3 \pm 0,5$ | $1,8 \pm 0,4$ | $2,2 \pm 0,6$ | $1,8 \pm 0,5$ |

Сведения об энергетическом спектре γ -квантов, испускаемых при радиационном захвате пионов ядрами, были получены путем сравнения скоростей счета N^*_γ при различных энергетических порогах черенковского спектрометра $E_{п} = 30$ и 45 Мэв. Отношение величин $(N^*_\gamma)_{H_2} / (N^*_\gamma)_{Li}$ для этих порогов оказалось равным $1,1 \pm 0,1$. Отсюда следует, что спектр испускаемых из лития γ -квантов является столь же "жестким", как и в случае водорода, где средняя энергия спектра составляет 85 Мэв.

Отношения выходов γ -квантов при различных порогах спектрометра были измерены для углерода, лития и свинца. При этом получено

$$\left[\frac{(N^*_\gamma)_{Li}}{(N^*_\gamma)_o} \right]_{E_{п} = 45 \text{ Мэв}} / \left[\frac{(N^*_\gamma)_{Li}}{(N^*_\gamma)_o} \right]_{E_{п} = 30 \text{ Мэв}} = 1,0 \pm 0,1$$

Для свинца аналогичная величина равна $1,2 \pm 0,1$. Отсюда следует, что энергетический спектр γ -квантов, испускаемых при радиационном захвате пионов ядрами слабо зависит от заряда и веса ядра.

Л и т е р а т у р а

1. W.K.H. Panofsky, R.L. Ashodt, J. Hadley, *Phys. Rev.*, **81**, 565 (1951).
2. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. *ЖЭТФ*, **44**, 1180 (1963).
3. А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин. *ЖЭТФ*, **42**, 632 (1962); *Nuovo Cim.*, **24**, 405 (1962); *Phys. Lett.*, **1**, 138 (1962).
4. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. *ПТЭ*, в печати (1964).
Препринт 1425, Дубна (1963).
5. A.F. Dunatsev, V.I. Petrukhin, Yu.D. Prokoshkin, *Dubna, Preprint E-1471* (1963);
V.I. Petrukhin, Yu.D. Prokoshkin. *Nuovo Cim.*, **28**, 99 (1963).
6. В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин. Препринт P-1470, Дубна (1963).
Nuclear Phys., **54**, in print (1964).

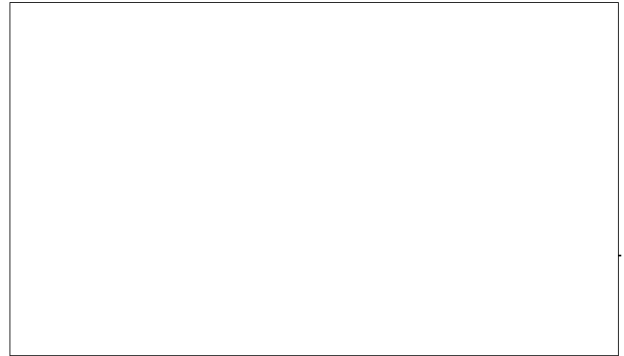
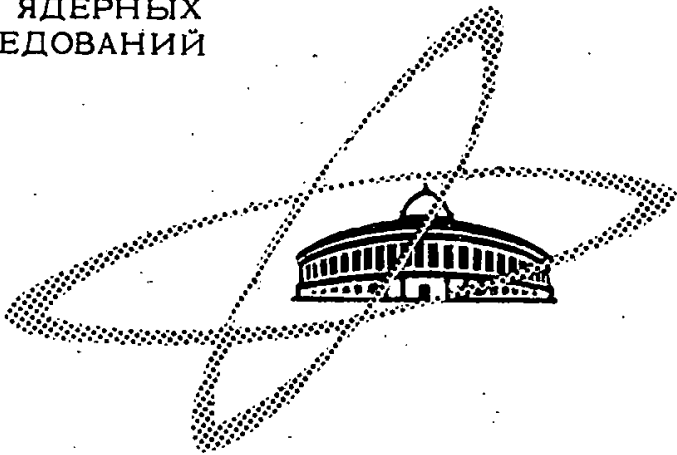
Рукопись поступила в издательский отдел
30 апреля 1964 г.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3766. . . . Тираж 310. 0,3 уч.-изд. л.
Техн. редактор В.Р.Саранцева Май 1964 г.

STAT

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев,
В.В. Фильченков, М. Фримл

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ $d\mu$ -МЕЗОАТОМОВ
НА ПРОТОНАХ, ДЕЙТРОНАХ
И СЛОЖНЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release - 1665
2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ $d\mu$ -МЕЗОАТОМОВ НА
ПРОТОНАХ, ДЕЙТРОНАХ И СЛОЖНЫХ ЯДРАХ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Dzheleпов, V.P., Yermolov P.F., Moskalev V.I.,
Filchenkov V.V., Friml M.

P-1665

Elastic Scattering of $d\mu$ Mesonic Atoms on Protons,
Deuterons and Complex Nuclei.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release
2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

P-1665

В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев,
В.В. Фильченков, М. Фримл

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ μ -МЕЗОАТОМОВ
НА ПРОТОНАХ, ДЕЙТРОНАХ
И СЛОЖНЫХ ЯДРАХ

Направлено в ЖЭТФ

А н н о т а ц и я

Описываются дальнейшие опыты по изучению кинетики мю-атомных процессов. Использование методики диффузионной камеры в магнитном поле позволило измерить распределения по пробегам $d\mu$ -атомов при различных концентрациях дейтерия и Z-примесей (углерод, кислород) в водороде и определить сечения упругого рассеяния $d\mu$ -атомов, сведения о которых отсутствовали.

Сечения находились путем сравнения при помощи χ^2 -анализа экспериментально найденных распределений с рассчитанными по методу Монте-Карло. Получены следующие величины сечений упругого рассеяния:

$$\sigma_{d\mu+d} = (4,15 \pm 0,29) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2; \quad \sigma_{d\mu+p} = (0,8 \begin{matrix} +0,8 \\ -0,4 \end{matrix}) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2;$$

$$\sigma_{d\mu+z} = (1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

Найденные величины сечений находятся в согласии с теорией. Определено также время жизни $d\mu$ -атома в газообразном водороде, которое при концентрации атомов C и O 1/4000 и 1/800 составляет $1,25 \pm 0,16$ и $0,38 \pm 0,05$ мксек, соответственно.

A b s t r a c t

Further experiments on a study of the kinetics of mesonic atom processes are described. The use of a diffusion chamber in the magnetic field allowed to measure the range distribution of $d\mu$ -atoms for different concentrations of deuterium and Z-admixtures (carbon, oxygen) in hydrogen and to determine the elastic scattering cross sections for $d\mu$ -atoms on which the data were not known before.

The cross sections were obtained, with the aid of χ^2 -analysis, by comparing the experimental distributions with those calculated by the Monte-Carlo method. The values of the elastic scattering cross sections were found to be

$$\sigma_{d\mu+d} = (4,15 \pm 0,29) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2; \quad \sigma_{d\mu+p} = (0,8 \begin{matrix} +0,8 \\ -0,4 \end{matrix}) \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2;$$

$$\sigma_{d\mu+z} = (1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2.$$

These values are in agreement with theory. The lifetime of a $d\mu$ -atom in the gaseous hydrogen was determined to be $1,25 \pm 0,16$ and $0,38 \pm 0,05$ msec, for the C and O atom concentrations of 1/4000 and 1/800, respectively.

1. Введение

Известно, что отрицательные мюоны, останавливаясь в водороде и образуя мезоатомы, вызывают различные мезоатомные и мезомолекулярные процессы. В частности, экспериментально было показано^{/1/}, что в жидком водороде с естественной примесью дейтерия в результате большой скорости обменной реакции



эффективно образуются $d\mu$ -атомы. При этом удается наблюдать пробег такого мезоатома в виде малого смещения (≈ 1 мм) следа электрона от распада мюона относительно точки остановки мюона. При концентрациях дейтерия $\approx 1\%$ смещения уже не наблюдаются. Качественное объяснение этого эффекта заключается в том, что согласно теории^{/2,3/} сечение упругого рассеяния $d\mu$ -атомов на протонах



аномально мало, а сечение рассеяния на дейтронах



относительно велико. Существенно большие пробеги $d\mu$ -атомов (≈ 10 мм) наблюдались нами при малой плотности водорода в диффузионной камере, и этот эффект был использован для определения скорости реакции (1)^{/4,5/}.

Целью настоящей работы является количественное экспериментальное определение сечений процессов (2) и (3) на основе анализа распределений пробегов $d\mu$ -атомов и сравнения их с предсказанными теоретически. В этих опытах диффузионная камера наполнялась водородом с небольшим содержанием дейтерия ($\approx 5\%$). Схема процессов с участием $d\mu$ -атомов представлена на рис. 1. Образующийся в реакции (1) $d\mu$ -атом обладает энергией около 45 eV ($\approx 1/3$ разности в энергиях $1S$ состояний $d\mu$ -и $p\mu$ -атома, равной 135 eV). В процессе упругих соударений с протонами, дейтронами и сложными ядрами (ядра C и O, входящие в состав спирта - рабочей жидкости камеры), атом $d\mu$ теряет свою энергию, пока не произойдет какой-либо "неупругий" процесс, в результате которого мезоатом перестает существовать. Таковыми неупругими процессами являются: а) распад мюона с орбиты $d\mu$ -атома (скорость распада $\lambda_0 = 0,45 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$); б) переход мюона от дейтрона к сложному ядру (скорость $\lambda'_{z z}$); в) образование мезомолекул $p d\mu$ со скоростью $\lambda'_{p d\mu}$ и

последующий катализ ядерных реакций в этой мезомолекуле. Суммарная вероятность "неупругих" процессов $\lambda = \lambda_0 + \lambda'_z C_z + \lambda_{p d\mu}$ определяет время жизни $d\mu$ - атома и вместе с сечениями упругих процессов (2), (3), а также процесса



определяет полную длину пробега $d\mu$ - атома в газе до его гибели. Используемый в настоящей работе метод анализа наряду с изучением упругих процессов позволил определить также независимым путем время жизни $d\mu$ - атома в газообразном водороде и тем самым уточнить данные о скорости перехода (λ'_z) мюона от дейтрона к сложным ядрам примесей. Кинетика взаимодействий $d\mu$ - атомов, изучавшаяся в настоящей работе, существенна также для интерпретации полученных нами данных о выходах ядерных реакций катализа в газообразном водороде /5,6/.

2. Экспериментальные условия и обработка фотографий

Диффузионная камера диаметром 380 мм в магнитном поле 7000 э экспонировалась в пучке отрицательных мезонов, тормозившихся фильтром и останавливающихся в газе камеры. Подробное описание схемы опыта и условий эксперимента на пучке мезонов от синхроциклотрона ОИЯИ было приведено ранее /4-6/.

Для того, чтобы определить, как влияет на характер распределений $d\mu$ - атомов по пробегам различный относительный вклад упругих (2-4) и неупругих процессов, была проделана серия из 5 опытов, отличавшихся друг от друга различной концентрацией дейтерия и ядер С и О в наполняющем камеру водороде. Основные данные, характеризующие эти опыты, приведены в таблице 1.

Суммарное давление водорода и дейтерия во всех опытах составляло около 23 атм. Концентрация дейтерия в камере задавалась по его парциальному давлению и была известна с точностью не хуже 4%.

В опытах 1,2,5, выполненных с различной концентрацией дейтерия, в качестве рабочей жидкости камеры применялся метиловый спирт. При этом цикл работы камеры составлял 8 сек.

С целью уменьшения концентрации атомов С и О, входящих в состав паров рабочей жидкости, в опытах 3 и 4 вместо метилового спирта использовался нормальный пропиловый спирт C_3H_7OH . При этом температурный режим камеры оставался таким же, как и в опытах 1,2,5. При температуре $-18^\circ C$, соответствующей температуре верхней границы чувствительного слоя камеры, давление насыщенных паров пропилового спирта в 10 раз меньше, чем метилового. Величины критического пересыщения для этих спиртов близки друг к другу. Поэтому с учетом разницы в молекулярных весах можно считать, что суммарная концентрация атомов С и О в опытах 3 и 4 примерно в 5

Т а б л и ц а 1

| Номер опыта | P_{H+D} (атм.) | C_D (%) | Рабочая жидкость | Суммарная концентрация C_{H_2O} (%) | Число фотографий | Число микронных остановок | Число измеренных собитий | Окончательное число собитий |
|-------------|------------------|-----------|------------------|---------------------------------------|------------------|---------------------------|---|-----------------------------|
| 1 | 23,0 | 4,3 | CH_3OH | 0,125 $\pm 0,030$ | 50310 | 12500 | 1465 | 1029 |
| 2 | | 6,7 | | | 52950 | 15160 | 916 | 623 |
| 3 | 22,7 | 6,7 | C_2H_5OH | 0,025 $\pm 0,006$ | 38680 | 8430 | 1114 | 937 |
| 4 | | 5,6 | | | 17070 | 4120 | 405 | 405 |
| 5 | 22,7 | 0,44 | CH_3OH | 0,125 $\pm 0,030$ | 10100 | 1220 | 341 | 269 |
| Опыт Шиффа | | | | | Жидкий водород | 0,04 | Концентрация атомов неона $1,8 \cdot 10^{-2}$ (%) | $\Sigma = 169110$ |
| | | | | | | 28068 | 68 | 68 |

раз меньше, чем в опытах 1,2 и 5. В таблице 1 (колонка 5) приведены суммарные концентрации атомов C и O , оцененные на средней эффективной высоте чувствительного слоя.

Качество фотографий при работе с пропиловым спиртом существенно не ухудшается. Однако коэффициент диффузии паров этого спирта в водороде в полтора раза меньше, чем паров метилового спирта, что увеличивает время восстановления чувствительности камеры. Поэтому в опытах 3 и 4 цикл работы камеры составлял 13 сек. Эффективность регистрации электронов от $\mu \rightarrow e$ распадов составляла 43% в опытах 3,4, в то время как в опытах 1,2,5 она была в среднем около 60%.

В серии опытов 1-5 было получено около 170000 стереофотографий. Все фотографии подвергались двойному просмотру. В среднем на 4 кадра наблюдалась одна остановка мюона в газе камеры (табл. 1, колонки 6,7). При просмотре выделялись события, обусловленные образованием $d\mu$ -атома и последующим пробегом его в газе камеры. На фотографиях такие случаи наблюдаются главным образом в виде следа остановившегося мюона и смещенного относительно точки остановки мюона следа электрона, который возник в результате распада мюона на орбите $d\mu$ - или $Z\mu$ -атома, или $pd\mu$ -молекулы. На фотографиях, относящихся к опытам 1,2 и 3, отбирались события описанного выше типа только в том случае, если в начале следа электрона четко видна "точка"- след электрона Оже, возникающего при каскадном переходе мюона с возбужденных уровней мезоатомов μC и μO в основное состояние (рис. 2а). Такой отбор позволяет производить более точное определение длины пробега $d\mu$ -атома. Ввиду сравнительно небольшого статистического материала, полученного в опытах 4 и 5, в этом случае для обработки включались и случаи без видимой "точки" в начале следа электрона (рис. 2б), но с четко определенной величиной смещения^{х/}.

К этому же классу событий принадлежат значительно более редкие случаи, когда $d\mu$ -атомы, сталкиваясь с протонами и дейтронами, образуют мезомолекулы $pd\mu$ и $dd\mu$ с последующим катализом ядерных реакций синтеза $p+d$ и $d+d$, а также случаи перехода мюона от дейтрона к сложному ядру, в которых при захвате мюона ядром образуется "звезда". Такие события не использовались для дальнейшей обработки.

Для всех отобранных событий требовалось, чтобы след электрона был четко виден и его длина превышала 5 мм. Числа событий в каждом опыте, которые были отобраны таким образом для последующих измерений, приведены в табл. 1 (колонка 8).

^{х/}Частота появления видимых "точек" так же, как и в случае перехода мюона от $p\mu$ -атомов к сложным ядрам^{14/}, зависит от концентрации примесей и составляет $\sim 70\%$ для опытов 1,2 и 5 и, ввиду меньшей вероятности перехода, только $\sim 40\%$ для опытов 3 и 4.

Обработка отобранных случаев производилась с помощью микроскопа УИМ-22, на котором измерялись длины проекций ℓ на горизонтальную плоскость пробегов d_{μ} -атомов (рис. 3). Точность измерения длин пробегов (в плоскости объекта), найденная по отклонению от среднего при двухкратном измерении всех событий одним оператором, а также при контрольных измерениях вторым оператором, составляла 0,1 мм.

Так как эффективность регистрации пробега d_{μ} -атома с длиной проекции ℓ существенно зависит от величины ℓ , то для построения распределений по длинам пробегов необходимо учесть следующие поправки:

1. Ввиду конечной и довольно значительной ширины следа мюона вблизи точки остановки ($\approx 0,4$ мм) эффективность регистрации может зависеть от угловых характеристик события, т.е. углов $\theta_{d_{\mu}}$ и θ_0 (рис. 3). Угол $\theta_{d_{\mu}}$ есть проекция угла, образуемого касательной к следу мюона в точке остановки и направлением пробега d_{μ} -атома, угол θ_0 - проекция угла, образуемого направлением пробега мезоатома и касательной к следу электрона распада в точке распада. Углы $\theta_{d_{\mu}}$ и θ_0 были измерены на микроскопе с точностью около 5° . На рис. 4 приведено распределение случаев в опыте 1 по этим углам. Ввиду изотропии соответствующих распределений по пространственным углам распределения по углам $\theta_{d_{\mu}}$ и θ_0 также не должны зависеть от углов. Из рис. 4 видно, что это положение выполняется для распределения по углу θ_0 , в то время как в распределении по углу $\theta_{d_{\mu}}$ наблюдается уменьшение числа случаев для больших углов $\theta_{d_{\mu}}$. Меньшая эффективность регистрации случаев, когда d_{μ} -атом летит "назад" ($\theta_{d_{\mu}}$ близко к 180°), связана с тем, что такие случаи могут выглядеть из-за конечной ширины следа мюона как случаи без смещения начала следа электрона. Это особенно существенно для малых величин пробегов ℓ , а также для регистрации событий, в которых требуется наличие "точки" в начале следа электрона распада. Поэтому для дальнейшего анализа в случае опытов 1, 2, 3 отбирались лишь события с $\theta_{d_{\mu}} < 120^{\circ}$. (В опытах 4 и 5 распределения по $\theta_{d_{\mu}}$ были близки к изотропным, и отсечки по углу не производилось). Поправка на эффективность регистрации по углу существенна только для самых малых величин ℓ и для $\ell < 2$ мм составляла в среднем для всех опытов 12%.

2. Поправка на эффективность регистрации из-за конечных размеров чувствительной области камеры существенна лишь для больших значений ℓ и была введена только в данные опыта 5, где из-за малой концентрации дейтерия пробеги d_{μ} -атомов достигают 20 мм. Поправка составляла в среднем около 10%.

3. Поправка на фон ложных событий, т.е. таких случаев, когда за след электрона распада может быть принят случайный след частицы, расположенный вблизи точки остановки мюона, для опытов 1-4 не превышала нескольких процентов и не

вводилась. Для примера на рис. 5 приведено распределение по ℓ в интервале $\ell = 0 \div 10$ мм без введения поправок (опыт 1), из которого можно видеть, что фон ложных событий в интервале пробегов $\ell = 0 \div 5$ мм пренебрежимо мал. Для опыта 5, где пробеги существенно больше, поправка составляла 7%.

Для построения распределений использовались случаи с пробегами в интервалах $1 \text{ мм} < \ell < 5 \text{ мм}$ для опытов 1-4 и $1 \text{ мм} < \ell < 15 \text{ мм}$ для опыта 5. Окончательные числа случаев для каждого опыта в указанных интервалах после введения всех поправок приведены в колонке 9 табл.1.

Полученные распределения по пробегам ℓ приведены на рис. 6-8. Указанные ошибки в каждой точке учитывают как статистические ошибки, так и неопределенности от введения поправок. На рис. 6-8 указаны также числа случаев в опытах 1,2 и 4 с пробегами $0 < \ell < 1$ мм. В эти числа включены как зарегистрированные случаи с видимыми пробегами, меньшими 1 мм, так и случаи без видимых пробегов, число которых оценено из вероятности образования $d\mu$ -атома в процессе (1). В дальнейшем анализе эти точки распределений не учитывались.

Наряду с распределениями, полученными в наших опытах, при анализе были использованы также данные опыта Шиффа^{17/}, выполненного с помощью жидководородной камеры. Экспериментальные условия этого опыта также приведены в табл. 1. На рис. 9 представлено в виде гистограммы распределение по пробегам $d\mu$ -атомов, построенное по 68 случаям, измеренным в работе Шиффа^{х/}.

3. Анализ экспериментальных данных

Из качественного рассмотрения распределений по пробегам, полученных с различной концентрацией дейтерия (опыты 1 и 5, рис. 6) и различной концентрацией ядер С и О (опыты 2 и 3, рис. 7), видно, что с увеличением количества как дейтерия, так и Z-примесей, происходит смещение распределений в сторону малых пробегов. Это указывает на относительно сильную зависимость распределений от макроскопического сечения упругого рассеяния $d\mu$ -атомов на дейтронах $n_d \sigma_{d\mu+d}$ (n_d - число атомов дейтерия в см^3) и на существенную роль неупругого процесса - перехода мюона от дейтрона к ядрам с более высокими Z. Количественное определение сечений $\sigma_{d\mu+d}$, $\sigma_{d\mu+p}$ и $\sigma_{d\mu+z}$ может быть проведено методами нейтронной физики, т.к. замедление $d\mu$ -атомов, образующихся в процессе (1) с энергией 45 eV, во многом аналогично замедлению надтепловых нейтронов в среде, состоящей из различного сорта ядер. Однако решение кинетического уравнения, описывающего такой

^{х/} В этой работе измерялись величины пробегов $d\mu$ -атомов только для случаев, в которых наблюдались звезды с видимыми лучами, возникающие при захвате мюона ядрами неона.

процесс, в аналитическом виде существует лишь для некоторых частных случаев. В нашем случае задача осложняется еще и тем, что время жизни $d\mu$ -атома сравнимо со временем замедления до тепловой скорости, в связи с чем общее число столкновений мало (≈ 10), и доля столкновений в тепловой области также мала. Поэтому для расчета дифференциальных распределений по пробегам был использован метод случайных испытаний (метод Монте-Карло). Параметры замедления (сечения и время жизни) были получены сравнением экспериментальных распределений и распределений, рассчитанных методом Монте-Карло, с помощью χ^2 -анализа. Все расчеты были произведены на электронно-вычислительной машине.

Последовательность моделирования процесса замедления $d\mu$ -атомов и вычисления пробегов показана на рис. 10. Поскольку наибольшую роль в рассматриваемом процессе, как отмечалось выше, играет рассеяние $d\mu$ -атомов на дейтронах, оно моделировалось более детально. Как хорошо известно из теории и экспериментов по рассеянию медленных нейтронов в водороде, вплоть до энергий нейтронов порядка энергии первого колебательного уровня молекулы (для молекулы D_2 , $\epsilon_{\text{кол.}} = 0,4 \text{ eV}$), рассеяние можно рассматривать, как рассеяние на свободных частицах. При дальнейшем уменьшении энергии эффекты молекулярной связи проявляются в том, что эффективное сечение (приведенное на одну частицу в молекуле) возрастает и преобладает рассеяние на малые углы. Из дальнейшего анализа будет видно, что различные предположения о характере взаимодействия в области энергий $d\mu$ -атомов, близкой к тепловой, мало сказываются на распределениях по ℓ . Поэтому весь интервал кинетических энергий $d\mu$ -атомов T делился только на две области: а) надтепловую, $0,05 \text{ eV} < T < 45 \text{ eV}$ и б) тепловую (максвелловскую), $T \leq 0,05 \text{ eV}$.

В надтепловой области считалось, что рассеяние происходит на свободных дейтронах, а угловое распределение изотропно в с.п.м. Энергетическая зависимость сечения σ_{d+d} была взята из теоретической работы Коэна и др.^{12/}, в которой показано, что сечение увеличивается только в 1,5 раза при изменении энергии от 45 eV до $0,05 \text{ eV}$.

В тепловой области предполагалось, что упругое рассеяние $d\mu$ -атомов происходит на молекулах D_2 , причем в одном из вариантов расчета сечение в тепловой области бралось постоянным и в 1,5 раза большим, чем сечение σ_{d+d}^0 на границе $0,05 \text{ eV}$; в других вариантах - таким же, как и на границе. В расчетах предполагалось также, что столкновения в тепловой области происходят с покоящимися молекулами D_2 , а максвелловское движение D_2 было учтено лишь при расчете средней энергии относительного движения $d\mu$ -атома и молекулы D_2 , которая при $t = 242^\circ \text{K}$ (условия наших опытов) равна $0,045 \text{ eV}$. Угловое распределение рассеянных $d\mu$ -атомов бралось либо изотропным в с.п.м., либо в виде, полученном Швингером и Теллером^{18/} для рассеяния нейтронов на молекулах H_2 .

С учетом различия масс дейтрона и протона оно имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{\sin(2,5 \sin \theta/2)}{2,5 \sin \theta/2} \right]^2. \quad (6)$$

Это распределение отвечает рассеянию $d\mu$ -атомов при энергии $T = 0,045 \text{ eV}$ на молекулах D_2 , находящихся в основном состоянии.

Ввиду слабого влияния на распределения по пробегам макроскопических сечений $n_p \sigma_{d\mu+p}$ и $n_z \sigma_{d\mu+z}$ считалось, что рассеяние $d\mu$ -атомов происходит на свободных протонах и ядрах С и О. Угловые распределения $d\mu+p$ и $d\mu+z$ рассеяния принимались изотропными, а сечения рассеяния - не зависящими от энергии во всем энергетическом интервале.

Программа расчета учитывала, помимо угловых и энергетических зависимостей сечений рассеяния, также кинематические зависимости для каждого типа рассеяния. Значения макроскопических сечений в каждом опыте задавались пропорциональными концентрации соответствующего сорта ядер. Время жизни $d\mu$ -атома $\tau = \frac{1}{\lambda}$ задавалось таким образом, что в опытах 1, 2 и 5 оно было в 3 раза меньше, чем в опытах 3 и 4, т.е. $\lambda = 1/3\lambda_1 = 1/3\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = 1/3\lambda_5$ ^{x/}. Во всех случаях принималось, что время жизни $d\mu$ -атома не зависит от его скорости.

Был произведен также расчет распределения в условиях опыта Шиффа^{/7/}, в котором заметную роль играет упругое рассеяние $d\mu$ -атомов на протонах. При этом использовалось значение $\lambda = 2 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, полученное из данных работ по определению вероятностей образования мезомолекул $pd\mu$ и перехода мюона к ядрам неона в жидком водороде^{/9,10/}. Малый вклад сечения $\sigma_{d\mu+p}$, определенного из анализа этого распределения, учитывался при расчете распределений опытов 1-5.

В ходе расчетов были найдены для каждого опыта также среднее число упругих соударений и средняя скорость $d\mu$ -атома, определяемые выражениями:

$$\bar{q} = \frac{\sum_m q_m}{M}, \quad \bar{v}_{d\mu} = \frac{\sum_{i,m} (r_i)_m}{\sum_{i,m} (t_i)_m}, \quad (7)$$

где r_i - расстояние, проходимое мезоатомом между i и $i+1$ столкновением, t_i - время пролета между i и $i+1$ столкновением, индекс m относится к номеру мезоатома, M - число разыгрываемых случаев.

Для уменьшения статистических ошибок в расчетных распределениях число разыгрываемых случаев для каждого опыта примерно на порядок превышало число случаев в экспериментальных распределениях.

^{x/} Это соотношение было определено из суммарного выхода реакций $d\mu+p \rightarrow He^3 + \mu^-$ и $d\mu+d \rightarrow t+p+\mu^-$, который был в $3,0 \pm 0,8$ раза больше в опытах с пропиловым спиртом, чем с метиловым.

С целью проверки программы расчета по методу Монте-Карло она была использована для расчета ряда вариантов обычной диффузионной задачи. Полученные распределения находятся в хорошем согласии с точным решением этой задачи, которое может быть получено в аналитическом виде.

Значения задаваемых параметров, наилучшим образом описывающие экспериментальные распределения по пробегам, находились путем минимизации функционала:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^5 \sum_{j=1}^7 \frac{(N_{k,j}^{\text{эксп.}} - N_{k,j}^{\text{расч.}})^2}{\Delta_{k,j}^2 + \delta_k N_{k,j}^{\text{расч.}}}, \quad (8)$$

где $N_{k,j}^{\text{эксп.}}$ - число случаев в интервале j ($j = 1, 2 \dots 7$) для опыта K ($K = 1, 2, \dots, 5$); $N_{k,j}^{\text{расч.}}$ - число случаев в интервале j рассчитанного по методу Монте-Карло распределения для опыта K , нормированного на полное число случаев экспериментального распределения опыта K ; $N_k^{\text{эксп.}} = \sum_{j=1}^7 N_{k,j}^{\text{эксп.}}$ - число случаев в экспериментальном числе случаев $N_{k,j}^{\text{эксп.}}$; $\delta_k N_{k,j}^{\text{расч.}}$ учитывает статистический разброс расчетных распределений ($\delta_k = \frac{N_k^{\text{эксп.}}}{M_k}$, M_k - полное число разыгрываемых случаев опыта K).

Минимум функционала (8) находился путем вариации параметров λ , $\sigma_{d\mu+d}$ и $\sigma_{d\mu+z}$ методом линеаризации^{/11/}. Поскольку квадратичность функционала (8) в области минимума выполнялась достаточно хорошо, для нахождения минимума требовалось обычно не более 3-4 итераций.

4. Результаты анализа

Результаты сравнения экспериментальных распределений по ℓ с расчетными представлены в таблицах II и III. В таблице II приведены параметры, отвечающие минимуму χ^2 , и значение χ_{\min}^2 для трех вариантов, характеризующихся различными предположениями о рассеянии $d\mu$ - атомов на дейтронах в области тепловых энергий. Как видно из табл. II, наименьшее значение $\chi_{\min}^2 = 37$ при ожидаемом 32 (число экспериментальных точек 35, число варьируемых параметров 3) достигается для варианта 3, при расчете которого предполагалось, что сечение рассеяния $d\mu + d$ не меняется для $T = T_{\text{тепл.}}$ и угловое распределение для $T = T_{\text{тепл.}}$ взято в виде (6). Значения параметров для каждого из опытов, относящиеся к этому варианту, приведены в табл. III; расчетные кривые для этих параметров приведены на рис. 8-9 сплошными линиями.

Как видно из табл. II, два других варианта ($\chi_{\min}^2 = 42$ и $\chi_{\min}^2 = 41$) также достаточно хорошо согласуются с экспериментом и значения параметров для каждого из трех вариантов близки. Это связано с тем, что в тепловой области скорость мезоатома мала и он совершает сравнительно малое число столкновений. В

Таблица II

| Вариант (Т $\leq T_{тепл}$) | Значения параметров χ_2^2 , отвечающие минимуму χ^2 | | | | | χ_{min}^2 | χ_{min}^2 / χ^2 |
|---|---|--|--|--|--|----------------|-------------------------|
| | $\sigma_{\mu+d}$ | $n_d \sigma_{\mu+d}$ (см ⁻¹) | $n_p \sigma_{\mu+p}$ (см ⁻¹) | $n_z \sigma_{\mu+z}$ (см ⁻¹) | λ (10 ⁶ сек ⁻¹) | | |
| 1. Изотропное | $\sigma_{\mu+d}^0$ | 35,3±0,6 | 1,0±1,0 | 1,8±0,2 | 0,76±0,03 | 42 | 1,31 |
| 2. $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{\sin(2,5 \sin \theta / 2)}{2,5 \sin \theta / 2} \right]^2$ | 4,5 $\sigma_{\mu+d}^0$ | 34,8±0,8 | 1,0±1,0 | 1,8±0,2 | 0,76±0,04 | 41 | 1,28 |
| 3. $\sigma_{\mu+d}^0$ | $\sigma_{\mu+d}^0$ | 35,2±0,6 | 1,0±1,0 | 1,8±0,2 | 0,81±0,04 | 37 | 1,16 |

х) В таблице приведены значения макроскопических сечений для опыта 3. Значения этих величин для других опытов могут быть получены, исходя из соотношения концентраций ядер d и z в этих опытах.

Таблица III

| Номер опыта | Параметры, отвечающие минимуму χ^2 | | | | $\bar{v}_{\text{фл}}$ (10^5 см/сек) | Среднее число соударений \bar{g} | Число ра- зыгрывае- мых слу- чает N | Повторяемость χ^2 | | |
|-----------------------------|--|--|--|--|--|------------------------------------|---------------------------------------|------------------------|------|------|
| | $n_{\sigma_{\text{фл}+d}}$ (см^{-1}) | $n_{\sigma_{\text{фл}+p}}$ (см^{-1}) | $n_{\sigma_{\text{фл}+r}}$ (см^{-1}) | λ (10^8 сек^{-1}) | | | | I | 2 | 3 |
| 1 | 22,6 | 1,0 | 1,80 | 2,43 | 5,8 | 8,1 | 7000 | 11,4 | 11,6 | 11,7 |
| 2 | 35,2 | 1,0 | 1,80 | 2,43 | 4,7 | 9,2 | 5000 | 10,8 | 10,9 | 11,0 |
| 3 | 35,2 | 1,0 | 0,36 | 0,81 | 3,0 | 15,3 | 7000 | 3,5 | 3,4 | 3,7 |
| 4 | 29,0 | 1,0 | 0,36 | 0,81 | 3,2 | 13,7 | 3000 | 2,7 | 2,6 | 2,8 |
| 5 | 2,5 | 1,0 | 1,80 | 2,43 | 15,2 | 5,8 | 3000 | 8,5 | 8,1 | 8,4 |
| Опыт Шиффа (жидкий водород) | 0 | 30,0 | 0 | 20,0 | 17,5 | 4,7 | 1000 | - | - | - |
| | | | | | | | $\Sigma = 26000$ | 36,9 | 36,6 | 37,6 |

таблице III приведены средняя скорость $d\mu$ - атома $\bar{v}_{d\mu}$ и среднее число столкновений \bar{q} для каждого из опытов. Как видно из таблицы, \bar{q} превышает среднее число столкновений до замедления, равное 10, только для опытов 3 и 4, время жизни мезоатома τ в которых сравнительно велико.

Поскольку средние скорости для каждого опыта превышают тепловую (2.10^5 см/сек), можно сделать заключение, что ни в одном из опытов не достигается полной термализации. В опыте 3, в котором число столкновений в тепловой области составляло около 5, было учтено, что столкновения $d\mu$ - атомов происходят на молекулах D_2 , имеющих максвелловское распределение по скоростям. Как видно из рис. 11, обе кривые (с учетом и без учета влияния максвелловского распределения) близки.

Из таблицы III видно, что вклад макроскопических сечений рассеяния на протонах и сложных ядрах мал для опытов 1-4, и сравним со вкладом макроскопического сечения рассеяния на дейтронах для опыта 5. При расчете распределения, относящегося к опыту Шиффа, ввиду малого числа экспериментальных случаев и некоторой неопределенности в значении λ , вкладом макроскопических сечений рассеяния на дейтронах и ядрах неона пренебрегалось и считалось, что рассеяние происходит только на протонах. На рис. 9 сплошная кривая представляет рассчитанное методом Монте-Карло распределение для $\lambda = 2.10^7$ сек $^{-1}$ и $n_p \sigma_{d\mu+p} = 30$ см $^{-1}$. Зависимость рассчитанных распределений от λ можно видеть по кривым, приведенным на этом же рисунке. В конце таблицы 3 приведены числа разыгрываемых случаев и значения χ^2 для каждого опыта. Повторяемость значений χ^2 , проверявшаяся повторными расчетами с различными случайными числами, была в пределах 1,5%.

Указанные в таблице 2 значения ошибок для величин макроскопических сечений и λ , вычисляемые в методе линеаризации, несколько занижены. Это связано с тем, что, как отмечалось выше, расчетные функции распределения имеют некоторый статистический разброс. Для окончательных результатов нами были использованы значения ошибок параметров, определенные из условия $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$. Окончательные значения сечений упругого рассеяния $d\mu$ - атомов приведены в таблице 4. Ошибки в значениях величин $\sigma_{d\mu+d}$ и $\sigma_{d\mu+z}$ включают неопределенности в задаваемой концентрации дейтерия и в оценке содержания ядер C и O.

5. Обсуждение результатов

В таблице 4, наряду с экспериментальными величинами сечений, приведены теоретические значения, вычисленные в работах Зельдовича и Герштейна^{/3/} и Козна и др.^{/2/}. Согласно этим работам рассеяние $d\mu + d$ при малых энергиях с очень хорошим

приближением является S -рассеянием и по аналогии с рассеянием нейтронов сечение может быть записано в виде (при $T = 0$)^{x/}

$$\sigma_{d\mu+d} = 4\pi \left(\frac{2}{3} a_g^2 + \frac{1}{3} a_u^2 \right), \quad (9)$$

где a_g и a_u — длины рассеяния на мезомолекулярных потенциалах V_g и V_u , соответствующих состояниям отталкивания и притяжения ядер. Для случая одинаковых ядер аппроксимация потенциалов и нахождение длин рассеяния несколько упрощается и произ-

Т а б л и ц а IV

Сечения упругого рассеяния $d\mu$ - атомов

| Процесс | Экспериментальные значения | Теоретические значения |
|---------------------------------|--|--|
| $d\mu + d \rightarrow d\mu + d$ | $(4,15 \pm 0,29) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ | $3,3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ^{/3/} $3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ^{/2/} |
| $d\mu + p \rightarrow d\mu + p$ | $(0,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ $(0,8 \pm 0,4)$ | $\sim 10^{-21} \text{ см}^2$ ^{/2/} |
| $d\mu + Z \rightarrow d\mu + Z$ | $(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ | $\sim 10^{-18} \text{ см}^2$ |

водится в обычном адиабатическом приближении с учетом главным образом поправки на движение мюона в мезоатоме. Для рассеяния $d\mu$ -атомов (в отличие от рассеяния $p\mu$ -атомов на протонах, изучавшегося нами ранее^{/4/}) сечение (9) практически не зависит от спинового состояния $d\mu$ -атома (полный спин $d\mu$ -атома может быть равен $3/2$ или $1/2$). Это связано с тем, что длины рассеяния a_g и a_u одинаковы по знаку и почти равны по величине^{/12/} (согласно^{/3/} $a_g = 8,67$ и $a_u = 5,76$ в единицах $2,56 \cdot 10^{-11}$ см). Хорошее совпадение результатов двух теоретических расчетов $\sigma_{d\mu+d}$ ^{/23/} и согласие их с экспериментом указывает на обоснованность принимаемых в теории приближений.

В таблице 4 в качестве экспериментального значения $\sigma_{d\mu+p}$ приведена величина сечения, полученная из анализа распределения, измеренного в опыте с жидким водородом^{/7/}. Анализ, проведенный только по нашим данным (опыты 1-5), показал, что $\sigma_{d\mu+p} < 5 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$. Согласно теоретическим расчетам Коэна и др.^{/2/} в упругом рассеянии $d\mu + p$ может проявляться эффект Рамзауера-Таунсенда. В данном случае рассеяние при малых энергиях определяется только одной S -фазой, и сечение становится равным нулю при энергии $d\mu$ -атома в л.с. около 0,45 eV (рис. 12). К этому эффекту приводит учет дальнедействующих сил в потенциале рассеяния на состояниях, больших 20 боровских радиусов мюона. Коэн и др.^{/2/} показали также, что

x/ Следует отметить, что экспериментальная величина сечения $d\mu+d$ относится к эффективной энергии $T = 0,1 \text{ eV}$, и ввиду слабой зависимости от энергии оно может быть отнесено к $\sigma_{d\mu+d}$ при $T = 0$, расчетные значения которого приведены в табл.4.

без учета этой коррекции сечение мало меняется с энергией и составляет $5,3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$. Экспериментальная величина сечения относится к эффективной энергии $T \approx 1 \text{ eV}$ и качественно согласуется с предположением о наличии эффекта Рамзауера-Таунсенда.

Анализ, проведенный в настоящей работе, позволил получить также независимые сведения о времени жизни $d\mu$ -атома в газообразном водороде. При этом для опытов с пропиловым спиртом (опыты 3 и 4), когда концентрация ядер С и О составляла около 1/4000, это время близко ко времени жизни мюона. Суммарная скорость неупругих процессов для этих опытов $\lambda = \lambda_0 + \lambda'_z c_z + \lambda'_{pd\mu} = (0,8 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. В случае опытов 1,2,5 $\lambda = (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. Из последнего результата с учетом малой поправки ($\approx 3\%$) на образование мезомолекул $pd\mu$ в газе следует, что скорость перехода мюона от $d\mu$ -атома к ядрам С и О составляет

$$(\lambda'_z c_z)^d = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}, \quad (10)$$

что является средним значением скоростей перехода к углероду и кислороду. Используя данные работ^{/4,5/} для скорости перехода к С и О от $p\mu$ -атома, можно получить отношение

$$\frac{(\lambda'_z c_z)^d}{(\lambda'_z c_z)^p} = \frac{(1,9 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}}{(0,9 \pm 0,25) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}} = 2,1 \pm 0,7.$$

Это отношение мало чувствительно к неопределенности в концентрации примесей, т.к. сравниваются опыты, проводившиеся в одних и тех же условиях. В пересчете к плотности жидкого водорода значение (10) соответствует величине

$$\lambda_{c,o}^d = (4,7 \pm 1,4) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1},$$

которая качественно согласуется со скоростью перехода мюона от $d\mu$ -атома к неону ($Z = 10$), измерявшейся в жидком водороде и равной $\approx 1 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ ^{/7,9,10/}. Отметим, что теоретическое значение для скорости перехода к кислороду^{/13/} близко к $5 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$.

Сечение процесса перехода мюона от дейтрона к ядрам углерода и кислорода σ_z может быть определено из соотношения $\lambda'_z = n_z \sigma_z \bar{v}_{d\mu}$ и для условий опыта 5 составляет $0,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Сечение упругого рассеяния $\sigma_{d\mu+z}$ находится в согласии с этой величиной (см. табл. 4), т.к. следует ожидать, что $\sigma_{d\mu+z} > \sigma_z$.

В заключение необходимо отметить, что анализ, аналогичный изложенному, проводится в настоящее время для рассеяния $p\mu$ -атомов на протонах. Результаты настоящей работы существенны также для интерпретации выходов ядерных реакций $p + d\mu \rightarrow He^3 + \mu^-$ и $d\mu + d \rightarrow t + p + \mu^-$, данные о которых будут опубликованы позднее.

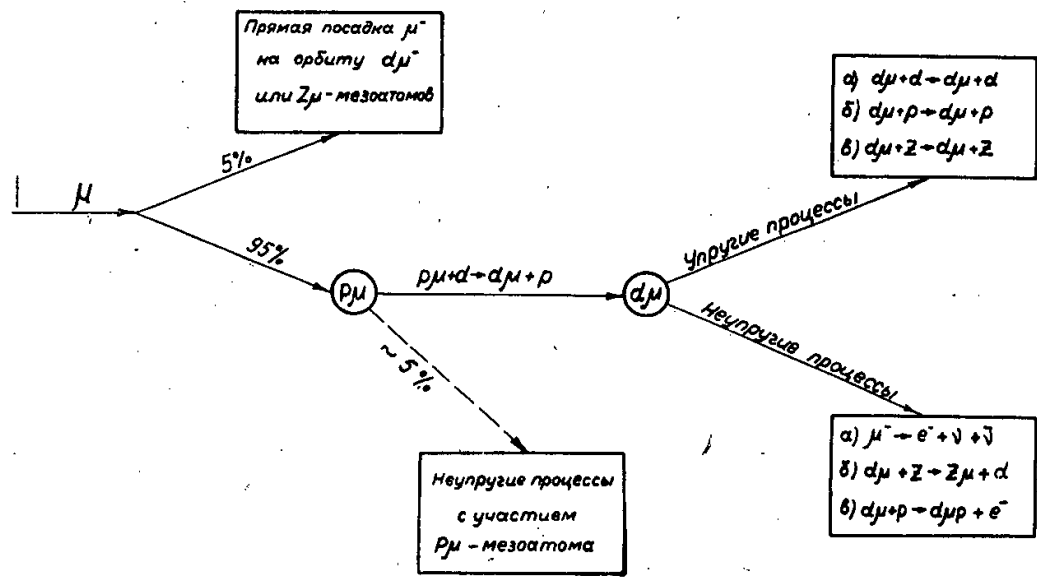
Авторы выражают глубокую благодарность С.С. Герштейну, Ю.М. Казаринову, И.Н. Силину, Р.М. Суляеву и В.М. Цупко-Ситникову за полезные дискуссии и ценные замечания, Л.И. Краснослободцевой, Ю.Л. Сайкиной и Т.С. Обьездновой за помощь в измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. L.W. Alvarez et al. Phys.Rev., 105, 1127 (1957).
2. S. Cohen, D.Z. Judd and R.J. Riddell. Phys.Rev., 119, 397 (1960).
3. Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн. УФН, 71, 581 (1960).
4. В.П. Дзелепов, П.Ф. Ермолов, Е.А. Кушниренко, В.И. Москалев, С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 42, 439 (1962).
5. V.P. Dzheleпов, M. Friml, S.S. Gerstein, Yu.V. Katyshev, V.I. Moskalev and P.F. Yermolov. Proceedings of the 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 484;

В.П. Дзелепов, Атомная энергия, 14, вып. 1, 27 (1963).
6. В.П. Дзелепов, П.Ф. Ермолов, Ю.В. Катышев, В.И. Москалев, В.В. Фильченков, М. Фримл. Препринт ОИЯИ Д-1551, Дубна, 1964.
7. M. Schiff. Nuovo Cim., 22, 66 (1961).
8. J. Schwinger and E. Teller. Phys.Rev., 52, 286 (1937).
9. G. Conforto, S. Focardi, C. Rubbia and E. Zavattini. Phys.Rev.Lett, 9, 432 (1962) and Erratum in Phys.Rev.Lett., 9, 525 (1962).
10. E.W. Anderson, E.J. Bieser, L.M. Lederman, S.L. Rosen, J.E. Rothberg and J.T. Wang. Phys.Rev., 132, 2679 (1963).
11. С.Н. Соколов, И.Н. Сялин. Препринт ОИЯИ Д-810, Дубна, 1961.
12. С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 40, 698 (1961).
13. С.С. Герштейн. ЖЭТФ, 43, 706 (1962).

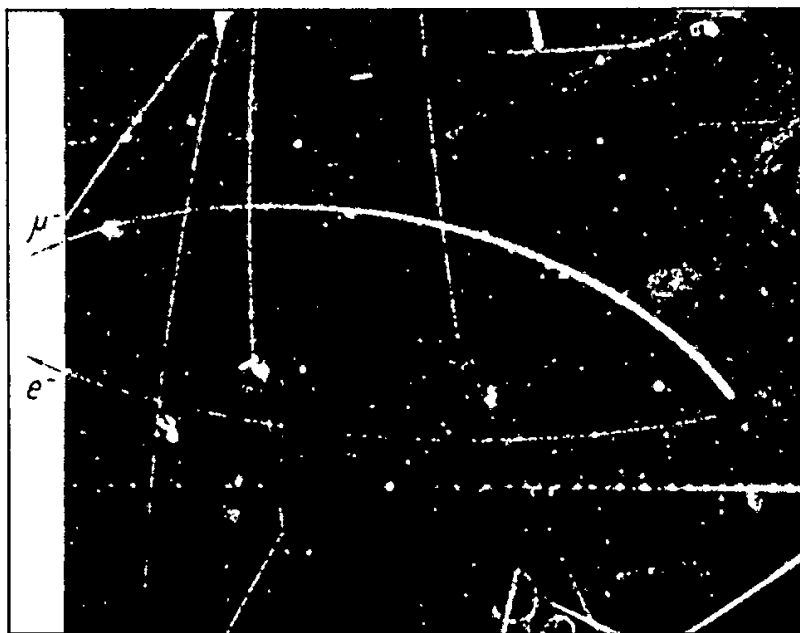
Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1964 г.



Р и с. 1. Схема процессов с участием $d\mu$ атома в смеси 95% H+5% D.

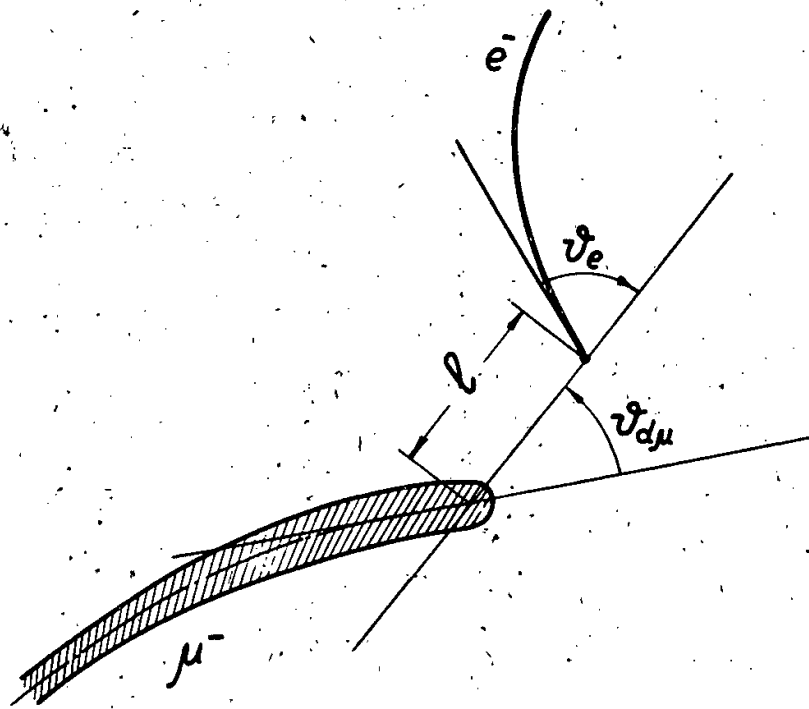


a)

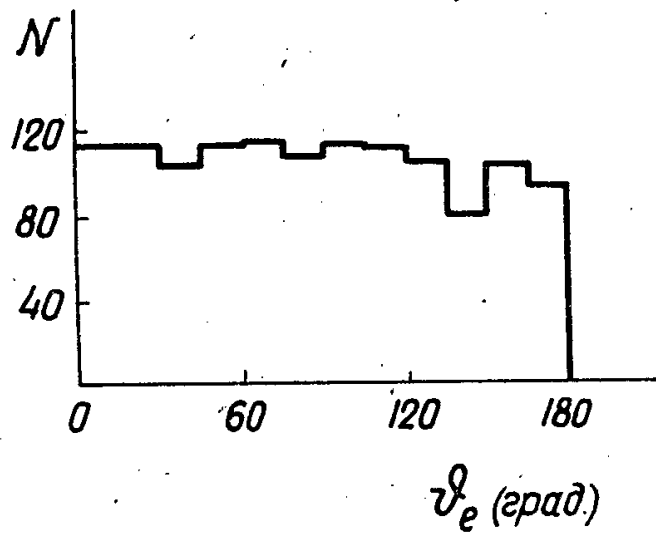
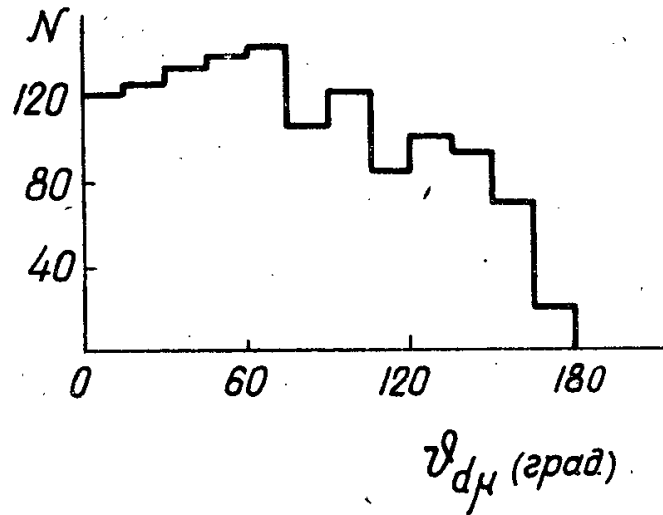


b)

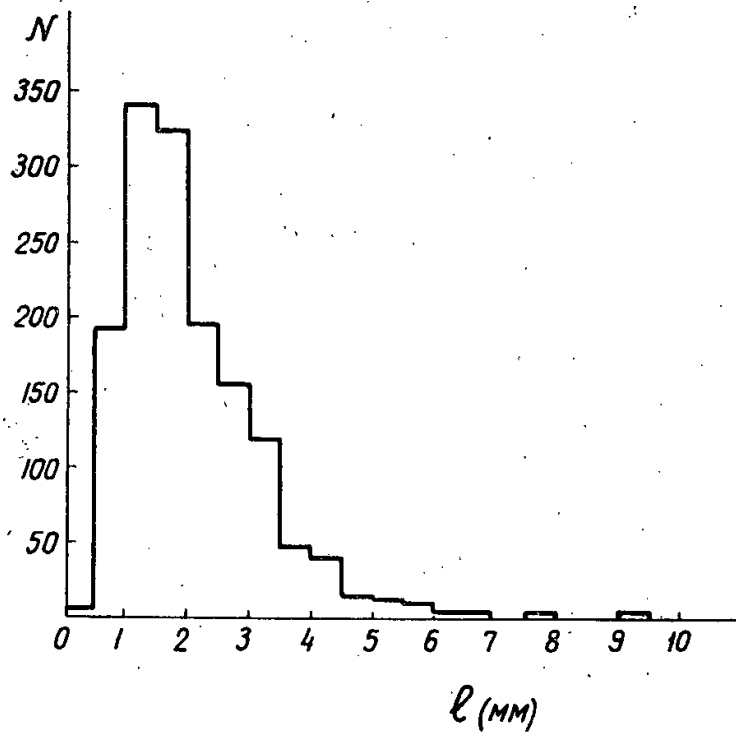
Р и с. 2. Фотографии случаев образования $d\mu$ -атома: а) опыт 2 (мет.спирт); б) опыт 3 (н.проп.спирт). Пробег $d\mu$ -атома наблюдается как смещение начала следа электрона распада относительно точки остановки мюона. В случае а) в начале следа электрона распада видна "точка" - след электрона Оже.



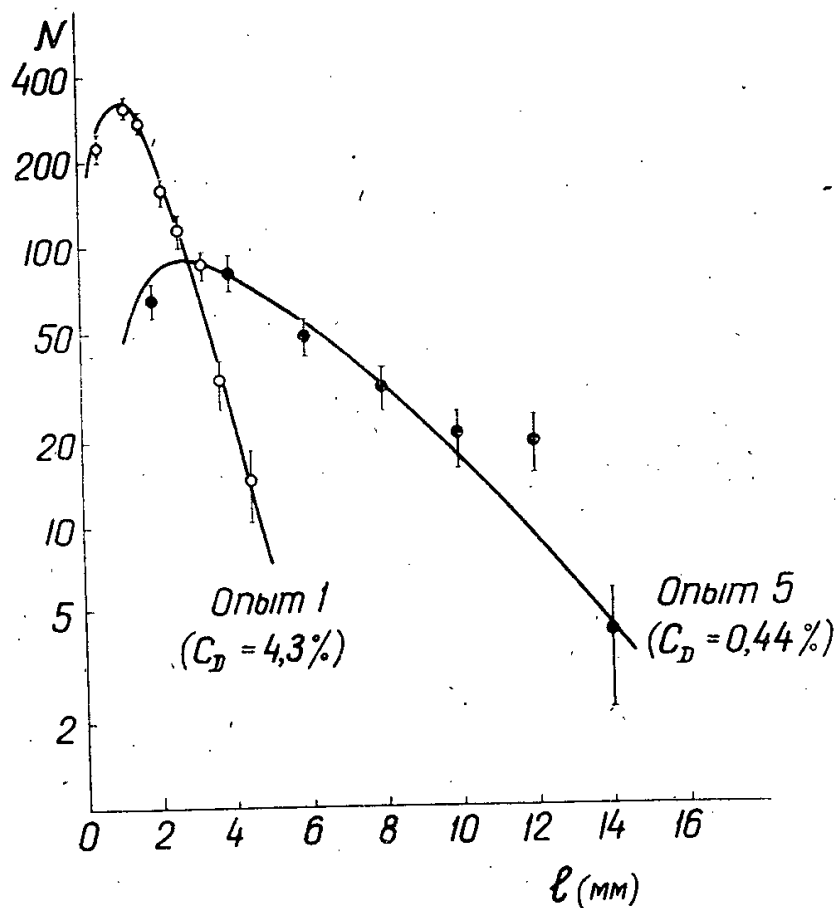
Р и с. 3. Схематический рисунок события с пробегом $d\mu$ -атома.



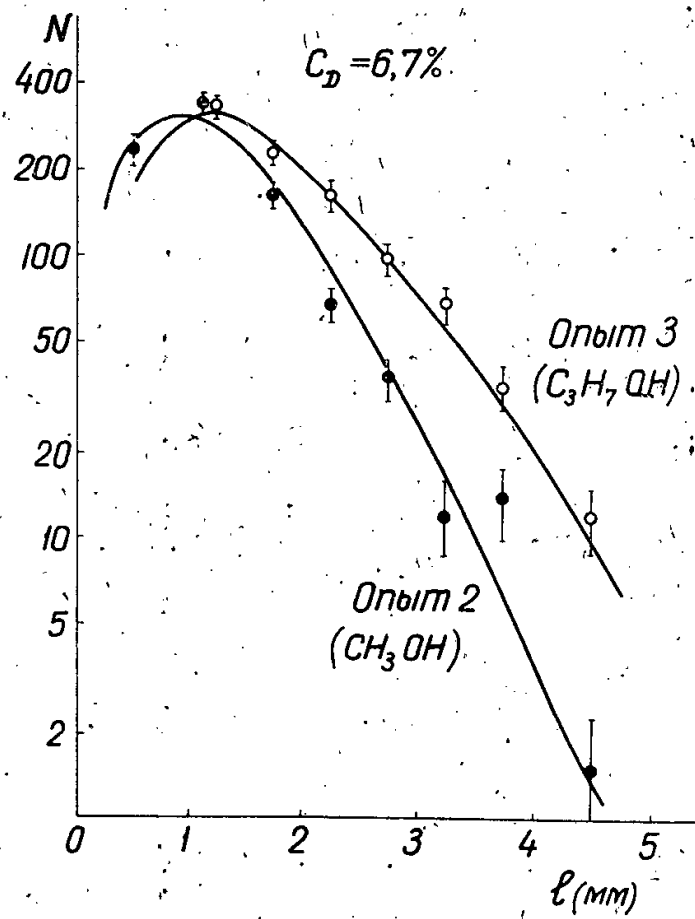
Р и с. 4. Распределение случаев по углам $\theta_{d\mu}$ и θ_e . (опыт 1).



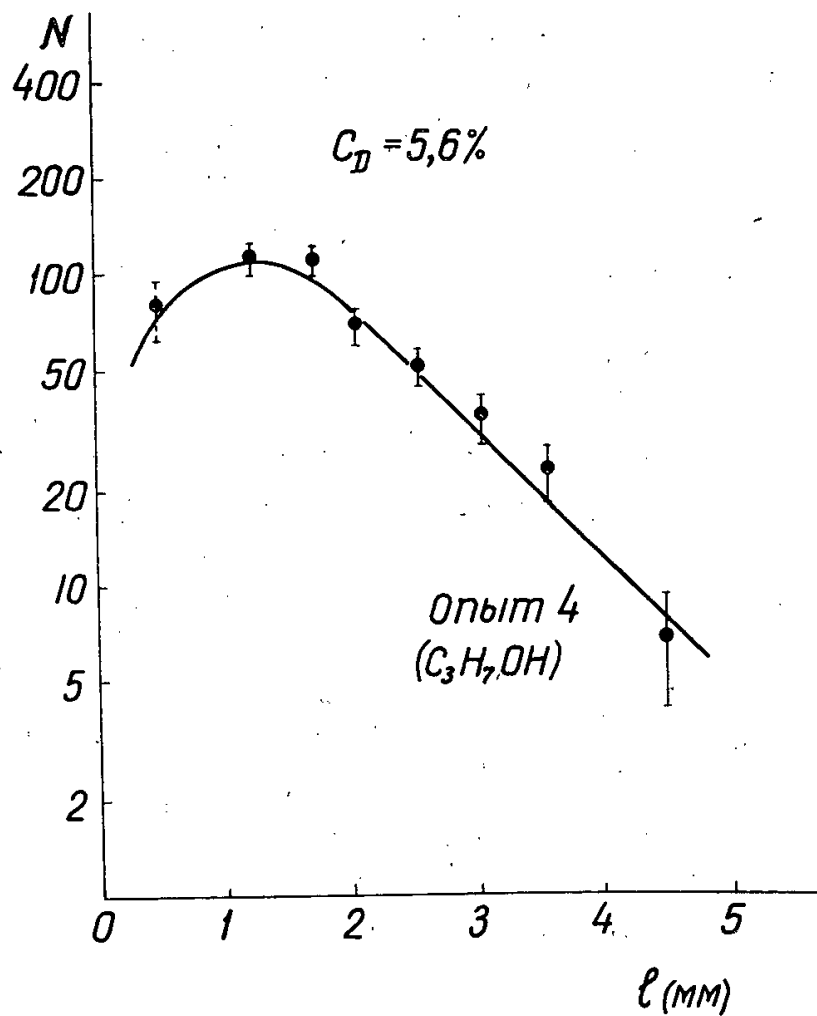
Р и с. 5. Распределение случаев по длине пробега d_{μ} -атома (опыт 1).



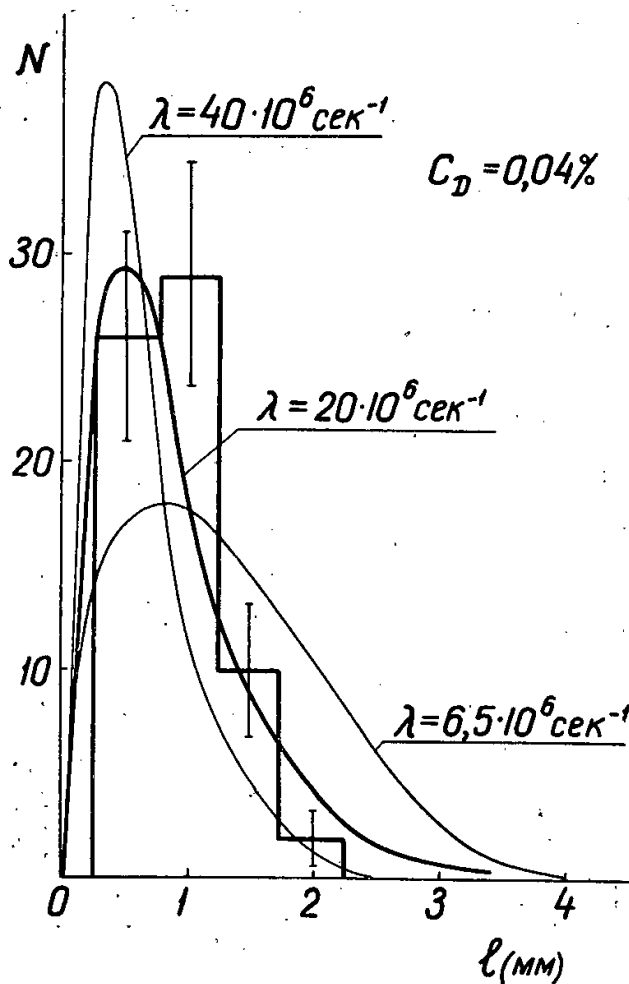
Р и с. 6. Экспериментальные распределения случаев по длине пробега l $d\mu$ -атома в опытах 1 и 5. Сплошные кривые рассчитаны по методу Монте-Карло (см. раздел 4) с параметрами, приведенными в табл. 3.



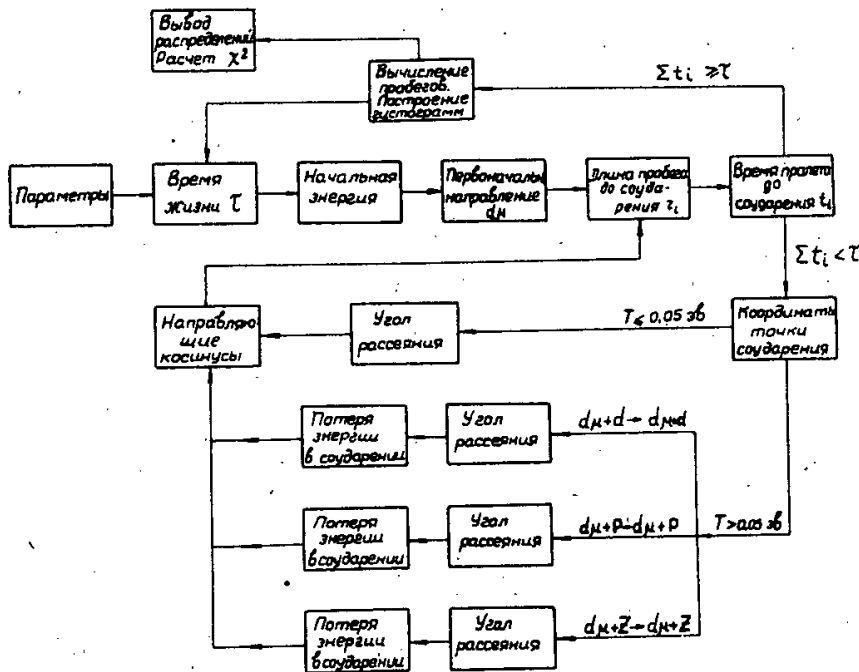
Р и с. 7. То же, что и на рис. 6, для опытов 2 и 3.



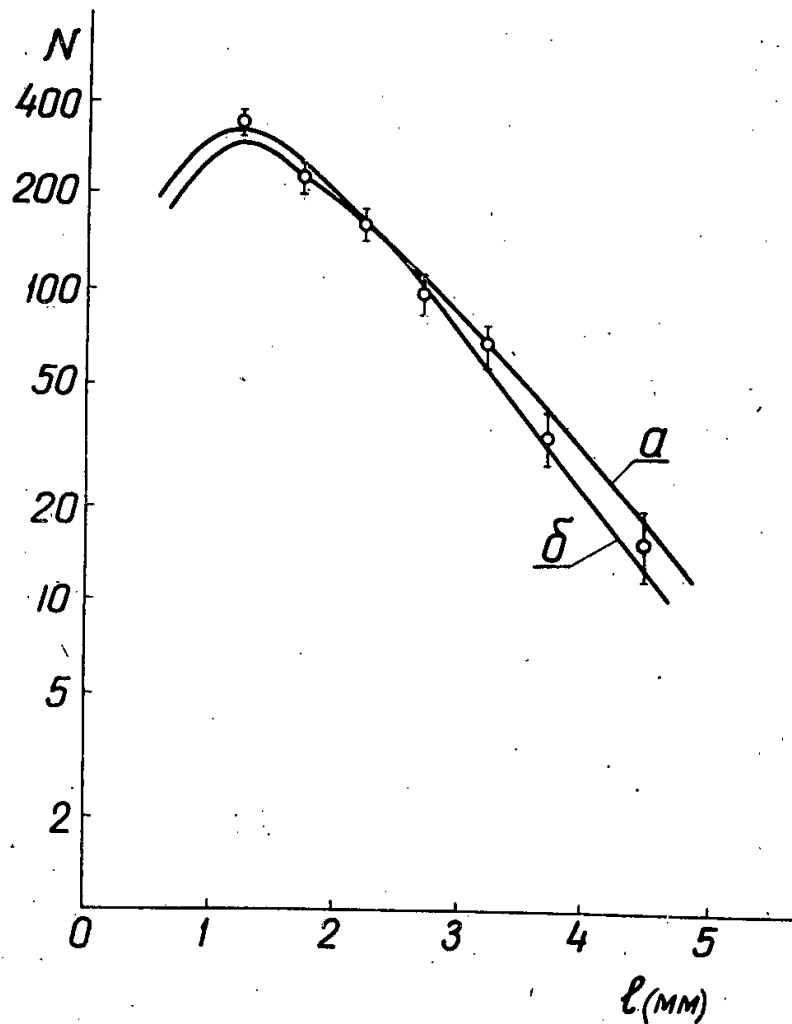
Р и с. 8. То же, что и на рис. 6, для опыта 4.



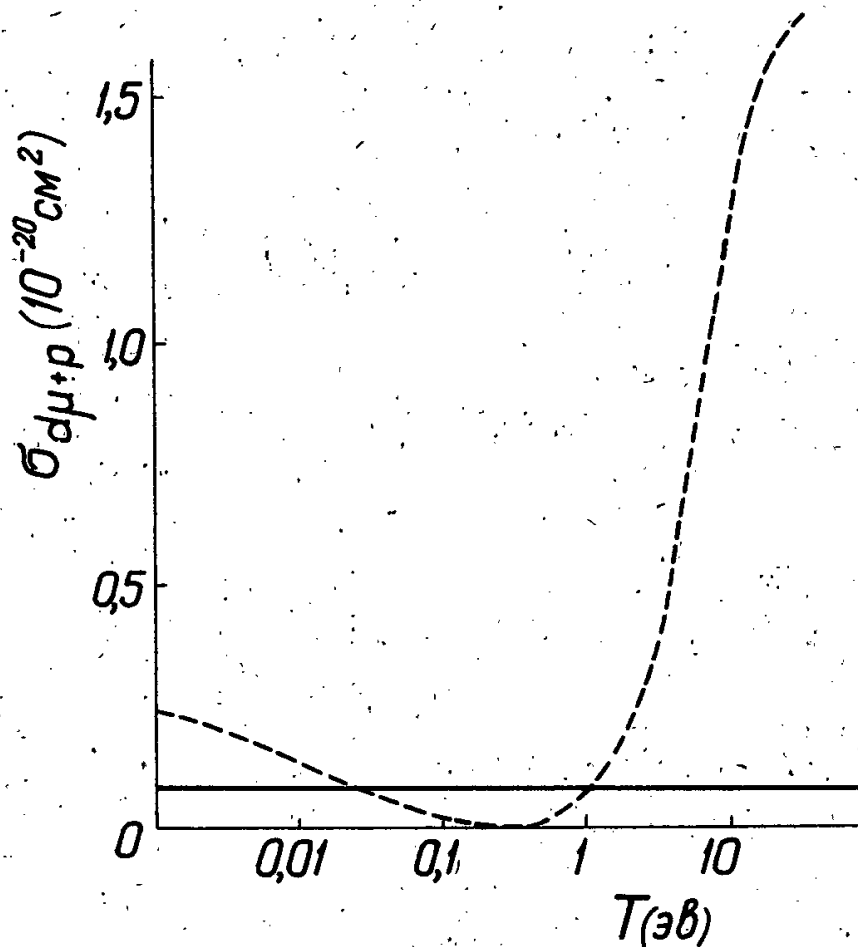
Р и с. 9. То же, что и на рис. 6, для опыта Шиффа^{17/}. Кривые, рассчитанные по методу Монте-Карло, приведены для трех различных значений λ .



Р и с. 10. Схема моделирования процесса замедления d_{μ} -атомов и вычисления пробегов.



Р и с. 11. Расчетные распределения по длине пробега $d\mu$ -атома для опыта 3 с учетом максвелловского движения молекул D_2 (кривая а) и без учета (кривая б). Точками указаны экспериментальные результаты опыта 3.



Р и с. 12. Зависимость сечения упругого рассеяния d_{μ} -атома на протонах от кинетической энергии мезоатома в л.с. Пунктирная кривая - зависимость сечения по Коэну и др.^[12], сплошная линия - зависимость, использованная в расчете.

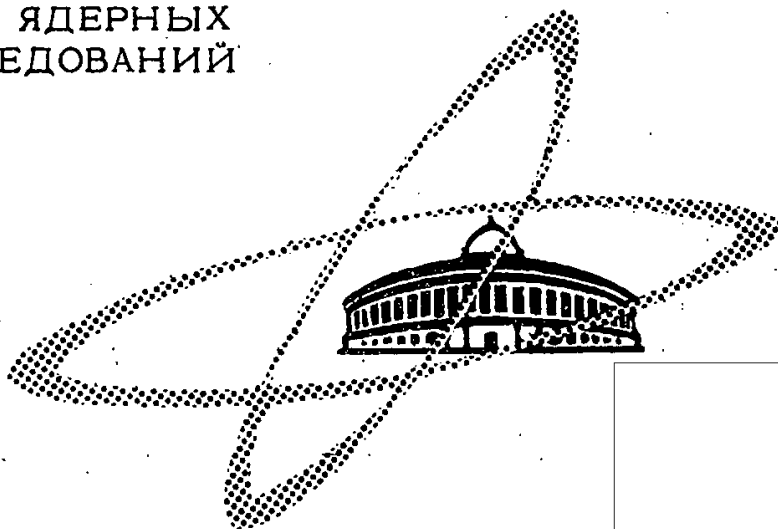
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3789. * * * Тираж 300. 1,9 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. Май 1984 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1858

STAT



Г. Десмиров, Д. Стоянов

О ПОСТРОЕНИИ КВАЗИПОТЕНЦИАЛА
ДЛЯ СПИНОРНЫХ ПОЛЕЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release

2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

О построении квазипотенциала для спинорных полей

Рассматривается возможность построения квазипотенциала по теории возмущений; при этом получено основное уравнение квазиоптического подхода для задач, в которых запаздывающее взаимодействие учтено как малое по сравнению с мгновенным.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Decimirov G.; Stojanov D.

On a Construction of a Quasipotential for Spinor Fields

A possibility of constructing the quasipotential by perturbation theory is treated. The basic equation of the quasioptical approach has been obtained for the problems in which the retarded interaction is considered to be small compared with the instantaneous one.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release arch.

2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

Г. Десмиров, Д. Стоянов

P-1658

О ПОСТРОЕНИИ КВАЗИПОТЕНЦИАЛА
ДЛЯ СПИНОРНЫХ ПОЛЕЙ

Направлено в "Известия на
физический институт на БАН"

Дубна 1964

§ 1. В работах ^{1,5/} разработан квазиоптический подход для описания поведения двух частиц в теории поля с помощью двухвременной функции Грина. Основное уравнение теории имеет вид

$$[\tilde{g}(\vec{p}, \vec{p}'; E)]^{-1} \Psi(\vec{p}') = 0, \quad (1)$$

где $\tilde{g}(\vec{p}, \vec{p}'; E)$ - двухвременная функция Грина, $\Psi(\vec{p})$ - волновая функция, которая в случае двух спинорных частиц является шестнадцатикомпонентным спинором. Квазипотенциал строится по формуле

$$V(\vec{p}, \vec{p}'; E) = [\tilde{g}_0(\vec{p}, \vec{p}'; E)]^{-1} - [\tilde{g}(\vec{p}, \vec{p}'; E)]^{-1}, \quad (2)$$

где $\tilde{g}_0(\vec{p}, \vec{p}'; E)$ - двухвременная функция Грина для голых частиц. При этом вместо уравнения (1) получается

$$[\tilde{G}_0(\vec{p}, E)]^{-1} \Psi(\vec{p}) = \int V(\vec{p}, \vec{p}'; E) \Psi(\vec{p}') d\vec{p}'; ([\tilde{g}(\vec{p}, \vec{p}'; E)]^{-1} = [\tilde{G}_0(\vec{p}, E)]^{-1} \delta(\vec{p} - \vec{p}')). \quad (3)$$

Полная функция Грина получается с помощью итерирования уравнения Бете-Сальпетера, которое можно записать символически

$$g = g_0 + g_0 K g. \quad (4)$$

Если преобразование Фурье записать в виде

$$\phi(x) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \phi(p) e^{ipx} d^4 p, \quad (5)$$

тогда уравнение Бете-Сальпетера записывается в импульсном представлении (в котором проделаны все выкладки) в системе центра масс (СЦМ).

$$g(\vec{p}, \vec{p}'; p_0, q_0, p'_0, q'_0) = (2\pi)^8 g_0(p; p_0, q_0) \delta(\vec{p} - \vec{p}') \delta(p_0 - p'_0) \delta(q_0 - q'_0) + \\ + (2\pi)^8 (g_0 K g_0)(\vec{p}, \vec{p}'; p_0, q_0, p'_0, q'_0). \quad (6)$$

После итерирования (4) и проведения двухвременной операции, получаем

$$\tilde{g} = \tilde{g}_0 + \tilde{g}_0 K \tilde{g}_0 + \tilde{g}_0 K \tilde{g}_0 K \tilde{g}_0 + \dots \quad (7)$$

Из-за необходимости нахождения $[\tilde{g}]^{-1}$ в рамках теории возмущений полагаем, что оператор \tilde{g}_0 не является особым и тогда можно пользоваться функциональным разложением (2, 11) работы ^{1/}

$$[\tilde{g}]^{-1} = [\tilde{g}_0]^{-1} - [\tilde{g}_0]^{-1} (\tilde{g}_0 K \tilde{g}_0) [\tilde{g}_0]^{-1} + \dots, \quad (8)$$

которое позволяет построить квазипотенциал в виде ряда теории возмущений.

Однако для спинорных полей получается, что оператор g_0 является особым.

Поскольку нет указаний, что оператор $[\tilde{g}]^{-1}$ не существует, то общее уравнение (1) в этом случае не теряет смысла. То же относится и к понятию квазипотенциала, однако, возникает вопрос, можно ли его найти методом теории возмущений в виде ряда по положительным степеням константы связи. Такое допущение формально приводит к противоречию. В дальнейшем мы стремимся рассмотреть преимущественно этот вопрос. На базе детального исследования особенности \tilde{g}_0 все же возможно продвинуться довольно далеко в вопросе построения квазипотенциала по теории возмущений, а также схемы квазиоптического подхода для задач, в которых запаздывающие эффекты малы в сравнении с мгновенным взаимодействием.

Можно заметить, что аналогичная ситуация получается и в случае векторных полей. Как и в случае спинорных полей, двухвременная операция приводит к этой особенности из-за матричной структуры грина функций голых частиц, что не имеет места в случае скалярного поля.

§ 2. В дальнейшем мы будем иметь в виду только случай двух взаимодействующих спинорных полей с одинаковой массой. Для двухвременной функции Грина голых частиц в с.ц.м. вводится обозначение

$$\tilde{g}_0(\vec{p}, \vec{p}', p_0, p_0') = \tilde{G}_0(\vec{p}, E) \delta(\vec{p} - \vec{p}') \delta(p_0 - p_0'), \quad (9)$$

где $\tilde{G}_0(\vec{p}, E)$ обозначает матрицу.

$$\tilde{G}_0(\vec{p}, E) = \frac{i\pi}{2F(\vec{p}) [E^2 - F^2(\vec{p})]} \{ [E^2 - F^2(\vec{p})] - (E + \vec{a}\vec{p} + \beta m)_1 (E - \vec{a}\vec{p} + \beta m)_2 \}, \quad (10)$$

где $E = \frac{p_0}{2}$, $F(\vec{p}) = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$, \vec{a} и β - дираковские матрицы в общепринятых обозначениях. Индексы 1 и 2 относятся к совокупности спинорных индексов, соответствующих первой и второй частицам. Вместо отсутствующих индексов всегда подразумевается наличие соответствующей единичной матрицы, которая явно не будет выписываться.

Для выяснения особенностей матрицы $\tilde{G}_0(\vec{p}, E)$ удобно ввести операторы проектирования Казимира

$$\Lambda^+(\vec{p}) = \frac{F(\vec{p}) + H(\vec{p})}{2F(\vec{p})}; \quad \Lambda^-(\vec{p}) = \frac{F(\vec{p}) - H(\vec{p})}{2F(\vec{p})}, \quad (11)$$

где $H(\vec{p}) = \vec{a}\vec{p} + \beta m$.

В таком случае $\tilde{G}_0(\vec{p}, E)$ представляется в виде

$$\tilde{G}_0(\vec{p}, E) = \frac{i\pi}{F^2(\vec{p}) - E^2} \{ [E + F(\vec{p})] \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(-\vec{p}) - [E - F(\vec{p})] \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(-\vec{p}) \}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что будут выполняться следующие равенства

$$\tilde{G}_o(\vec{p}, E) \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p}) = \tilde{G}_o(\vec{p}, E) \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p}) = 0 \quad (13)$$

$$\Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p}) \tilde{G}_o(\vec{p}, E) = \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p}) \tilde{G}_o(\vec{p}, E) = 0. \quad (14)$$

Из этих равенств следует, что $\tilde{G}_o(\vec{p}, E)$ является матрицей особой, так как результат ее умножения на ненулевую матрицу (например, $\Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p})$) равняется нулю. Далее введем известное представление шестнадцатикомпонентных спиноров

$$\phi(\vec{p}) = \phi^{++}(\vec{p}) + \phi^{+-}(\vec{p}) + \phi^{-+}(\vec{p}) + \phi^{--}(\vec{p}), \quad (15)$$

где положено

$$\phi^{++}(\vec{p}) = \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p}) \phi(\vec{p}); \quad \phi^{+-}(\vec{p}) = \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p}) \phi(\vec{p}) \quad \text{и т.д.} \quad (16)$$

Еще введем обозначение

$$\phi(\vec{p}) = \phi^{(+)}(\vec{p}) + \phi^{(-)}(\vec{p}), \quad (17)$$

где

$$\phi^{(+)}(\vec{p}) = \phi^{++}(\vec{p}) + \phi^{--}(\vec{p}); \quad \phi^{(-)}(\vec{p}) = \phi^{+-}(\vec{p}) + \phi^{-+}(\vec{p}).$$

Пусть в дальнейшем Φ означает пространство всех шестнадцатикомпонентных функций ϕ , $\Phi^{(+)}$ и $\Phi^{(-)}$ — пространства функций, для которых $\phi^{(-)} = 0$ и $\phi^{(+)} = 0$, соответственно. Тогда равенства (12) и (13) означают, что

$$\tilde{G}_o(\vec{p}, E) \phi(\vec{p}) = 0, \quad \text{если } \phi(\vec{p}) \in \Phi^{(-)}$$

и для всех $\phi \in \Phi$, $\tilde{G}_o(\vec{p}, E) \phi(\vec{p}) = \Psi(\vec{p}) \in \Phi^{(+)}$. Эти свойства означают, что операцией $\tilde{G}_o(\vec{p}, E)$ пространство Φ отображается на пространство $\Phi^{(+)}$, т.е. оператор $\tilde{G}_o(\vec{p}, E)$ является проекционным оператором. Также видно, что пространство $\Phi^{(+)}$ инвариантно относительно оператора \tilde{G}_o , и в этом пространстве он не является уже особым. Действительно, для всех спиноров $\phi \in \Phi^{(+)}$ выполняется условие

$$[\Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p}) + \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p})] \phi(\vec{p}) = \phi(\vec{p}). \quad (18)$$

Если обозначить через $\overline{G}_o(\vec{p}, E)$ операцию, эквивалентную $\tilde{G}_o(\vec{p}, E)$ и индуцированную ею в $\Phi^{(+)}$, можно написать

$$\overline{G}_o(\vec{p}, E) \phi(\vec{p}) = \tilde{G}_o(\vec{p}, E) \phi(\vec{p}) \quad \text{для всех } \phi(\vec{p}) \in \Phi^{(+)}. \quad (19)$$

Тогда из (12) и (18) легко получить

$$\overline{G}_o(\vec{p}, E) = \frac{i\pi}{F^2(\vec{p}) - E^2} \{ E[\Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p}) - \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p})] + F(\vec{p}) \}. \quad (20)$$

Теперь можно заметить, что эта матрица уже не особая, следовательно, оператор $\overline{G}_o(\vec{p}, E)$ в пространстве $\Phi^{(+)}$ не является особым, и обратный ему дается с помощью матрицы

$$[\vec{G}_0(\vec{p}, E)]^{-1} = \frac{i}{\pi F(\vec{p})} \{ [E^2 - F^2(\vec{p})] - E[E - F(\vec{p})] \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p}) - E[E + F(\vec{p})] \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p}) \} \quad (21)$$

Для полной двухвременной функции Грина сделаем следующие замечания. Через Φ^* обозначим пространство всех функций $\phi^* = \tilde{g}\phi / \phi$. Пространство Φ^* , очевидно, является инвариантным относительно операции \tilde{g} и только в нем задача об отыскании $[\tilde{g}]^{-1}$ имеет смысл. При этом вполне естественно рассматривать и операцию \tilde{g} только в Φ^* . Такой подход вполне соответствует смыслу функции Грина как функции распространения в теории поля и не является дополнительным требованием в теории. Если у \tilde{g} нет проектирующих свойств, или пространство Φ^* шире, чем $\Phi^{(+)}$, тогда в Φ^* оператор \tilde{g}_0 будет особым, и потенциал невозможно построить в виде ряда только по неотрицательным степеням константы связи. В случае $\Phi^* \subseteq \Phi^{(+)}$ у оператора \tilde{g}_0 особенности не будут и квазипотенциал уже можно строить по теории возмущений. Этот вопрос необходимо предварительно выяснить в каждой рассматриваемой задаче, а потом строить основное уравнение теории.

§ 3. Рассмотрим случай мгновенного взаимодействия. Как хорошо известно из работ Бете и Сальпетера, Сальпетера ^{16,7/} и других, в задачах электродинамики оно дает само по себе довольно хорошее приближение и является основным. В рамках квазиоптического подхода оказывается, что этот случай можно рассмотреть точно. Как известно, ядро уравнения Бете-Сальпетера в случае мгновенного взаимодействия зависит только от пространственных импульсов и в системе центра масс имеет вид

$$K_{с.ц.м.}(\vec{p}, \vec{q}; \vec{p}', \vec{q}') = K(\vec{p}, \vec{p}'). \quad (22)$$

В таком случае нетрудно проверить, что двухвременная операция в \vec{p} -представлении является мультипликативной, т.е.

$$\tilde{g}_0 K \tilde{g}_0 K \dots K \tilde{g}_0 = \tilde{g}_0 K \tilde{g}_0 K \dots K \tilde{g}_0 \quad (23)$$

и полная функция Грина, построенная в виде итерированного уравнения Бете-Сальпетера, имеет ту же самую особенность, что и \tilde{g}_0 , т.е. $\Phi \equiv \Phi^{(+)}$. У оператора \tilde{g}_0 особенности не будут, и, имея в виду формулу (18), полную двухвременную функцию Грина получим в виде

$$\tilde{g} = \tilde{g}_0 + \tilde{g}_0 K \tilde{g}_0 + \tilde{g}_0 K \tilde{g}_0 K \tilde{g}_0 + \dots \quad (24)$$

Дальше нетрудно найти, что квазипотенциал равняется

$$V = [\tilde{g}_0]^{-1} - [\tilde{g}_0]^{-1} = [\tilde{g}_0]^{-1} \tilde{g}_0 K \quad (25)$$

а основное уравнение квазиоптического подхода получается в форме

$$\frac{1}{i\pi F(\vec{p})} \{ E[E + F(\vec{p})] \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p}) - E[E + F(\vec{p})] \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p}) + F^2(\vec{p}) - E^2 \} \Psi(\vec{p}) = \int K(\vec{p}, \vec{p}') \Psi(\vec{p}') d\vec{p}'. \quad (26)$$

Наличие проекционных операторов в правой части этого уравнения позволяет показать, что действительно все решения этого уравнения $\Psi(\vec{p}) \in \Phi^{(+)}$, как и должно быть. Уравнение (26) тогда нетрудно привести к следующему виду

$$[2E - H_1(\vec{p}) - H_2(-\vec{p})] \Psi(\vec{p}) = \frac{i}{(2\pi)^7} [\Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p}) - \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p})] \int K(\vec{p}, \vec{p}') \Psi(\vec{p}') d\vec{p}'. \quad (27)$$

Это уравнение выведено Сальпетером в /6/ для того же случая мгновенного взаимодействия и в этом приближении результаты квазиоптического и старого подхода совпадают, так как при выводе (26) не использовались упрощающие предположения.

§ 4. Рассмотрим случаи, в которых не пренебрегается запаздывающими эффектами. Как известно из работ /6,7/ и других, в задачах электродинамики эти эффекты малы и в теории Сальпетера, исходя из уравнения (27), их учитывают в качестве возмущений к основному мгновенному взаимодействию, притом их учет имеет несколько искусственный характер. В рамках квазиоптического подхода можно проверить, что эти эффекты не позволяют точно рассматривать задачу для спиноров, принадлежащих только $\Phi^{(+)}$. В задачах, в которых эти эффекты малы в сравнении с мгновенным взаимодействием, неразумно полагать, что они приводят к необходимости учитывания особенности \tilde{g}_0 , тем более известно, что для таких задач их можно учесть как возмущения в том же самом уравнении (27). Более естественно считать, что свойство \tilde{g} проектировать Φ на $\Phi^{(+)}$ в случае мгновенного взаимодействия выполняется и в этом случае, однако, это уже будет приближением, которое для рассматриваемого класса задач должно быть достаточно хорошим. Это позволяет в рамках нашего подхода получить основное уравнение теории и построить квазипотенциал по теории возмущений, при этом запаздывающие эффекты учитываются и содержатся заранее в получаемом уравнении.

Рассмотрим проектирующие свойства \tilde{g} в случае малых запаздывающих эффектов. Если положить снова $\Psi = \tilde{g} \phi$, с помощью (16), (17), для $\phi \in \Phi^{(+)}$ получаем равенства

$$\Psi^{(+)} = \tilde{g} \phi^{(+)} \quad \Psi^{(-)} = \bar{\tilde{g}} \phi^{(+)} \quad (28)$$

где

$$\tilde{g} = [\Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p}) + \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p})] \cdot \tilde{g} \quad (29)$$

$$\bar{\tilde{g}} = [\Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{p}) + \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{p})] \cdot \tilde{g}. \quad (30)$$

При этом полагаем, что везде, где это возможно, использовалась формула (18). Теперь нетрудно проверить, что элементы \tilde{g} малы по ряду причин. Во-первых, видно,

что в \bar{g} уничтожаются все члены мгновенного взаимодействия, это устанавливается из формул (12), (14) и (23). Также уничтожаются некоторые из поправочных членов, например, если разложить ядро K уравнения Бете-Сальпетера на мгновенную и запаздывающие части

$$K = K_M + K_3,$$

то общий член ряда (7) представляется в виде суммы членов вида

$$\overbrace{g_0 \cdot K_{\alpha_1} g_0 \cdot K_{\alpha_2} \dots K_{\alpha_n} g_0},$$

где K_{α_i} равняется K_M или K_3 . Все члены, в которых $K_{\alpha_i} = K_M$, заведомо уничтожаются. В связи с этим можно считать, что действительно в рассматриваемых задачах интересующее нас проектирующее свойство приблизительно выполняется

$$\bar{g} = 0; \quad \Psi^{(-)} = 0 \quad (31)$$

и в этом приближении мы будем работать в дальнейшем. В этом случае мы можем снова ограничить наши рассуждения в пространстве $\Phi^{(+)}$. Основное уравнение теории будет

$$[\bar{g}]^{-1} \Psi = 0, \quad (32)$$

где введено обозначение

$$\bar{g} = g_0 + \overbrace{g_0 K g_0} + \overbrace{g_0 K g_0 K g_0} + \dots \quad (33)$$

Квазипотенциал сразу можно строить в виде ряда, вполне аналогичного (8), исходя сейчас из определения

$$V = [\bar{g}_0]^{-1} - [\bar{g}]^{-1}. \quad (34)$$

Как легко заметить, выполняются условия

$$\Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{-p}) V(\vec{p}, \vec{p}; E) = 0 \quad (35)$$

$$\Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{-p}) V(\vec{p}, \vec{p}; E) = 0.$$

Основное уравнение квазипотенциального подхода теперь получает вид

$$\frac{i}{\pi F(\vec{p})} \{ E^2 - F^2(\vec{p}) - E[E - F(\vec{p})] \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{-p}) - E[E + F(\vec{p})] \Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{-p}) \} \Psi(\vec{p}) = \quad (36)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^8} \int V(\vec{p}, \vec{p}; E) \Psi(\vec{p}') d\vec{p}'.$$

Из (31), (35) следует, что решения $\Psi(\vec{p})$ этого уравнения принадлежат $\Phi^{(+)}$, как и должно быть, что позволяет привести это уравнение к виду

$$[2E - H_1(\vec{p}) - H_2(\vec{-p})] \Psi(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^7} [\Lambda_1^-(\vec{p}) \Lambda_2^-(\vec{-p}) - \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(\vec{-p})] \int V(\vec{p}, \vec{p}; E) \Psi(\vec{p}') d\vec{p}'. \quad (37)$$

Вероятно, для практических целей также будет удобно ввести представление в виде суммы мгновенной части, не зависящей от энергии, и запаздывающей, зависящей от нее, т.е.

$$V(\vec{p}, \vec{p}'; E) = V(\vec{p}, \vec{p}') + W(\vec{p}, \vec{p}'; E)$$

и рассматривать W как возмущение к V в этом уравнении.

Если запаздывающие эффекты не малы, то в таком случае сомнительно, что можно избежать особенности q_0 . Тогда можно попытаться снова провести рассмотрение задачи только в спинорном пространстве $\Phi^{(+)}$, т.е. пользуясь уравнением (37). В этом случае у нас нет соображений, что это точное или приближенное уравнение квазиоптического подхода. Ввиду максимального характера пространства $\Phi^{(+)}$ относительно возможности построения квазипотенциала по теории возмущений оно будет выражать такое требование, дополнительно накладываемое на теорию.

Авторы выражают благодарность А.Хелашвили и В.Гургенидзе за полезные обсуждения и дискуссии, И.Петкову и А.Обретенову за многочисленные дискуссии по ходу работы, а также Р.Фаустову и участникам семинара ЛТФ за полезное обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

1. A.A.Logunov and A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cim., 29, N2 (1963).
2. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze, et al. Nuovo Cim. 30, No.1 (1963).
3. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze and O.A.Khrustalev. Phys. Lett. 4, No.6 (1963).
4. Б.А.Арбузов, А.А.Логунов и др. Препринт ОИЯИ Р-1318, Дубна (1963).
5. Р.Н.Фаустов. Препринт ОИЯИ Р-1572, Дубна (1964).
6. E.E.Salpeter. Phys.Rev. 87, No.2 (1952).
7. E.E.Salpeter, and H.A.Bethe. Phys. Rev. 84, No. 6, 1232 (1951).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1964 г.

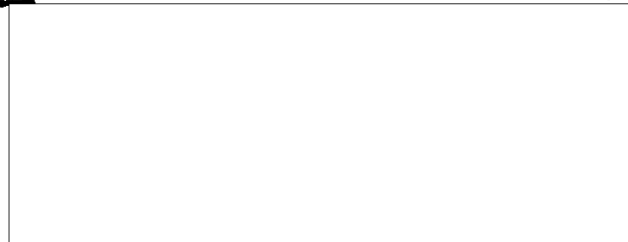
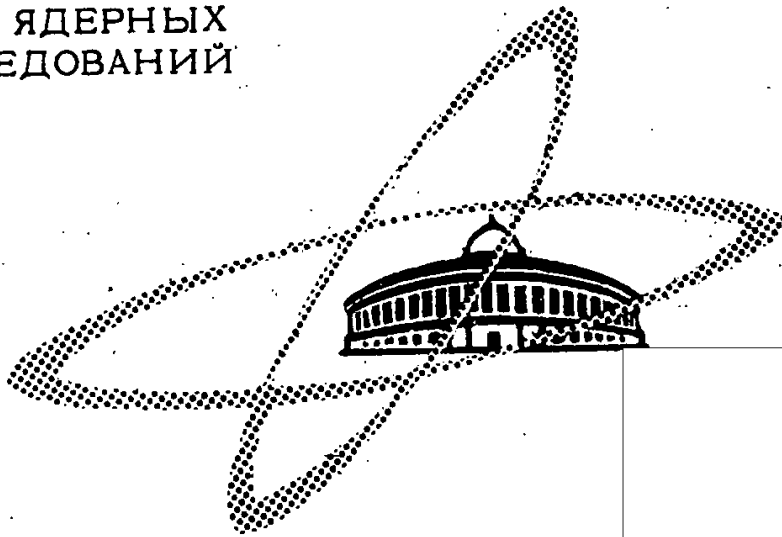
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3782. Тираж 400. 0,5 уч.-изд. л.
Техн. ред. В.Р.Саранцева Май 1964 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1854

STAT



Г.И. Копылов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ОБ ОДНОМ КОСВЕННОМ МЕТОДЕ
ПОИСКОВ РЕЗОНАНСОВ

1964

Об одном косвенном методе поисков резонансов

Указан ряд величин, зависящих только от направления продуктов распада резонанса и позволяющих определить массу резонанса. Метод применим к распадам типа $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow 3\gamma$, $f^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$, $K^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ и т.д.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1984.

Kopylov G.I.

P-1654

On a Possible Indirect Method of Search for Resonances

A number of quantities are indicated which depend only on the direction of the resonance decay products and which allow to determine the resonance mass. The method is applicable to the decays of the type $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow 3\gamma$, $f^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$, $K^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ and so on.

Г.И. Копылов

P-1654

ОБ ОДНОМ КОСВЕННОМ МЕТОДЕ
ПОИСКОВ РЕЗОНАНСОВ

Дубна 1984

Наряду с прямыми методами поиска резонансов (по спектрам эффективных или недостающих масс, по прямым измерениям сечения резонирующих частиц) возможно и косвенное определение резонансов. Оно относится к тем экспериментальным ситуациям, когда по каким-либо причинам невозможно определить все величины, необходимые для вычисления эффективной массы системы частиц.

Нам известны две группы косвенных методов. Одна относится к тем случаям, когда не все продукты распада резонанса детектируемы. Оказывается, что в случае каскадного распада потеря данных об одном из продуктов распада целиком возмещается информацией о том, что распад - каскадный^{/1-3/}. Другая группа относится к тем случаям, когда экспериментальная техника позволяет, например, измерять только направления продуктов распада, а не скорость. В работе Кретьена и др.^{/4/} и в работах^{/5,6/} показано, что и в этих условиях иногда возможна идентификация резонанса.

В этой работе мы рассмотрим вторую группу методов с несколько более общей точки зрения. Будет показано, что, вообще, при распаде резонанса на n тождественных частиц можно, измеряя только направления частиц, получить массу резонанса. Более точные утверждения будут сделаны ниже. Предварительно изложим идею метода, выдвинутого в^{/6/}.

В реакции



(N - нейтрон)

измеряются направления трех фотонов в л.с. По известному импульсу π^- направления фотонов могут быть получены и в с.п.м. В этой системе отсчета энергия ω^0 фиксирована, а направление произвольно. Далее в^{/6/} доказывается теорема: Минимально возможный угол полураствора конуса с образующими, направленными по движению фотонов, зависит от массы ω^0 по формуле

$$\operatorname{tg} \phi = M_{\omega} / P_{\omega} \quad (2)$$

Таким образом, по экспериментально наблюдаемым границам спектра ϕ можно определять M_{ω} . Сходным образом в^{/4,5/} масса первичной частицы определяется по минимуму угла разлета двух фотонов.

Мы покажем, что, вообще, в двухчастичных реакциях типа

$$\pi^- p \rightarrow N X^0 \quad \xrightarrow{\text{п штук}} \quad \gamma \gamma \gamma \dots \quad (3)$$

можно указать некоторые функции, зависящие только от направления фотонов, с тем же свойством: пределы изменения этих функций зависят от отношения P_X / M_X , т.е. от скорости v частицы X . Угол ϕ , использованный в [6], есть только одна из возможных функций. Другие мыслимые функции f будут приведены ниже, вместе с примерным видом распределений $\frac{dN}{df}$ и зависимостей $f_{extr}(v)$ пределов f от скорости.

Далее, для распадов X на частицы с массой покоя в реакциях типа

$$\pi^- p \rightarrow N X \quad \xrightarrow{\text{п штук}} \quad \pi \pi \pi \dots \quad (4)$$

(где переход в с.ц.м. без измерения энергии пионов невозможен) будет показано, что распределение $\frac{dN}{d\phi}$ (где ϕ измеряется в лабораторной системе) также позволяет определить массу частицы X .

§ 1. Симметричные функции направлений

Обозначим единичный вектор, указывающий направление частицы i , через \vec{e}_i , а косинус угла между двумя частицами i и j через $\alpha_{ij} = \vec{e}_i \cdot \vec{e}_j$. Любая скалярная функция направлений частиц, симметрично зависящая от всех частиц, может быть представлена как функция только от α_{ij} , и, далее, как функция только от простейших симметричных комбинаций α_{ij} , например,

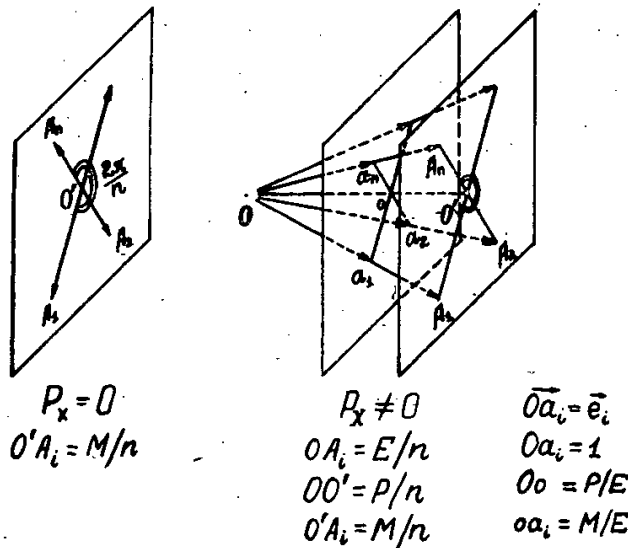
$$f = \sum_{i,j} \alpha_{ij} \quad \text{или} \quad \sum_{i_1, j_1} \alpha_{i_1 j_1}, \alpha_{i_2 j_2} \quad \text{или} \quad \sum_{i_1, j_1} \alpha_{i_1 j_1}, \alpha_{i_2 j_2}, \alpha_{i_3 j_3} \quad \text{и т.д.}$$

Можно было бы искать функции f со свойством $\frac{df_{extr}}{dv} \neq 0$, отыскивая экстремум этих f на физической области изменения импульсов

$$\sum_i p_i \vec{e}_i = \vec{P} \quad (5)$$

$$\sum_i \omega_i = E.$$

На этом пути могут быть доказаны интересные теоремы, например, что симметричной конфигурации импульсов (подобной изображенной на рис. 1), всегда соответствует условный экстремум f и, тем самым, на этих конфигурациях плотность распределения



Р и с. 1.

по симметричным функциям $\frac{d \pi}{d f} = \infty$. Но абсолютный экстремум не обязательно достигается на таких конфигурациях (как мы увидим позже), а он-то и представляет практический интерес. Поэтому лучше иметь дело с функциями f , обладающими наглядным геометрическим смыслом. Конфигурации, осуществляющие экстремум f , можно тогда отыскать по простой кинематической интуиции.

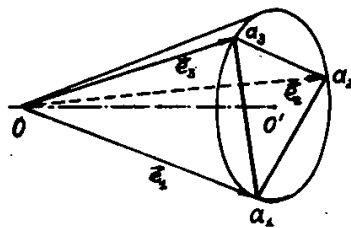
Для $n = 3$ мы рассмотрим четыре функции направлений^{х)}. Из $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ можно образовать

1. Модуль их суммы

$$f_1 = |\vec{e}_1 + \vec{e}_2 + \vec{e}_3| = [3 + 2(\alpha_{12} + \alpha_{23} + \alpha_{31})]^{1/2} \quad (6)$$

2. Шестикратный объем тетраэдра с ребрами $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ (рис. 2).

$$f_2 = |\vec{e}_1 \vec{e}_2 \vec{e}_3| = [1 + 2\alpha_{12}\alpha_{23}\alpha_{31} - \alpha_{12}^2\alpha_{23} - \alpha_{23}^2\alpha_{31} - \alpha_{31}^2\alpha_{12}]^{1/2} \quad (7)$$



Р и с. 2.

^{х)} При $n = 2$ есть только одна симметричная функция направлений $f = \alpha_{12}$, использованная в работах^{4,5/}.

3. Удвоенную площадь основания того же тетраэдра

$$f_3 = |(\vec{e}_1 - \vec{e}_2) \times (\vec{e}_2 - \vec{e}_3)| = |\vec{e}_1 \times \vec{e}_2 + \vec{e}_2 \times \vec{e}_3 + \vec{e}_3 \times \vec{e}_1| =$$

$$= [3 - \alpha_{12}^2 - \alpha_{23}^2 - \alpha_{31}^2 - 2(\alpha_{12} + \alpha_{23} + \alpha_{31}) + 2(\alpha_{12} \alpha_{23} +$$

$$+ \alpha_{23} \alpha_{31} + \alpha_{31} \alpha_{12})]^{1/2} \quad (8)$$

4. Угол полураствора конуса, описанного вокруг тетраэдра

$$\cos \phi = 0 \quad 0' = f_2 / f_3 \quad (9)$$

Это - величина, измеряемая в /6/. Можно взять и другие геометрические величины - радиус круга, описанного вокруг основания тетраэдра, сумму площадей диагональных сечений параллелепипеда с ребрами $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ и т.д.

При $n = 4$ мы ограничимся двумя функциями

$$f_5 = |\vec{e}_1 + \vec{e}_2 + \vec{e}_3 + \vec{e}_4|, \quad (10)$$

$$f_6 = \sum_{i=1}^4 \cos \phi_i \quad (11)$$

где ϕ_i - угол полураствора конуса с образующими \vec{e}_j ($j \neq i$).

Доказательство зависимости (или независимости) пределов изменения величин f_i от ν проще всего проделывать "не думая", методикой случайных звезд /7/. При этом разыгрывают n -частичные случайные звезды с импульсом \vec{P} , фиксированным по модулю, но случайно разбросанным по всем направлениям. Для этих звезд вычисляются f_i , отыскивается $f_{i \max}, f_{i \min}$ по большому (≈ 1000) числу звезд и строится распределение по f_i . В самых сложных случаях (см. ниже) мы так и поступали. В случае же распада на фотоны предельные конфигурации можно просто указать. Мы ограничимся только указанием, не приводя доказательств в виду их легкости.

1) f_1 . Минимум равен 0 и достигается на конфигурации с $\alpha_{ij} = \cos 120^\circ$, существующей при любом P . Максимум достигается на конфигурации рис. 3 и равен $1 + 2P/E$. Из других конфигураций отметим изображенную на рис. 1. Для нее при $n = 3$ $f_{1 \max} = 3P/E$, т.е. при $P \gg M$ стремится к $1 + 2P/E$. Зависимость $f_{1 \max}$ от ν показана на рис. 4.

2) Объем тетраэдра (f_2). Минимум равен 0 и достигается на плоской конфигурации. Что касается максимума, то при достаточно малых P он достигается на конфигурации рис. 1 (при $n = 3$) и равен

$$f_{2 \max} = \frac{3}{2} \sqrt{3} \frac{P}{E} \left(\frac{M}{E} \right)^2 \quad (12)$$

сов, $f_{3\max} = \sqrt{27/4}$ на той же конфигурации, что и $f_{1\min}$. Поэтому пределы изменения f_3 не зависят от v .

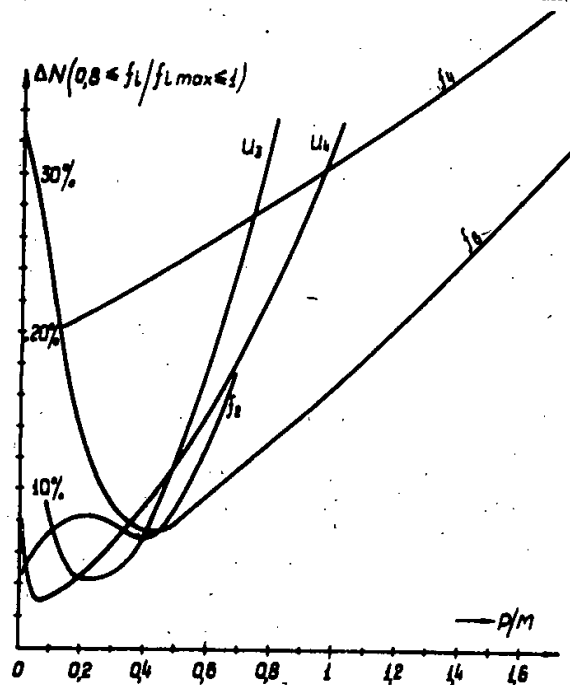
4) Угол конуса со свойством $f_4 = \cos \phi$. Здесь, как известно ^{/6/}, $\text{tg } \phi_{\min} = M/P$ или $f_{4\max} = v$; это значение достигается на любых конфигурациях, при которых в системе покоя частицы X плоскость векторов $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ нормальна к импульсу \vec{P} (в частности, на симметричной конфигурации рис. 1 при $n=3$).

5) f_5 . Вообще, для n фотонов ($n > 3$) можно определить

$$u_n = \left| \sum_{i=1}^n \vec{e}_i \right|$$

со свойством $u_{n\max} = n - 2 + 2P/E$, причем максимум достигается на конфигурации рис. 3, где вектор OA_3 составлен из $n-2$ коллинеарных импульсов. Таким образом, пределы изменения u_n дают P/M для системы n фотонов.

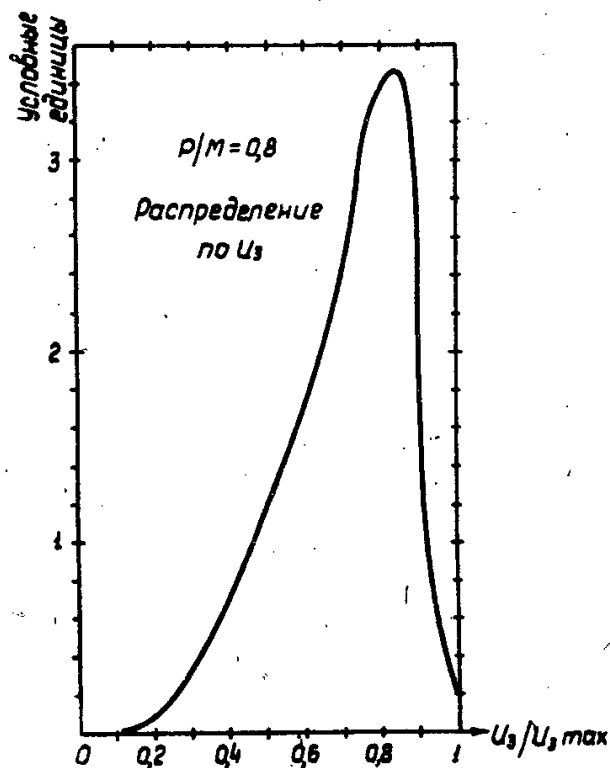
Вышеприведенные рассуждения неполны - не доказано, что $u_{i\max}$ достаточно высоко вероятны для того, чтобы их можно было получать в опыте с нужной точностью. Их дополняет рис. 5, на котором для различных функций f_i показан ожидаемый процент событий с f_i в интервале $(0,8-1) \cdot (f_i / f_{i\max})$, как функция P/M .



Р и с. 5.

В качестве примера на рис. 6 изображено распределение по u_3 при $P/M=0,8$.

Подчеркнем, что определения P/M по f_1 и f_4 на одном и том же экспериментальном материале по существу не зависят друг от друга, так как $f_{1\max}$ и $f_{4\max}$ реализуются на различных конфигурациях.



Р и с. 6.

§ 2. Другие возможности

Когда идет реакция (3) и измерены распределения по f_i , то не только $f_{i, \max}$, но и другие свойства распределений могут зависеть от скорости v частицы X.

а) Положение максимума распределения по f_i зависит от v . Когда максимум находится не на краю распределения, а внутри интервала $(0, f_{i, \max})$, то он приходится на симметричную конфигурацию (рис. 1), где

$$0 \cdot 0' = v, 0 \alpha_r = \sqrt{1 - v^2}, \quad \vec{0 \alpha_i} \cdot \vec{0 \alpha_{i+1}} = \cos \frac{2\pi}{n} \quad (13)$$

(в начале § 1 было отмечено, что при таких конфигурациях $\frac{d \mathcal{H}}{d f} = \infty$). Этот максимум объясняется чисто кинематическими причинами, поэтому на его положение не влияет вид амплитуды распада $X \rightarrow \gamma \gamma \dots$. Положение максимума легко получить, вычислив f_i на конфигурации (13). Абсцисса максимума дается формулой (12) для f_2 при $v > 1/\sqrt{3}$, величиной $n v$ для u_n , величиной $\sqrt{(27/4)(1-v^2)}$ для f_3 .

б) Среднее значение f_i величины f_i зависит от v , но, кроме этого, и от матричного элемента распада $X \rightarrow \gamma \gamma \dots$. В тех случаях, когда он известен, величина f_i может дать значение v с повышенной точностью, так как при определении f_i

в отличие от $f_{i \max}$ используется вся статистика наблюдений распада, а не только симметричные конфигурации. Зависимость \bar{f}_i от v для любых f_i значительна. В качестве примера на рис. 4 показана эта зависимость для \bar{f}_6 .

в) Распределения в лабораторной системе отсчета. Если бы у них были похожие свойства, это позволило бы определять массу частицы X в реакциях типа (4), не измеряя импульсов продуктов распада X . Теоретический поиск предельных конфигураций частиц с ненулевой массой в л.с. крайне сложен, поэтому пришлось ограничиться моделированием. Была промоделирована реакция (4) при $p_\pi = 1,25 \text{ GeV/c}$ с последующим распадом X на 3π и 4π . Считалось, что и рождение и распад X регулируются ковариантной моделью множественного рождения. Для нескольких значений M от $0,7$ до $0,85 \text{ GeV/c}^2$ были построены распределения по f_i и получены значения $f_{i \max}$ в лабораторной системе отсчета. Некоторые результаты расчетов изображены на рис. 7-9. На рис. 7 показаны те \bar{f}_i и $f_{i \max}$, у которых зависимость от M

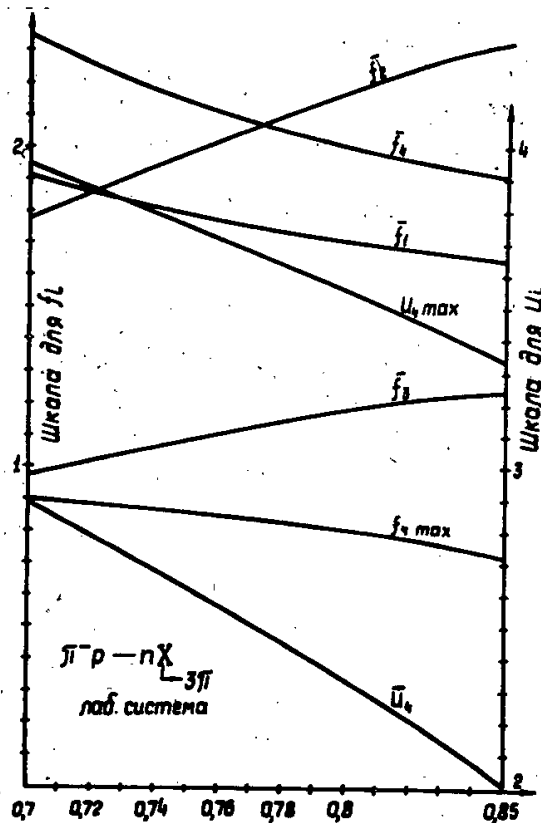
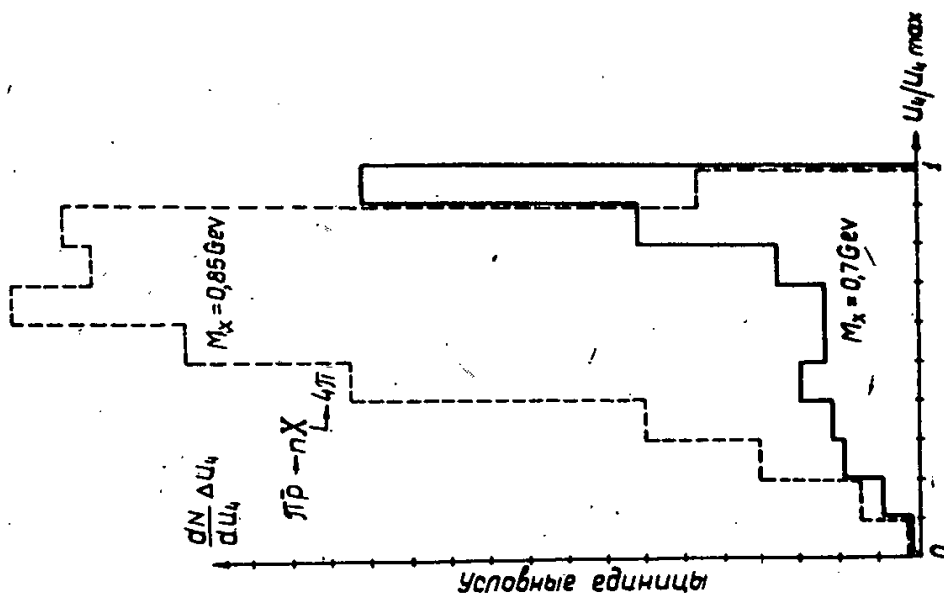
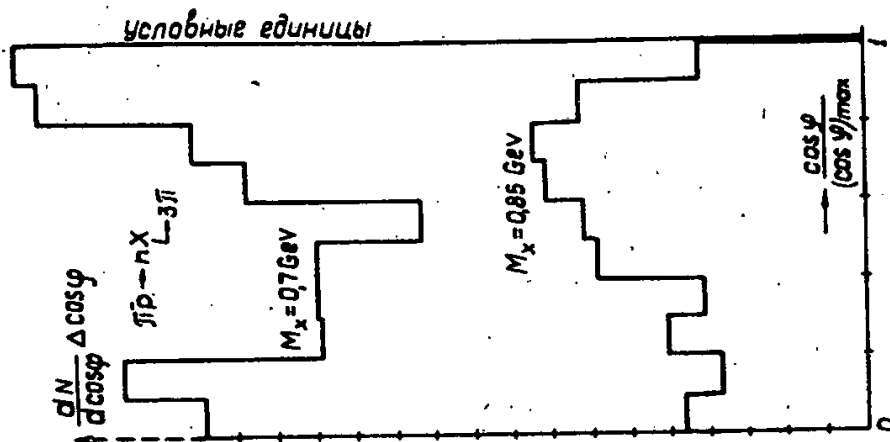


Рис. 7.

существует. Из рис.8 следует, что и в л.с. распределение по $\cos \phi$ резко обрывается на $(\cos \phi)_{\max}$, давая возможность по $(\cos \phi)_{\max}$ определить M . Из рис. 9 следуют те же выводы для распада $X \rightarrow 4\pi$ с использованием функции u_4 .



Р и с. 9.



Р и с. 8.

С удалением от порога реакции $\pi^- p \rightarrow N X$ возможности измерения M только по угловым характеристикам продуктов распада ухудшаются (см. рис. 8 и 9).

Сходным способом можно было бы изучить распределения по f_i в распадах на нетождественные частицы (нуклон и пионы, каон и пионы и т.д.); для них тоже должны существовать функции направлений с пределами, зависящими от v .

§ 3. 3 а к л ю ч е н и е

Проведенный анализ не претендует на то, чтобы давать экспериментаторам рекомендации по наблюдению распадов резонансов. Слишком многие трудности, связанные с идентификацией реакций (3), (4), учетом фона, влияния промежуточных каскадов распада и т.д. остались не рассмотренными. Однако нам казалось полезным обратить внимание экспериментатора на то, что возможности наблюдения резонансов без изменения импульсов продуктов распада шире, чем предполагалось до сих пор. В частности, возможности наблюдать многочастичные распады (типа $f^0 \rightarrow 2\pi^0 + 4\gamma$, K^0 или $\eta^0 \rightarrow 3\pi^0 + 6\gamma$) и работать в лабораторной системе отсчета кажутся наиболее достойными дальнейшей разработки.

Я благодарен Л.Б.Окуню, обратившему мое внимание на этот метод, В.Е.Комоловой за проведение численных расчетов, Е.Богдановичу, И.М.Граменицкому, Б.Ничипоруку, М.И.Подгорецкому за важные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Копылов. ЖЭТФ, 46, 42, 1964. Препринт ОИЯИ Р-1368, Дубна (1963).
2. В.А.Беляков, В.И.Векслер, Н.М.Вириасов, Е.Н.Кладницкая, Г.И.Копылов, А.Михул, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. ЖЭТФ, 46, 6, 1964. Препринт ОИЯИ, Р-1506 (1964).
3. Ван Юн-чан, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая и др. Препринт ОИЯИ Р- 1368 (1964).
4. M.Chretien et al. Physical Review Letters, 9, 127 (1962)
Г.А.Лексин. Вопросы физики элементарных частиц. Лекции 2-й Нор-Амбердской школы, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1962, стр. 41.
5. В.В.Бармин, А.Г.Долголенко, Ю.С.Крестников, А.Г.Мешковский, Ю.П.Никитин, В.А.Шебанов. ЖЭТФ, 45, 1879 (1964).
6. Г.И.Копылов. ЖЭТФ, 35, 428 (1958); 39, 1091 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1964 г.

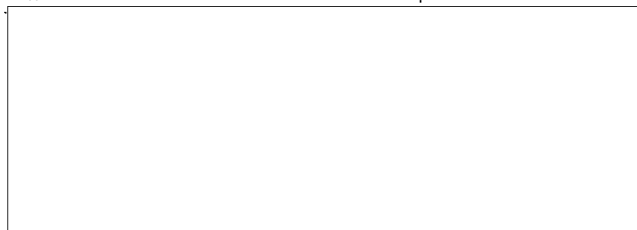
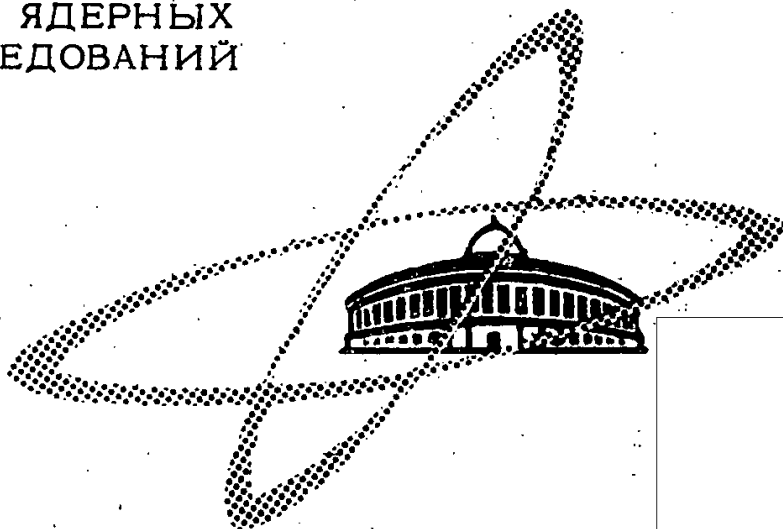
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3780. Тираж 300. 0,8 уч.-изд. л.
Техн. ред. В.Р.Саранцева Май 1964 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1667

STAT



А.М. Хапаев, М.И. Широков

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

РАДИУС ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ

1964

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release
 2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7 астиц

В литературе^{/1,2,3/} известен способ оценки максимального числа парциальных волн или радиуса взаимодействия частиц r_0 по известному сечению реакции σ и дифференциальному сечению $\sigma(\theta)$ под некоторым углом. В этой работе изучается, как влияет на оценку r_0 дополнительное знание поляризации $P(\theta)$ под тем же углом. Задача решена для реакций типа $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$ и $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ (0 и $\frac{1}{2}$ обозначают спины частиц). Полученная формула может быть использована и как некоторое теоретическое ограничение на величину $P(\theta)$, возникающее если известны r_0 , σ и $\sigma(\theta)$.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
 Дубна. 1964.

Khapaev A.M., Shirokov M.I.

Interaction Radius and Polarization of Particles

There is a method^{/1,2,3/} by which one can estimate the minimal number of partial waves (or the minimal value of the interaction radius r_0) if the channel cross section σ and the differential cross section $\sigma(\theta)$ at a certain angle are known. Here we study how the additional knowledge of the polarization $P(\theta)$ (at the same angle) influences the estimate. The problem is solved for the reactions of the $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$ and $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ type (0 and $\frac{1}{2}$ denote the particle spins). The formula we obtained can also be considered as some theoretical restriction on the $P(\theta)$ value which arises if r_0 , σ and $\sigma(\theta)$ are known.

Preprint Joint Institute for Nuclear Research.
 Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release
 2014/01/30 : CIA-RDP80-00247A003800380001-7

А.М. Хапаев, М.И. Широков

P-1667

РАДИУС ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ

Дубна 1984

В в е д е н и е

Рарита и Швед^{/1/}, Огиевецкий и Гришин^{/2/} указали способ оценки радиуса взаимодействия частиц, использующий уже первые скудные сведения, которые получают экспериментаторы о какой-либо новой реакции. Способ состоит в следующем. Пусть известны экспериментальные значения поперечного сечения канала σ и дифференциального сечения $\sigma(\theta)$. Ясно, что эти данные согласуются с предположением о том, что в реакции играет роль только s -волна лишь в том случае, если $\sigma(\theta) = \sigma/4\pi$. Если это равенство не выполняется, то должны играть роль высшие парциальные волны (фазы) с орбитальным моментом $l > 0$. Оказывается, см.^{/2/}, что при заданном $\sigma(\theta)$ и предположенном наибольшем существенном орбитальном моменте l_0 , величина σ не может быть меньше, чем $4\pi\sigma(\theta)/\Sigma(l_0, \theta)$, где $\Sigma(l_0, \theta)$ — известная положительная функция, растущая с ростом l_0 , причем $\Sigma(0, \theta) = 1$. Если $\sigma(\theta) \gg \sigma/4\pi$, то потребуются довольно большое l_0 , чтобы согласовать такие значения $\sigma(\theta)$ и σ , т.е. чтобы σ равнялось или было бы несколько больше, чем $4\pi\sigma(\theta)/\Sigma(l_0, \theta)$. Под радиусом взаимодействия r_0 мы понимаем величину, связанную с l_0 известным соотношением $r_0 p = \hbar l_0$. Изложенный способ имеет смысл применять только, если $\sigma(\theta) > \sigma/4\pi$.

В настоящей работе находится наименьшее возможное σ при заданных значениях $\sigma(\theta)$ и поляризации $P(\theta)$ в зависимости от предположенного l_0 .

§ 1. Исходные формулы и обозначения

Для представления σ , $\sigma(\theta)$ и $P(\theta)$ как функций конечного числа парциальных волн (или обобщенных фаз) мы будем пользоваться формулами общей (феноменологической) теории реакций в представлении проекций спинов на импульсы (helicity) ^{x)}. Для реакции типа $a+b \rightarrow c+d$ (спины частиц j_a, j_b, j_c, j_d произвольны) имеем:

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{p^2} [(2j_a + 1)(2j_b + 1)]^{-1} \sum_J (2J + 1) |\langle m_c m_d | R^J | m_a m_b \rangle|^2 =$$
$$= [(2j_a + 1)(2j_b + 1)]^{-1} \sum_J |\langle m_c m_d | f | m_a m_b \rangle|^2 \quad (1.1)$$

x) Это представление получило известность после работы Жакоба и Вика^{/4/}. Однако оно вводилось и использовалось уже в работах Заставенко Л.Г.^{/5/} и Чжоу Гуан-чжао^{/6/}.

$$\sigma(\theta) = \frac{h^2}{4p_a^2} [(2j_a + 1)(2j_b + 1)]^{-1} \sum_J (2J+1) d_{m_c+m_d, m_a+m_b}^J(\theta) \langle m_c m_d | R^J | m_a m_b \rangle^2 \quad (A)$$

$$= [(2j_a + 1)(2j_b + 1)]^{-1} \sum_{\vec{q}} (q_{m_c+m_d, m_a+m_b}^* \langle m_c m_d | \vec{f} | m_a m_b \rangle).$$

Здесь знак Σ обозначает сумму по проекциям m_a, m_b, m_c, m_d . J есть полный момент количества движения. Сумма по J берется до некоторого J_0 (подлежащего определению). В рассматриваемых нами далее случаях значение J_0 отличается от максимального орбитального момента l_0 на $1/2$ или на 1 , т.е. при больших J_0 можно считать, что $J_0 \approx l_0$. Остальные обозначения см. в работах /4/ и /7/.

В правых частях формул (1) и (A) введены следующие обозначения: $\langle m_c m_d | \vec{f} | m_a m_b \rangle$ есть вектор с компонентами

$$\langle m_c m_d | \vec{f} | m_a m_b \rangle = \sqrt{\pi} h/p_a \sqrt{2J+1} \langle m_c m_d | R^J | m_a m_b \rangle \quad (1.2)$$

$$J = 0, 1, 2, \dots, J_0 \quad \text{или} \quad J = 1/2, 3/2, \dots, J_0,$$

\vec{a}, \vec{q} - вектор с компонентами

$$q_{m_c+m_d, m_a+m_b}^J = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} d_{m_c+m_d, m_a+m_b}^J(\theta) \quad (1.3)$$

Для компоненты поляризации $P(\theta)$ частицы со спином $1/2$, перпендикулярной к плоскости реакции, в случае неполяризованных пучка и мишени можно получить выражение (см. /4/ и /8/):

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) P(\theta) &= (-i\sqrt{2}) \frac{h^2}{4p_a^2} [(2j_a + 1)(2j_b + 1)] \sqrt{2} \sum_{m_c'} \sum_{m_d'} (-1)^{1/2 - m_c'} C_{1/2, m_c', 1/2, -m_c'}^{1-1} \\ &\sum_{J_1, J_2} (2J_1 + 1) D_{m_c+m_d, m_a+m_b}^{J_1}(-\pi, \theta, \pi - \phi) \langle m_c m_d | R^{J_1} | m_a m_b \rangle \cdot \\ &(2J_2 + 1) D_{m_c'+m_d', m_a+m_b}^{J_2*}(-\pi, \theta, \pi - \phi) \langle m_c' m_d' | R^{J_2} | m_a m_b \rangle^* \equiv \\ &\equiv 2i [(2j_a + 1)(2j_b + 1)]^{-1} \sum_{m_a, m_b, m_d} (q_{m_c+m_d, m_a+m_b}^{-1/2} \langle -1/2, m_d | \vec{f} | m_a m_b \rangle) \cdot \\ &\cdot (q_{1/2+m_d, m_a+m_b}^{+1/2} \langle +1/2, m_d | \vec{f} | m_a m_b \rangle^*). \end{aligned} \quad (B)$$

В формуле (B) и всюду в дальнейшем предполагается сохранение четности. Это уменьшает число "обобщенных фаз" /4/:

$$\langle -m_c -m_d | R^J | -m_a -m_b \rangle = \langle m_c m_d | R^J | m_a m_b \rangle (-1)^{j_a + j_d - j_a - j_b} \eta_c \eta_d / \eta_a \eta_b \quad (1.4)$$

Здесь η обозначают внутренние четности частиц. Функции $d_{m,n}^j$ тоже не все независимы^{/4/}:

$$d_{-m,-n}^j(\theta) = (-1)^{m-n} d_{m,n}^j(\theta) = d_{n,m}^j(\theta). \quad (1.5)$$

Наша задача состоит в нахождении наименьшего возможного значения σ при заданных $\sigma(\theta)$, $P(\theta)$ и J_0 . Она сильно упрощается, если учесть следующее обстоятельство. Как видно из (A) и (B), функции $\sigma(\theta)$ и $P(\theta)$ непосредственно зависят только от переменных

$$\langle m_c m_d | z | m_a m_b \rangle = (q_{m_c+m_d, m_a+m_b} \langle m_c m_d | f | m_a m_b \rangle).$$

В силу неравенства Коши-Буняковского $|(q \vec{f})|^2 < (q^2 |f|^2)$, откуда $|f|^2 < |(q \vec{f})|^2 / |q|^2 = |z|^{2j} / |q|^2$. Поэтому

$$\sigma \geq \sigma_m = [(2j_a + 1)(2j_b + 1)]^{-1} \sum |\langle m_c m_d | z | m_a m_b \rangle|^2 / |q_{m_c+m_d, m_a+m_b}|^2; \quad (C)$$

где σ_m зависит тоже только от переменных z . Знак равенства в (C) может достигаться (а именно при $\langle m_c m_d | f | m_a m_b \rangle \parallel q_{m_c+m_d, m_a+m_b}$) и поэтому наименьшее значение σ совпадает с наименьшим значением σ_m .

§ 2. Реакции типа $\frac{1}{2} + 0 \rightarrow \frac{1}{2} + 0$.

Примеры реакций с $j_a = j_c = \frac{1}{2}$, $j_b = j_d = 0$: $\pi + p \rightarrow \pi + p$, $\pi + p \rightarrow Y + K$, $p + He \rightarrow p + He$.

Для таких реакций ввиду (1.4) и (1.5) имеем

$$\langle -\frac{1}{2} 0 | z | -\frac{1}{2} 0 \rangle = \langle \frac{1}{2} 0 | z | \frac{1}{2} 0 \rangle = z_+$$

$$\langle -\frac{1}{2} 0 | z | \frac{1}{2} 0 \rangle = \langle \frac{1}{2} 0 | z | -\frac{1}{2} 0 \rangle = z_-.$$

Для удобства считаем равными произведения внутренних четностей частиц a , b и c , d . Вычисления в другом варианте четностей производятся аналогично и дают тот же результат. Задача сводится к нахождению наименьшего значения функции σ_m всего от двух комплексных переменных

$$\sigma_m = \frac{|z_+|^2}{|q_+|^2} + \frac{|z_-|^2}{|q_-|^2} \quad (2.C)$$

при следующих условиях на эти переменные

$$|z_+|^2 + |z_-|^2 = \sigma(\theta) \quad (2.A)$$

$$i(-z_+ z_-^* + z_- z_+^*) = 2 \operatorname{Im} z_+ z_-^* = \sigma(\theta) P(\theta). \quad (2.B)$$

Если не вводить функцию σ_m , то надо рассматривать задачу с большим числом переменных f^J , $J = 1/2, 3/2, \dots, J_0$.

Можно найти экстремум σ_m при условиях (2.A) и (2.B) с помощью метода неопределенных множителей Лагранжа. Следует, однако, иметь в виду, что наименьший экстремум σ_m может и не быть наименьшим значением (оно может достигаться на границе). Здесь мы изложим другой способ, который дает именно наименьшее значение σ_m (совпадающее с минимумом, как оказывается) и к тому же проще.

Пусть $z_+ = \rho_+ \exp i\eta_+$ и $z_- = \rho_- \exp i\eta_-$. Далее вместо ρ_+ и ρ_- введем переменные r и a : $\rho_+ = r \sin a$; $\rho_- = r \cos a$. Тогда (2.A) и (2.B) приобретают вид:

$$|z_+|^2 + |z_-|^2 = r^2 = \sigma(\theta) \quad (2.1)$$

$$r^2 \sin 2a \sin(\eta_+ - \eta_-) = \sigma(\theta) P(\theta). \quad (2.2)$$

После этого σ_m можно записать в виде

$$\sigma_m = 4\pi \sigma(\theta) \left(\frac{\sin^2 a}{\Sigma_+} + \frac{\cos^2 a}{\Sigma_-} \right) \quad (2.3)$$

$$\Sigma_+ = 4\pi |q_+|^2 = \sum_{J=1/2}^{J_0} (2J+1) [d_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^J(\theta)]^2$$

$$\Sigma_- = 4\pi |q_-|^2 = \sum_{J=1/2}^{J_0} (2J+1) [d_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^J(\theta)]^2$$

Из (2.1) и (2.2) следует, что $\sin 2a \sin(\eta_+ - \eta_-) = P(\theta)$, откуда $|P(\theta)| \leq |\sin 2a| \leq 1$. Теперь остается найти наименьшее значение (2.3), если $|\sin 2a|$ меняется в этих пределах.

С помощью формул

$$\sin^2 a = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 - \sin^2 2a}), \quad \cos^2 a = \frac{1}{2} (1 - \sqrt{1 - \sin^2 2a})$$

(при заданном $\sin 2a$ возможны два значения $\sin^2 a$ и соответственно $\cos^2 a$) выражаем σ_m через $\sin^2 2a$:

$$\sigma_m = 4\pi \sigma(\theta) \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Sigma_+} + \frac{1}{\Sigma_-} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \sin^2 2a} \left(\frac{1}{\Sigma_+} - \frac{1}{\Sigma_-} \right) \right\}$$

Наименьшее значение σ_m получается при знаке +, если квадратная скобка отрицательная и при знаке -, если она положительна. Далее, выражение

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Sigma_+} + \frac{1}{\Sigma_-} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{1 - \sin^2 2a} \left| \frac{1}{\Sigma_+} - \frac{1}{\Sigma_-} \right|$$

является наименьшим при наибольшем возможном значении корня, что достигается при наименьшем $\sin^2 2a$, т.е. при $\sin^2 2a = P^2(\theta)$. Итак,

$$\sigma \geq \sigma_m \geq 2\pi\sigma(\theta) \left[\left(\frac{1}{\Sigma_+} + \frac{1}{\Sigma_-} \right) - \sqrt{1 - P^2(\theta)} \left| \frac{1}{\Sigma_+} - \frac{1}{\Sigma_-} \right| \right]. \quad (2.4)$$

Если нет условия (2.2), то наименьшее значение $\sin^2 2\alpha$ равно нулю и получается уже известная формула $\sigma \geq 4\pi\sigma(\theta)/\Sigma_0$, где Σ_0 - большее из Σ_+ и Σ_- , см. ^{13/}. Нетрудно проверить, что левая часть (2.4) больше $4\pi\sigma(\theta)/\Sigma_0$ при $P \neq 0$ и $\Sigma_+ \neq \Sigma_-$. В частности, при $P(\theta)=1$ и $\Sigma_0 \gg \Sigma_m$, получаем для наименьшего значения σ величину $2\pi\sigma(\theta)/\Sigma_m$, что гораздо больше $4\pi\sigma(\theta)/\Sigma_0$. Чтобы значения σ и $\sigma(\theta)$ стали совместимыми теперь (когда известно, что $P(\theta)=1$) потребуется гораздо большее J_0 . Таким образом, в этом случае оценка J_0 или r_0 значительно улучшается. Дополнительная информация о поляризации не улучшает оценку, если эта поляризация равна нулю (или если $\Sigma_+(\theta) \approx \Sigma_-(\theta)$, см. рис. 1 и 2).

Полученная формула может быть использована по-другому: если известно r_0 или J_0 (следовательно, известны $\Sigma_+(\theta)$ и $\Sigma_-(\theta)$), а также σ и $\sigma(\theta)$ (при этом, конечно, $\sigma/4\pi\sigma(\theta) > 1/\Sigma_0$), то имеем такое ограничение на величину поляризации $P(\theta)$;

$$\frac{1}{2}(1 - \sqrt{1 - P^2(\theta)}) < \left(\frac{\sigma}{4\pi\sigma(\theta)} - \frac{1}{\Sigma_0} \right) \frac{\Sigma_+ \Sigma_-}{|\Sigma_+ - \Sigma_-|}. \quad (2.5)$$

Конечно, эта оценка для $P(\theta)$ полезна только в тех случаях, когда правая часть (2.5) меньше единицы.

С помощью (2.5) мы можем несколько уточнить известный факт обращения поляризации в нуль при $\theta = 0^\circ$ или 180° , а именно оценить поведение $P(\theta)$ вблизи этих углов. При малых углах $\Sigma_- \approx \Sigma_+ \approx \Sigma_0$ и подстановка формулы (П6) приложения в (2.5) дает

$$P^2(\theta) < \left[\frac{\sigma}{\pi\sigma(\theta)} - \frac{4}{(L_0+1)(L_0+2)} \right] \frac{(L_0+1)(L_0+2)}{2} \sin^2 \theta/2 \quad (2.6)$$

$$0 < \sin^2 \theta/2 \ll \frac{1}{(L_0+1)(L_0+3)}$$

Величина $L_0 = J_0 - \frac{1}{2}$ зависит от принятого r_0 и импульса в системе центра инерции: $\hbar L_0 = r_0 p$.

§ 3. Реакции типа $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$

Примеры таких реакций: $n + p \rightarrow n + p$, $\Sigma^+ + p \rightarrow \Sigma^0 + p$, $\bar{p} + p \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}$ и т.п.

При сохранении четности в задаче фигурируют 8 переменных z . Нам не удалось решить задачу методом нахождения условного минимума. Способ, изложенный выше,

позволяет достичь цели. Аналогично случаю $\frac{1}{2} + 0 \rightarrow \frac{1}{2} + 0$ параметризуем переменные следующим образом (вместо проекций спинов $-\frac{1}{2}$ и $+\frac{1}{2}$ пишем просто $-$ и $+$):

$$\begin{aligned} \langle -- | z | -- \rangle &\equiv z_{--} = r \sin \alpha \sin \beta_1 \sin \gamma_1 \exp i \eta_{--} \\ \langle -- | z | ++ \rangle &\equiv z_{-+} = r \sin \alpha \sin \beta_1 \cos \gamma_1 \exp i \eta_{-+} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \langle +- | z | +- \rangle &\equiv z_{22} = r \sin \alpha \cos \beta_1 \sin \delta_1 \exp i \eta_{22} \\ \langle +- | z | + - \rangle &\equiv z_{21} = r \sin \alpha \cos \beta_1 \cos \delta_1 \exp i \eta_{21} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle +- | z | -- \rangle &\equiv z_{1-} = r \cos \alpha \sin \beta_2 \sin \gamma_2 \exp i \eta_{1-} \\ \langle +- | z | ++ \rangle &\equiv z_{1+} = r \cos \alpha \sin \beta_2 \cos \gamma_2 \exp i \eta_{1+} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\langle ++ | z | +- \rangle \equiv z_{+2} = r \cos \alpha \cos \beta_2 \sin \delta_2 \exp i \eta_{+2}$$

$$\langle ++ | z | + - \rangle \equiv z_{+1} = r \cos \alpha \cos \beta_2 \cos \delta_2 \exp i \eta_{+1}$$

Суммы $4\pi |\vec{q}_{m_a+m_d, m_a+m_b}|^2$ обозначим через Σ_{--} , Σ_{-+} , Σ_{++} и Σ_{+-} соответственно значениям (m_a+m_d, m_a+m_b) . В силу (1.5) в задаче встречаются только эти четыре суммы.

Формулы (A), (B) и (C) принимают вид:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2} \sum_i |z_i|^2 = r^2/2 \quad (3A)$$

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) P(\theta) &= -\text{Im} (z_{--} z_{1-}^* + z_{-+} z_{1+}^* + z_{22} z_{+2}^* + z_{21} z_{+1}^*) = \\ &= -\frac{r^2}{2} \sin 2\alpha [\sin \beta_1 \sin \gamma_1 \sin \beta_2 \sin \gamma_2 \sin (\eta_{--} - \eta_{1-}) + \\ &\quad + \sin \beta_1 \cos \gamma_1 \sin \beta_2 \cos \gamma_2 \sin (\eta_{-+} - \eta_{1+}) + \\ &\quad + \cos \beta_1 \sin \delta_1 \cos \beta_2 \sin \delta_2 \sin (\eta_{22} - \eta_{+2}) + \\ &\quad + \cos \beta_1 \cos \delta_1 \cos \beta_2 \cos \delta_2 \sin (\eta_{21} - \eta_{+1})] = -\sigma(\theta) \sin 2\alpha [P] . \end{aligned} \quad (3.B)$$

Заметим, что для симметрии этой формулы пришлось обозначить $d_{+1,-1}^J = -\sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} d_{+1,-1}^J(\theta)$ в отличие от (1.3)

$$\sigma_m = 4\pi \frac{1}{2} \sum \frac{|z_i|^2}{\Sigma_i} = 4\pi \frac{r^2}{2} \left\{ \frac{\cos^2 \alpha}{\Sigma_{0-}} + \sin^2 \alpha \left[\sin^2 \beta \left(\frac{\sin^2 \gamma_1}{\Sigma_{-+}} + \frac{\cos^2 \gamma_1}{\Sigma_{++}} \right) + \frac{\cos^2 \beta_1}{\Sigma_{00}} \right] \right\} \quad (3.C)$$

Так же как и в § 2 для σ_m можно написать

$$\sigma_m \geq 4\pi \sigma(\theta) \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Sigma_{0-}} + s \right) - \frac{1}{2} \sqrt{1 - \sin^2 2\alpha} \left| \frac{1}{\Sigma_{0-}} - s \right| \right\}$$

$$s = \frac{\sin^2 \beta \sin^2 \gamma}{\Sigma_{-+}} + \frac{\sin^2 \beta \cos^2 \gamma}{\Sigma_{++}} + \frac{\cos^2 \beta}{\Sigma_{00}} \quad (3.3)$$

Покажем, что $|[P]|$ из формулы (3.B) меньше или равно 1. Действительно, $[P]$ сводится к скалярному произведению двух единичных векторов $\vec{\alpha}^{(1)}$ и $\vec{\alpha}^{(2)}$ в восьми-мерном пространстве, каждый из которых имеет компоненты:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \sin \beta \sin \gamma \sin \epsilon & \alpha_5 &= \cos \beta \sin \delta \sin \eta \\ \alpha_2 &= \sin \beta \sin \gamma \cos \epsilon & \alpha_6 &= \cos \beta \sin \delta \cos \eta \\ \alpha_3 &= \sin \beta \cos \gamma \sin \zeta & \alpha_7 &= \cos \beta \cos \delta \sin \theta \\ \alpha_4 &= \sin \beta \cos \gamma \cos \zeta & \alpha_8 &= \cos \beta \cos \delta \cos \theta \end{aligned} \quad (3.4)$$

При этом надо принять, что $\eta_{-+} - \eta_{+-} = \pi/2 - (\epsilon_1 - \epsilon_2)$ и т.д. Поэтому из (3.B) аналогично предыдущему случаю следует, что $|P(\theta)| \leq |\sin 2\alpha| \leq 1$, а также, что $|P(\theta)| \leq |[P]| \leq 1$. Далее, правая часть (3.3) есть линейная функция s и имеет наименьшее значение, когда s минимальное (как в случае $1/\Sigma_{0-} > s$, так и в обратном случае). Представим s в виде $x^2/\Sigma_{-+} + y^2/\Sigma_{++} + z^2/\Sigma_{00}$, где x, y, z - компоненты единичного вектора: $x^2 + y^2 + z^2 = 1$, а Σ_{0-} и Σ_M соответственно большее и меньшее из $\Sigma_{-+}, \Sigma_{++}, \Sigma_{00}$. После этого видим, что наименьшее значение s равно $1/\Sigma_0$:

$$s = 1/\Sigma_0 + y^2(1/\Sigma_{0-} - 1/\Sigma_0) + z^2(1/\Sigma_M - 1/\Sigma_0).$$

Итак, наименьшее значение σ_m достигается, когда $\sin^2 2\alpha$ и s имеют наименьшие значения. Если все восемь переменных z независимы, то $\sin^2 2\alpha$ и s могут принимать свои наименьшие значения одновременно. Действительно, $s = 1/\Sigma_0$ когда фиксированы значения углов β_1 и γ_1 вектора $\vec{\alpha}^{(1)}$, а именно когда либо $\beta_1 = 0, \gamma_1 = 0$, либо $\beta_1 = 0, \gamma_1 = \pi/2$ либо $\beta_1 = \pi/2, \gamma_1 = \text{любое}$. А равенство $\sin^2 2\alpha = P^2(\theta)$ имеет место, когда $[P] = (\vec{\alpha}^{(1)} \vec{\alpha}^{(2)}) = 1$, т.е. когда $\vec{\alpha}^{(2)} \parallel \vec{\alpha}^{(1)}$. Поскольку углы вектора $\vec{\alpha}^{(2)}$ в s не входят, то всегда можно сделать $\vec{\alpha}^{(2)}$ параллельным выбранному вектору $\vec{\alpha}^{(1)}$.

В результате получаем формулу такого же вида, что и в случае $\frac{1}{2}+0 \rightarrow \frac{1}{2}+0$:

$$\sigma \geq 2\pi\sigma(\theta) \left[\frac{1}{\Sigma_{0-}} + \frac{1}{\Sigma_{06}} - \sqrt{1-P^2(\theta)} \left| \frac{1}{\Sigma_{0-}} - \frac{1}{\Sigma_6} \right| \right], \quad (3.5)$$

где теперь Σ_6 обозначает большую из сумм Σ_{--} , Σ_{-+} , Σ_{00} .

Представляется, что изложенным способом можно решить задачу и в случае произвольных спинов. Однако для упругих реакций возникает следующая трудность. Тогда кроме сохранения четности имеет место еще инвариантность относительно обращения времени ^{/4/}

$$\langle m_c m_d | R^J | m_a m_b \rangle = \langle m_a m_b | R^J | m_c m_d \rangle \quad (3.6)$$

или $z_{1-} = z_{-1} = z_{+2}$ и $z_{1+} = z_{+1}$ в случае $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ (пример $p+p \rightarrow p+p$). Другими словами, вектор $\vec{a}^{(2)}$ до некоторой степени фиксирован - $\gamma_2 = \delta_2$ и $\beta_2 = 45^\circ$ (см. (3.2)) и не может быть параллелен вектору $\vec{a}^{(1)}$, у которого $\beta_1 = 0$ или $\pi/2$. Задача нахождения минимума σ_m значительно усложняется.

Еще более она усложняется в случае реакции $p+p \rightarrow p+p$, когда к (1.2) и (3.6) добавляются еще соотношения

$$\langle m_c m_d | R^J | m_a m_b \rangle = \langle -m_d, -m_c | R^J | -m_b, -m_a \rangle, \quad (3.7)$$

вытекающие из тождественности частиц. Это ведет к равенству всех z в (3.2) или к $\beta_2 = \gamma_2 = \delta_2 = 45^\circ$. Однако формулой (3.5) можно пользоваться, примиряясь с некоторым ухудшением оценки, поскольку уточнение этой формулы сводится к увеличению наименьшего значения σ_m . Например, если $P(\theta)=1$, то $\sin^2 2\alpha=1$ и $||P||=1$. Последнее означает, что $\vec{a}^{(1)} \parallel \vec{a}^{(2)}$ и должно быть $\beta_1 = \gamma_1 = 45^\circ$. В результате $s = \frac{1}{4} (1/\Sigma_{--} + 1/\Sigma_{-+}) + \frac{1}{2} \Sigma_{00}$, что конечно больше, чем $1/\Sigma_6 = \frac{1}{4} (1/\Sigma_6 + 1/\Sigma_6) + 1/2 \Sigma_6$. Вместо оценки $\sigma \geq 2\pi\sigma(\theta) (1/\Sigma_{0-} + 1/\Sigma_6)$ даваемой формулой (3.5) для этого случая, получаем

$$\sigma \geq 2\pi\sigma(\theta) \left[1/\Sigma_{0-} + 1/2\Sigma_{00} + (1/\Sigma_{--} + 1/\Sigma_{-+})/4 \right].$$

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Функции $\Sigma_{mn}(\theta)$

В обсуждаемом способе оценки τ_0 фундаментальную роль играют суммы

$$\Sigma_{mn}^J(\theta) = \sum_J (2J+1) \left[d_{mn}^J(\theta) \right]^2. \quad (П.1)$$

1. Свойства симметрии. Из свойств симметрии функций $d_{mn}^J(\theta)$, приведенных в формулах (А.1) и (А.2) в ^{/4/}, следуют соответствующие равенства для $\Sigma_{mn}^J(\theta)$:

$$\Sigma_{mn}^J(\theta) = \Sigma_{-m, -n}^J(\theta) = \Sigma_{n, m}^J(\theta) = \Sigma_{-n, -m}^J(\theta) \quad (П.2)$$

$$\sum_{mn} (\theta) = \sum_{-m,n} (\pi - \theta), \quad \sum_{mn} (\pi/2) = \sum_{-m,n} (\pi/2). \quad (\text{П.3})$$

2. Выражение через полиномы Якоби. Для вывода надо воспользоваться связью между $d_{mn}^J(\theta)$ и полиномами Якоби $P_{j-m}^{m-n, m+n}(\cos \theta)$ (см. ^{/9/} формула (3.8)) и формулой Кристоффеля-Дарбу (см. ^{/10/} § 3.2 и формулу (4.5.2)). В последней формуле надо сделать предельный переход $x \rightarrow y$; далее можно воспользоваться формулами (4.5.7) ^{/10/}, чтобы в конечной формуле фигурировали только многочлены Якоби, но не их производные. Здесь мы не будем приводить полученных громоздких общих формул, а приведем только формулу для $\sum_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(\theta)$:

$$\begin{aligned} \sum_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(\theta) &= \frac{4 \sin^2 \theta/2}{\sin^2 \theta} \frac{(L+1)^3 (L+2)^2}{(2L+3)^2} \{ [P_L^{(1,0)}]^2 + [P_{L+1}^{(1,0)}]^2 - \\ &- [2 \cos \theta + \frac{\cos^2 \theta/2}{(L+1)(L+2)}] P_L^{(1,0)} P_{L+1}^{(1,0)} \} = \sum_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(\pi - \theta). \end{aligned} \quad (\text{П.4})$$

Здесь $L = J_0 - \frac{1}{2}$. Полиномы Якоби $P_L^{(1,0)}$ могут быть выражены через полиномы Лагранжа:

$$\begin{aligned} d_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^J(\theta) &= \sin \theta/2 P_L^{(1,0)}(\cos \theta) = \\ &= -\sin \theta/2 [P_{L+1}(\cos \theta) - P_L(\cos \theta)] / (1 - \cos \theta), \quad L = J - \frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

3. Поведение $\sum_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$ и $\sum_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$ под малыми углами. С помощью формул из 4.21 ^{/10/} или формулы (4.5.8), там же, можем получить

$$\sum_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(\theta) = \sin^2 \theta/2 \frac{(L+1)^2 (L+2)^2}{2}, \quad 0 \leq \sin^2 \theta/2 \ll \frac{1}{(L+1)(L+3)}; \quad (\text{П.6})$$

$$\sum_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(\theta) = (L+1)(L+2) [1 - \sin^2 \theta/2 (L^2 + 3L + 1)].$$

4. Вычисление $\sum_{mn}(\theta)$. Кроме непосредственного вычисления по формуле (П.1) или с помощью формулы Кристоффеля-Дарбу, для приближенного вычисления можно использовать разные асимптотические представления полиномов Якоби, см. ^{/10/}, гл. 8. Например, для вычисления (П.4) можно воспользоваться формулой (8.21.17) из ^{/10/}:

$$\sin \theta/2 P_L^{(1,0)} = \sqrt{\frac{\theta}{\sin \theta}} J_1 [(L+1)\theta]. \quad (\text{П.7})$$

J_1 - функция Бесселя, область применимости $0 \leq \theta < \pi$ (уточнения см. ^{/10/}).

На рисунках 1 и 2 изображены функции $\sum_{-\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}(30\frac{1}{2}, \theta)$ и $\sum_{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}(30\frac{1}{2}, \theta)$. На рис. 2 графики построены по значениям, вычисленным счетной машиной по формуле

(П.1). Значками \times нанесены значения $\Sigma_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}}$, вычисленные с помощью формул (П.4) и (П.7). На рис. 1 значения $\Sigma_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}}$, полученные по формуле (П.1), изображены значками \times ; значками \circ и \square изображены значения $\Sigma_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}}$, полученные соответственно по формуле (П.1) и с помощью формул, аналогичных формулам (П.4) и (П.7).

Л и т е р а т у р а

1. W. Rarita and P. Schwed. Phys. Rev., 112, 271 (1958).
2. В.Г. Гришин и В.И. Огиевецкий. ЖЭТФ, 38, 1008 (1960); Nucl. Phys. 18, 516 (1960).
3. М.И. Широков. ЖЭТФ, 42, 173, 1962. Препринт ОИЯИ Е-859, Дубна. (1962)
4. M. Jacob and G. C. Wick. Ann. of Phys., 7, 404 (1959).
5. Л.Г. Заставенко. ЖЭТФ, 35, 785 (1958).
6. Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 36, 909 (1959).
7. М.И. Широков. ЖЭТФ, 39, 633 (1960).
8. М.И. Широков. ЖЭТФ, 36, 1524 (1959).
9. А. Эдмондс. Угловые моменты в квантовой механике. Сб. "Деформация атомных ядер", Москва, ИЛ, 1958.
10. Г. Сегё. Ортогональные многочлены. ГИФМЛ, Москва, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 мая 1964 года.

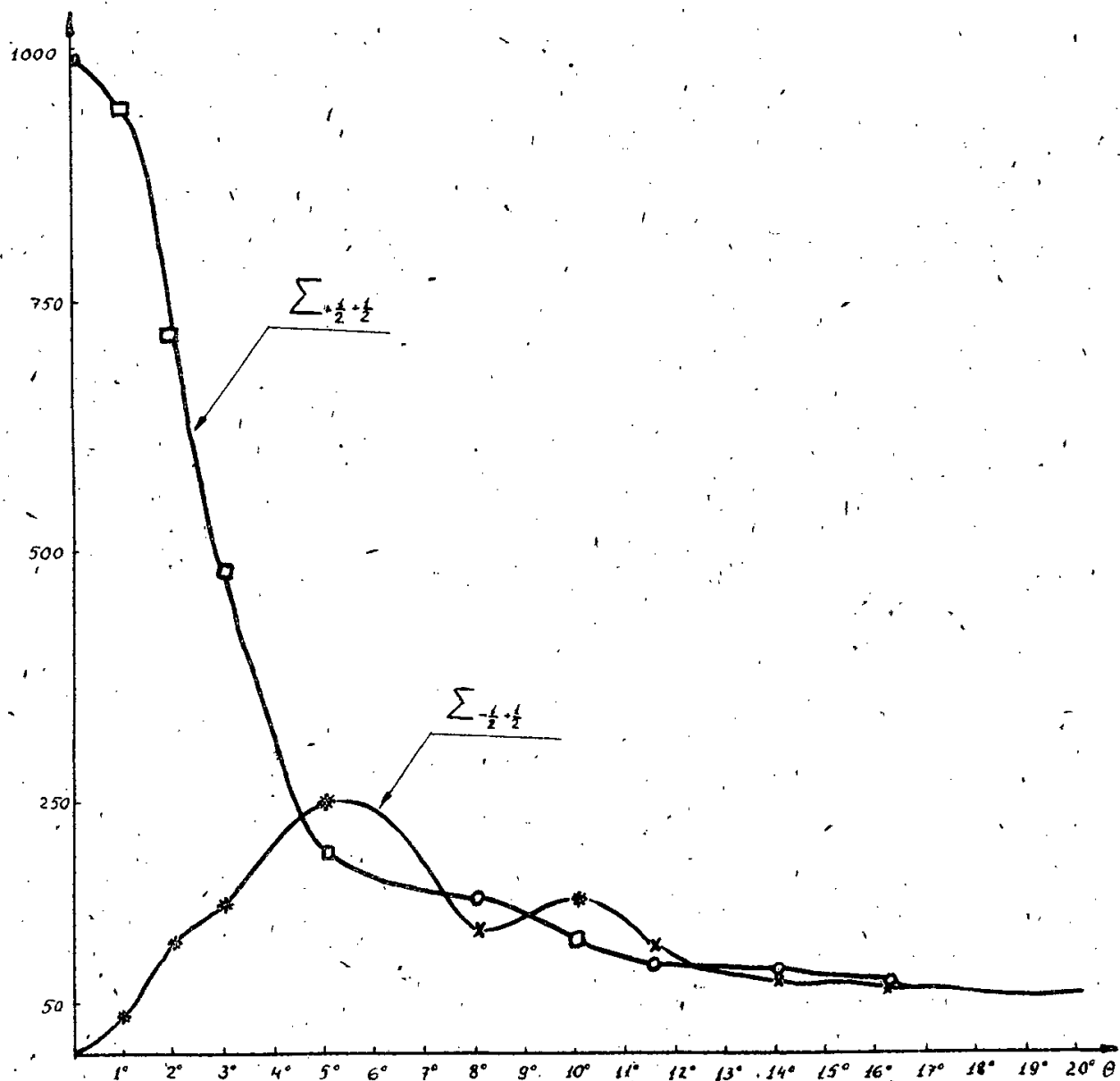


Рис. 1.

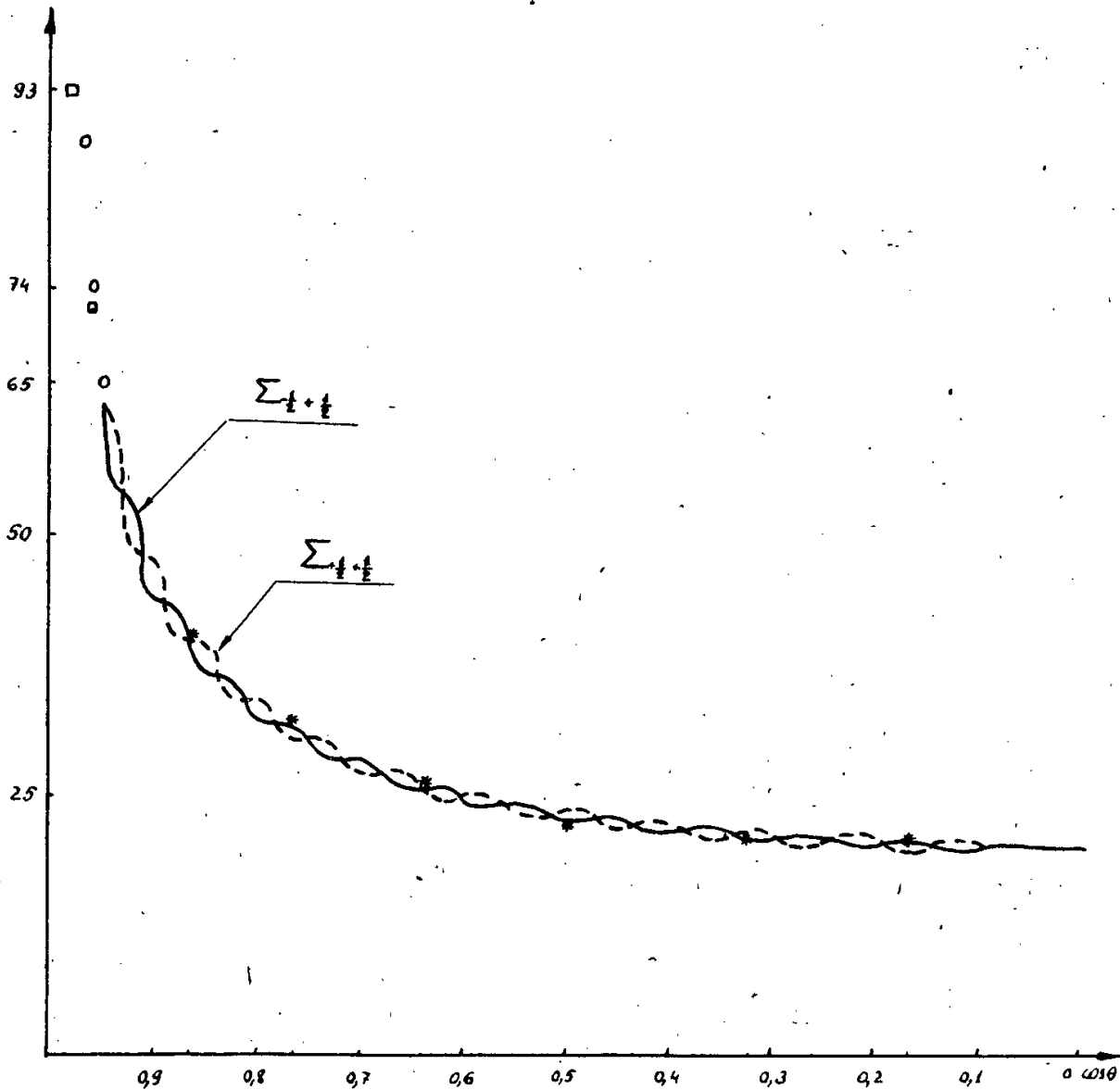


Рис. 2.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3793. Тираж 410. 0,9 уч.-изд. л.
Техн. ред. В.Р. Сарянцева Май 1964 г.



STAT

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

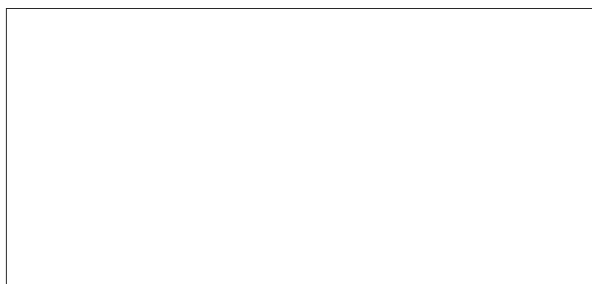
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.А. Беляков, А.В. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев

P-1584

РАСЧЕТ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ

STAT



Дубна 1964

В.А. Беляков, А.В. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев

P-1584

РАСЧЕТ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ

Дубна 1984

В в е д е н и е

Для полного описания взаимодействий необходимо знать характеристики всех рождающихся в реакциях частиц, в том числе и тех, которые регистрируются по радиационному распаду. В задачах по изучению свойств γ -квантов и частиц, продуктом распада которых γ -кванты являются, исследователям приходится применять среды с большими тормозными способностями. Такими средами являются ядерные фотоэмульсии, ксеноновые, фреоновые и пропановые пузырьковые камеры, сцинтилляционные счетчики и другие детекторы. Большая тормозная способность однозначно определяется наличием и числом тяжелых ядер, а присутствие таких ядер резко осложняет анализ экспериментальных данных при получении характеристик, относящихся к свободным нуклонам.

Выяснить влияние сложных ядер на результат исследования взаимодействий со свободными нуклонами, а также изучить специфику генерации частиц определенного сорта на ядрах и взаимодействие уже образованных частиц внутри тех же ядер можно путем исследования взаимодействия быстрых частиц с ядрами.

Мы ставили перед собой задачу проследить изменение характеристик рождения π - и K -мезонов, нуклонов, Λ - и Σ -гиперонов при переходе к все более и более сложным ядрам. Мы полагали, что ее выполнение может оказаться полезным в нескольких отношениях. Во-первых, знание условий генерации на ядрах может дать возможность оценить характер вносимых искажений в характеристики рождения частиц на свободных нуклонах в тех случаях, когда в среде присутствуют и сложные ядра. Во-вторых, оно может оказаться полезным при выборе такого типа ядер или такого класса взаимодействий, в которых влиянием ядра в пределах точности эксперимента можно пренебречь. В-третьих, знание условий рождения частиц на разных ядрах часто требуется при выборе мишени, на которой условия генерации частиц определенного сорта оптимальны и т.д.

Из проблем, решаемых при изучении взаимодействий с ядрами, можно отметить такие: а/ механизм взаимодействия; б/ активность частиц к взаимодействиям с близко расположенными нуклонами; в/ взаимодействие короткоживущих частиц; г/ взаимодействия между странными частицами. Важность двух первых проблем очевидна, поскольку они широко обсуждались в печати. Возникновение третьей проблемы связано с тем, что пробег до распада у короткоживущих частиц значительно меньше пробега до взаимодействия, если в качестве детектора используется даже плотная среда. Можно думать, что изучение взаимодействий таких частиц внутри

ядер откроет новые возможности, так как плотность ядерного вещества очень велика. Чтобы использовать эти возможности, нужно научиться отличать частицы, не испытывавшие взаимодействия в ядре, от частиц, которые покинули ядро после взаимодействия. Проведение точных расчетов может пролить свет на этот вопрос. Наконец, путем исследования реакций на ядрах можно изучать взаимодействия между странными частицами либо в конечном состоянии, либо изучая события типа двойных гиперядер и т.д.

Здесь мы излагаем результаты расчета каскадов в ядрах, выполненного по методу Монте-Карло. О результатах расчета этим методом рождения частиц на ядрах углерода нами сообщалось в работах ^{/1,2/}. В этих работах было показано, что расчет дает удовлетворительное согласие с опытом для рождения как обычных, так и странных частиц, π^- -мезонами с энергией 7 Гэв. Путем обрывания каскада на первом взаимодействии мы имитировали пион-нуклонные взаимодействия и убедились, что расчетные спектры π^- -мезонов, Λ^- -гиперонов и K^0 -мезонов совпадают с экспериментальными для рождения этих частиц на водороде ^{/3/}. Совпадение расчета с экспериментом для водорода и углерода мы считали основанием для попытки рассчитать характеристики рождения частиц на средних и даже на тяжелых ядрах. Из-за отсутствия экспериментальных данных по тяжелым ядрам при наших энергиях мы не могли провести сравнения расчета с опытом, тем не менее приводимые данные по тяжелым ядрам являются полезными для оценок.

Условия расчета

В качестве модели ядра служила модель равномерного по плотности ферми-газа, заполняющего сферу радиуса R ^{/4/}. Значения использованных в расчете радиусов вместе с числом первичных пионов N_1 , для которого выполнен расчет каскадов в каждом из ядер, приведены в таблице 1.

В расчете учитывалось пять сортов частиц: нуклоны, π^- и K^- -мезоны, Λ^- и Σ^- -гипероны, без разделения по знаку заряда. Возможные каналы реакций выбирались с учетом барионного числа и странности. Вероятности каналов задавались известными из эксперимента сечениями. В качестве входных характеристик в расчете использовались также экспериментальные импульсные и угловые распределения в неупругих каналах. Для пионов характеристики различались по признаку "первичный" или "вторичный" пион. Для каждой из этих групп в пределах группы характеристики считались постоянными и одинаковыми. В расчете учитывались: закон сохранения энергии в каждом элементарном акте взаимодействия, принцип Паули и фермиевское движение нуклонов внутри ядер. В каскаде прослеживалось пять "поколений", т.е. частица считалась вышедшей из ядра, если она уже испытала пять взаимодействий. При осуществ-

лении определенного условия частица могла покинуть ядро и раньше. Детали расчета и сравнение с экспериментом даны в /1,2/.

Сечения рождения частиц π^- -мезонами с энергией 7 Гэв на ядрах

В результате расчета каскадов мы получили число частиц N_i i -го сорта, образовавшихся в результате взаимодействия N_t первичных пионов с ядрами, и число первичных пионов N_{nt} , прошедших через ядра без взаимодействий. Этих величин достаточно, чтобы по формулам, приведенным в /2/, определить сечения образования частиц в ядрах. Сечения приведены в таблице 2.

На рис. 1 показана зависимость сечения рождения ΛK^- , $K\bar{K}$ - и ΣK^- пар от массового числа A .

Импульсные и угловые распределения частиц, рождаемых π^- -мезонами с энергией 7 Гэв на ядрах

Импульсные распределения частиц, генерируемых в ядрах, даются в таблицах 3-7, а угловые распределения - в таблицах 8-12.

Прозрачность ядер

На рис. 2 показана зависимость прозрачности от массового числа A . Коэффициент прозрачности ядер по отношению к π^- -мезонам с энергией 7 Гэв мы определяли двумя способами: расчетом по каскадной модели ($\Pi_{\text{каск.}}$) и вычислениями по обычной формуле ($\Pi_{\text{ф.}}$). $\Pi_{\text{каск.}}$ мы определяли как отношение числа не-провазимодействовавших (N_{nt}) к полному числу (N_t) прошедших через ядро первичных π^- -мезонов, т.е.

$$\Pi_{\text{каск.}} = \frac{N_{nt}}{N_t} \quad (1)$$

Можно показать, что прозрачность ядер вычисляется по формуле

$$\Pi_{\text{ф.}} = \exp(-4/3 R \rho \sigma), \quad (2)$$

где R - радиус ядра, ρ - плотность ядерного вещества, σ - средневзвешенное сечение взаимодействия π^- -мезонов нашей энергии с нуклоном, т.е.

$$\sigma = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p) N_p + \sigma_{\text{tot}}(\pi^- n) N_n}{N_p + N_n} \quad (3)$$

В этой формуле $\sigma_{tot}(\pi^- p)$ означает полное сечение реакции $\pi^- p$, $\sigma_{tot}(\pi^- n)$ - полное сечение реакции $\pi^- n$, N_p и N_n - число протонов и нейтронов в ядре. Величины сечений $\sigma_{tot}(\pi^- p)$ и $\sigma_{tot}(\pi^- n)$ взяты из работы /5/, причем для $\sigma_{tot}(\pi^- n)$ взято значение для изотопически равновероятной реакции $\pi^- p$.

Плотность ядерного вещества определялась по формуле

$$\sigma = \frac{A}{4/3 \pi R^3} \quad (4)$$

где $A = N_p + N_n$ - массовое число. Подстановка соотношения (4) в формулу (2) приводит ее к удобному для расчетов виду:

$$\Pi_{\phi} = \exp\left(-\frac{A \sigma}{\pi R^2}\right) \quad (2')$$

Из рис. 2 видно, что вычисленные по каскадной модели прозрачности систематически несколько превышают рассчитанные по формуле (2') значения. По-видимому, это связано с нашим способом выделения невзаимодействовавших π^- -мезонов при определении $\Pi_{\text{каскад}}$. Мы считали, что пион вышел без взаимодействия, если он имел угол вылета меньше 1° в л.с. ^{x/}. Фактически угол вылета меньше 1° могут иметь и π^- -мезоны, образовавшиеся в результате взаимодействий, поэтому мы склонны считать, что оба метода расчета прозрачности дали согласующийся результат.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.С. Барашенкову и коллегам по работе Е.Н. Кладницкой, Ким Хи Ину, А.А. Кузнецову, В.Н. Пеневу и М.И. Соловьеву за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. В.А. Беляков, А.В. Бояджиев, Ван Юн-чан, В.И. Векслер, Н.М. Вирясов, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, В.М. Мальцев, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев, М.И. Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-1472, Дубна, 1963.
2. В.А. Беляков, А.В. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-1452, Дубна, 1963.
3. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, В.И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао, В.Г. Иванов, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Лин-янь. ЖЭТФ, 40, 464 (1961).
4. L.R.V. Elton. Nuclear sizes, Oxford University, 1962.
5. Н.П. Клепиков, В.А. Мещеряков, С.Н. Соколов. Препринт ОИЯИ Д-584, Дубна, 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1964 г.

^{x/} Этот предел для углов вылета выбран с учетом реального разброса в угле вылета первичных π^- -мезонов в эксперименте/1/.

Таблица 1

Радиусы ядер R и число первичных пионов N_t , использованные при расчете

| | Be ₄ | C ₆ | O ₈ | F ₉ | Al ₁₃ | Cl ₁₇ | Cu ₂₉ | Br ₃₅ | Xe ₅₄ | Pb ₈₂ |
|-------|-----------------|----------------|----------------|----------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| R | 2,92 | 3,07 | 3,42 | 3,60 | 4,05 | 4,40 | 5,00 | 5,34 | 6,15 | 7,00 |
| N_t | 10 | 10 | 10 | 10 | 9 | 10 | 6 | 5 | 5 | 6 |

Таблица 2

Сечения образования частиц при взаимодействии Π^- -мезонов с энергией 7 ГэВ с ядрами

| | Be ₄ | C ₆ | O ₈ | F ₉ | Al ₁₃ | Cl ₁₇ | Cu ₂₉ | Br ₃₅ | Xe ₅₄ | Pb ₈₂ | |
|------------|-----------------|----------------|----------------|----------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-------|
| миллибарны | N | 0,52 | 0,76 | 1,05 | 1,24 | 1,94 | 2,51 | 4,89 | 7,08 | 10,99 | 16,82 |
| | π | 0,17 | 0,20 | 0,26 | 0,29 | 0,38 | 0,48 | 0,69 | 0,80 | 1,11 | 1,46 |
| | ΛK | 5,6 | 7,4 | 9,8 | 11,2 | 16,1 | 19,8 | 33,4 | 37,8 | 51,3 | 81,1 |
| | $K\bar{K}$ | 8,0 | 7,9 | 11,8 | 13,7 | 17,7 | 20,2 | 24,5 | 31,6 | 35,7 | 53,1 |
| | ΣK | 2,0 | 2,8 | 2,8 | 3,3 | 3,9 | 4,0 | 8,9 | 8,4 | 10,2 | 11,8 |

Таблица 3

Импульсное распределение нуклонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах)

| Ядро \ Импульс Гэв/с | 0+0,2 | +0,4 | +0,6 | +0,8 | +1,0 | +1,2 | +1,4 | +1,6 | +1,8 | +2,0 | +2,2 | +2,4 | +2,6 | +2,8 | > 2,8 |
|-------------------------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| Be | 29,0 | 21,0 | 11,7 | 6,0 | 4,2 | 3,3 | 2,7 | 2,8 | 2,4 | 2,4 | 2,2 | 2,0 | 1,7 | 1,3 | 7,3 |
| C | 8,1 | 28,0 | 19,9 | 10,4 | 5,7 | 4,0 | 2,8 | 2,5 | 2,3 | 2,3 | 2,1 | 1,8 | 1,6 | 1,1 | 7,4 |
| O | 31,1 | 22,4 | 11,9 | 6,8 | 4,4 | 3,8 | 2,6 | 2,3 | 2,0 | 2,0 | 1,7 | 1,5 | 1,2 | 1,0 | 6,0 |
| F | 31,6 | 22,8 | 11,8 | 6,7 | 4,5 | 3,2 | 2,6 | 2,4 | 2,1 | 1,8 | 1,6 | 1,4 | 1,2 | 1,1 | 5,2 |
| Al | 33,7 | 24,5 | 12,7 | 6,2 | 4,3 | 2,7 | 2,1 | 2,0 | 1,6 | 1,5 | 1,3 | 1,2 | 1,0 | 0,7 | 4,5 |
| Cl | 33,4 | 23,7 | 12,7 | 6,6 | 4,6 | 3,0 | 2,1 | 1,9 | 1,7 | 1,5 | 1,4 | 1,2 | 1,0 | 0,9 | 4,3 |
| Cu | 35,2 | 25,4 | 13,5 | 6,8 | 4,3 | 2,6 | 1,9 | 1,3 | 1,3 | 1,1 | 1,0 | 0,9 | 0,8 | 0,6 | 3,3 |
| Br | 35,6 | 25,8 | 13,8 | 6,7 | 4,0 | 2,6 | 1,9 | 1,4 | 1,3 | 1,0 | 1,0 | 0,8 | 0,7 | 0,5 | 2,9 |
| Xe | 36,6 | 26,9 | 13,9 | 6,9 | 4,0 | 2,4 | 1,6 | 1,2 | 1,0 | 0,9 | 0,8 | 0,5 | 0,5 | 0,5 | 2,3 |
| Pb | 38,2 | 26,6 | 13,9 | 6,8 | 3,8 | 2,3 | 1,6 | 1,0 | 0,9 | 0,8 | 0,7 | 0,5 | 0,4 | 0,4 | 2,1 |

Таблица 4

Импульсное распределение Π -мезонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах)

| Ядро | Импульс Гэв/с | Импульсное распределение Π -мезонов, генерируемых Π^- -мезонами с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах) | | | | | | | | | | | | | | |
|------|------------------|---|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | | 0+0,2 | +0,4 | +0,6 | +0,8 | +1,0 | +1,2 | +1,4 | +1,6 | +1,8 | +2,0 | +2,2 | +2,4 | +2,6 | +2,8 | >2,8 |
| Be | | 5,4 | 15,8 | 13,8 | 10,8 | 7,8 | 6,0 | 5,4 | 4,3 | 3,3 | 2,6 | 2,2 | 1,6 | 1,5 | 0,9 | 18,6 |
| C | | 5,5 | 16,7 | 14,6 | 11,1 | 8,3 | 6,2 | 5,1 | 4,1 | 3,4 | 2,2 | 2,1 | 1,5 | 1,4 | 0,8 | 16,0 |
| O | | 5,7 | 17,7 | 15,9 | 11,7 | 8,1 | 5,9 | 5,1 | 4,3 | 3,3 | 2,4 | 2,2 | 1,5 | 1,2 | 0,9 | 14,3 |
| F | | 5,8 | 13,7 | 16,5 | 11,6 | 8,0 | 6,2 | 5,0 | 4,1 | 3,1 | 2,2 | 2,1 | 1,5 | 1,2 | 0,8 | 13,2 |
| Al | | 6,2 | 20,6 | 17,4 | 12,1 | 8,4 | 6,2 | 5,1 | 4,0 | 3,1 | 2,1 | 1,8 | 1,2 | 1,0 | 0,7 | 10,1 |
| Cl | | 6,4 | 20,6 | 17,6 | 12,5 | 8,1 | 6,0 | 4,9 | 4,0 | 3,1 | 2,3 | 1,7 | 1,2 | 1,0 | 0,6 | 10,1 |
| Cu | | 7,2 | 24,0 | 19,6 | 12,6 | 8,1 | 5,6 | 4,6 | 3,4 | 2,5 | 1,9 | 1,6 | 1,0 | 0,8 | 0,7 | 6,4 |
| Br | | 7,0 | 24,6 | 20,0 | 12,8 | 7,9 | 6,0 | 4,8 | 3,3 | 2,2 | 1,7 | 1,5 | 0,8 | 1,1 | 0,5 | 5,8 |
| Xe | | 7,6 | 27,5 | 22,0 | 13,0 | 7,7 | 5,5 | 3,8 | 2,7 | 1,9 | 1,4 | 1,1 | 0,8 | 0,7 | 0,4 | 3,9 |
| Pb | | 8,2 | 30,8 | 22,8 | 12,6 | 7,0 | 5,0 | 3,4 | 2,2 | 1,8 | 0,9 | 1,1 | 0,6 | 0,5 | 0,3 | 2,8 |

Таблица 5

Импульсное распределение Λ - гиперонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах от общего числа частиц)

| Ядро \ Импульс Гэв/с | 0+0,2 | +0,4 | +0,6 | +0,8 | +1,0 | +1,2 | +1,4 | +1,6 | +1,8 | +2,0 | +2,2 | +2,4 | +2,6 | +2,8 | > 2,8 |
|-------------------------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| Be | 0,0 | 7,2 | 9,1 | 9,1 | 12,0 | 9,1 | 8,1 | 6,2 | 5,7 | 3,4 | 3,8 | 3,4 | 1,4 | 3,8 | 17,7 |
| C | 0,0 | 5,9 | 8,0 | 13,1 | 11,8 | 10,6 | 5,1 | 8,0 | 5,5 | 5,5 | 2,9 | 3,8 | 2,9 | 3,8 | 13,1 |
| O | 0,0 | 5,6 | 5,2 | 11,6 | 12,4 | 11,3 | 5,2 | 7,1 | 5,6 | 4,9 | 6,7 | 1,5 | 1,5 | 3,4 | 18,0 |
| F | 0,0 | 6,6 | 6,2 | 10,5 | 9,8 | 10,9 | 10,2 | 6,9 | 4,4 | 4,7 | 4,0 | 3,6 | 5,8 | 2,2 | 14,2 |
| Al | 0,0 | 4,3 | 10,5 | 9,9 | 10,5 | 11,2 | 8,2 | 8,2 | 5,9 | 4,3 | 3,0 | 3,0 | 2,3 | 1,6 | 17,1 |
| Cl | 0,0 | 3,7 | 10,4 | 10,7 | 10,7 | 8,3 | 8,9 | 4,9 | 4,9 | 4,9 | 3,1 | 4,0 | 3,1 | 4,3 | 17,2 |
| Cu | 0,0 | 7,8 | 10,6 | 12,6 | 8,7 | 13,7 | 6,7 | 3,5 | 1,2 | 5,9 | 2,7 | 3,5 | 1,6 | 2,7 | 18,8 |
| Br | 0,0 | 2,8 | 8,1 | 11,9 | 16,1 | 8,5 | 7,1 | 8,5 | 4,3 | 6,2 | 4,3 | 2,8 | 2,4 | 2,4 | 14,6 |
| Xe | 0,0 | 2,3 | 8,8 | 13,4 | 10,2 | 13,9 | 7,4 | 2,3 | 5,6 | 9,3 | 2,8 | 1,4 | 1,8 | 4,2 | 16,6 |
| Pb | 0,0 | 7,3 | 7,9 | 9,8 | 7,0 | 11,4 | 4,1 | 9,2 | 6,6 | 8,2 | 7,0 | 2,9 | 2,8 | 1,6 | 14,2 |

Таблица 6

Импульсное распределение К-мезонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах) в л.с.

| Ядро \ Импульс Гэв/с | 0+0,2 | +0,4 | +0,6 | +0,8 | +1,0 | +1,2 | +1,4 | +1,6 | +1,8 | +2,0 | +2,2 | +2,4 | +2,6 | +2,8 | > 2,8 |
|-------------------------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| Be | 0,0 | 1,1 | 8,9 | 9,5 | 6,3 | 9,3 | 7,0 | 8,4 | 6,3 | 6,6 | 4,4 | 4,0 | 3,5 | 3,2 | 21,5 |
| C | 0,0 | 2,7 | 7,9 | 9,1 | 8,5 | 9,1 | 9,0 | 7,6 | 9,2 | 4,9 | 4,2 | 3,2 | 3,9 | 3,1 | 17,6 |
| O | 0,0 | 2,0 | 8,4 | 6,5 | 8,6 | 8,2 | 7,2 | 8,7 | 7,5 | 6,1 | 3,8 | 5,5 | 4,3 | 3,6 | 19,5 |
| F | 0,0 | 2,4 | 8,5 | 7,0 | 8,5 | 8,1 | 8,2 | 8,0 | 5,6 | 5,2 | 6,5 | 4,4 | 3,9 | 4,1 | 19,6 |
| Al | 0,0 | 3,1 | 8,1 | 7,9 | 12,9 | 6,3 | 8,8 | 8,9 | 6,2 | 4,7 | 3,9 | 5,3 | 2,9 | 5,2 | 15,8 |
| Cl | 0,0 | 2,3 | 8,7 | 9,7 | 7,1 | 8,6 | 8,2 | 11,1 | 6,4 | 4,8 | 4,4 | 4,5 | 3,2 | 4,8 | 16,5 |
| Cu | 0,0 | 4,7 | 11,1 | 9,0 | 9,5 | 11,6 | 5,7 | 7,9 | 4,5 | 4,6 | 4,5 | 2,6 | 3,0 | 2,6 | 18,7 |
| Br | 0,0 | 1,4 | 11,0 | 11,4 | 7,5 | 7,5 | 8,4 | 6,5 | 7,1 | 4,8 | 4,0 | 2,2 | 4,3 | 3,7 | 20,3 |
| Xe | 0,0 | 2,9 | 12,0 | 7,0 | 8,1 | 7,3 | 12,2 | 9,7 | 9,1 | 5,0 | 3,2 | 3,4 | 3,9 | 1,8 | 14,4 |
| Pb | 0,0 | 4,0 | 12,5 | 10,7 | 9,4 | 7,3 | 8,6 | 6,5 | 5,0 | 6,1 | 6,8 | 1,7 | 3,4 | 1,8 | 16,2 |

Таблица 7

Импульсное распределение Σ - гиперонов, генерируемых Π -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах) в л.с.

| Ядро \ Импульс Гэв/с | +0,2 | +0,4 | +0,6 | +0,8 | +1,0 | +1,2 | +1,4 | +1,6 | +1,8 | +2,0 | +2,2 | +2,4 | +2,6 | +2,8 | $\geq 2,8$ |
|---------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------------|
| ⁹ Be ₄ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 5,5 | 2,7 | 5,5 | 6,9 | 12,3 | 16,4 | 5,5 | 6,8 | 8,2 | 0,0 | 4,1 | 26,1 |
| ¹² C ₆ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 4,5 | 10,1 | 4,5 | 7,9 | 6,8 | 6,8 | 5,6 | 9,0 | 6,8 | 9,0 | 29,2 |
| ¹⁶ O ₈ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 14,3 | 0,0 | 5,2 | 9,1 | 6,5 | 18,1 | 11,7 | 0,0 | 3,9 | 6,5 | 2,6 | 22,1 |
| ¹⁹ F ₉ | 0,0 | 0,0 | 1,2 | 4,9 | 13,4 | 4,9 | 7,3 | 9,8 | 8,5 | 6,1 | 6,1 | 4,9 | 0,0 | 6,1 | 26,8 |
| ²⁷ Al ₁₃ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 4,1 | 8,2 | 6,9 | 2,7 | 5,5 | 1,4 | 9,6 | 12,3 | 5,5 | 1,4 | 6,8 | 35,6 |
| ³⁵ Cl ₁₇ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 1,5 | 7,6 | 19,7 | 10,6 | 10,6 | 7,6 | 0,0 | 21,2 | 1,5 | 4,6 | 15,1 |
| ⁶⁴ Cu ₂₉ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 5,9 | 11,8 | 5,9 | 17,7 | 13,2 | 10,3 | 2,9 | 2,9 | 4,4 | 5,9 | 19,1 |
| ⁸⁰ Br ₃₅ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 6,4 | 8,5 | 4,3 | 21,3 | 14,9 | 0,0 | 4,2 | 0,0 | 6,4 | 4,2 | 29,8 |
| ¹³¹ Xe ₅₄ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 7,0 | 11,6 | 18,6 | 18,6 | 18,6 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 25,6 |
| ²⁰⁷ Pb ₈₂ | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 4,4 | 0,0 | 0,0 | 6,5 | 10,9 | 30,4 | 10,9 | 0,0 | 8,7 | 0,0 | 0,0 | 28,2 |

Таблица 8

Угловое распределение нуклонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах) в л.с.

| Ядро \ $\cos \theta$ | 1,0+0,8 | +0,6 | +0,4 | +0,2 | +0,0 | +(-0,2) | +(-0,4) | +(-0,6) | +(-0,8) | +(-1,0) |
|----------------------|---------|------|------|------|------|---------|---------|---------|---------|---------|
| Be | 47,2 | 11,5 | 8,1 | 6,4 | 5,4 | 5,0 | 4,4 | 4,1 | 3,7 | 4,2 |
| C | 45,2 | 12,1 | 8,2 | 6,6 | 5,4 | 5,1 | 4,6 | 4,4 | 4,1 | 4,3 |
| O | 43,8 | 12,6 | 8,4 | 6,8 | 5,9 | 4,9 | 4,7 | 4,4 | 4,1 | 4,4 |
| F | 42,8 | 12,6 | 8,6 | 6,7 | 6,1 | 5,4 | 4,6 | 4,5 | 4,4 | 4,3 |
| Al | 39,7 | 12,5 | 9,4 | 7,1 | 6,1 | 5,4 | 5,2 | 5,0 | 4,7 | 4,9 |
| Cl | 39,3 | 12,7 | 9,2 | 7,1 | 6,4 | 5,6 | 5,5 | 4,6 | 4,7 | 4,9 |
| Cu | 35,9 | 12,9 | 9,3 | 7,7 | 6,4 | 6,1 | 5,8 | 5,3 | 5,1 | 5,5 |
| Br | 34,6 | 13,2 | 9,5 | 7,7 | 6,6 | 6,2 | 5,9 | 5,9 | 5,1 | 5,5 |
| Xe | 31,8 | 13,6 | 9,9 | 7,7 | 7,0 | 6,7 | 6,1 | 5,9 | 5,6 | 5,7 |
| Pb | 30,9 | 13,2 | 9,8 | 8,2 | 7,0 | 6,6 | 6,7 | 5,9 | 5,7 | 6,0 |

Таблица 9

Угловое распределение Π -мезонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах) в л.с.

| Ядро \ $\cos \theta$ | 1,0 \pm 0,8 | \pm 0,6 | \pm 0,4 | \pm 0,2 | \pm 0,0 | $\pm(-0,2)$ | $\pm(-0,4)$ | $\pm(-0,6)$ | $\pm(-0,8)$ | $\pm(-1,0)$ |
|----------------------|---------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| Be | 67,3 | 10,5 | 6,5 | 3,6 | 4,0 | 3,3 | 1,7 | 1,2 | 1,2 | 0,7 |
| C | 65,7 | 10,6 | 6,7 | 4,1 | 4,2 | 3,5 | 1,8 | 1,4 | 1,2 | 0,8 |
| O | 63,2 | 11,1 | 7,2 | 4,1 | 4,5 | 4,0 | 2,0 | 1,6 | 1,4 | 0,9 |
| F | 62,1 | 11,4 | 7,4 | 4,5 | 4,5 | 3,8 | 2,2 | 1,6 | 1,5 | 1,0 |
| Al | 58,9 | 12,2 | 7,5 | 5,0 | 4,8 | 4,3 | 2,5 | 1,9 | 1,7 | 1,2 |
| Cl | 58,5 | 12,0 | 7,5 | 4,9 | 5,1 | 4,5 | 2,6 | 2,0 | 1,8 | 1,1 |
| Cu | 53,0 | 12,7 | 8,4 | 5,7 | 5,6 | 5,2 | 3,2 | 2,5 | 2,1 | 1,6 |
| Br | 52,1 | 12,4 | 8,4 | 5,9 | 6,0 | 5,3 | 3,2 | 2,6 | 2,4 | 1,7 |
| Xe | 45,5 | 13,3 | 9,2 | 7,0 | 6,4 | 5,8 | 4,1 | 3,3 | 3,4 | 2,1 |
| Pb | 42,1 | 13,4 | 9,7 | 7,2 | 6,3 | 6,1 | 5,1 | 4,1 | 3,4 | 2,6 |

Таблица 10

Угловое распределение Λ -гиперонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах) в лаб. системе.

| Ядро \ $\cos \theta$ | 1,0 \pm 0,8 | \pm 0,6 | \pm 0,4 | \pm 0,2 | \pm 0,0 | $\pm(-0,2)$ | $\pm(-0,4)$ | $\pm(-0,6)$ | $\pm(-0,8)$ | $\pm(-1,0)$ |
|----------------------|---------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| Be | 76,6 | 12,0 | 7,2 | 1,9 | 1,4 | 0,5 | 0,4 | - | - | - |
| C | 74,7 | 11,8 | 6,3 | 2,1 | 1,7 | 2,1 | 1,3 | - | - | - |
| O | 76,8 | 9,7 | 3,8 | 4,9 | 1,5 | 2,2 | 1,1 | - | - | - |
| F | 70,2 | 21,4 | 2,2 | 3,6 | 2,2 | - | 0,4 | - | - | - |
| Al | 70,1 | 14,5 | 7,9 | 1,6 | 2,6 | 1,6 | 1,0 | 0,7 | - | - |
| Cl | 75,8 | 14,7 | 6,1 | - | 2,2 | - | 1,2 | - | - | - |
| Cu | 62,7 | 18,4 | 7,5 | 5,5 | 3,5 | 0,8 | 1,6 | - | - | - |
| Br | 68,7 | 13,7 | 11,9 | 1,0 | 0,9 | 1,4 | 2,4 | - | - | - |
| Xe | 75,9 | 17,1 | 3,7 | 2,8 | 0,5 | - | - | - | - | - |
| Pb | 56,6 | 20,3 | 9,5 | 4,8 | 2,9 | 0,6 | 2,8 | - | 2,5 | - |

Таблица 11

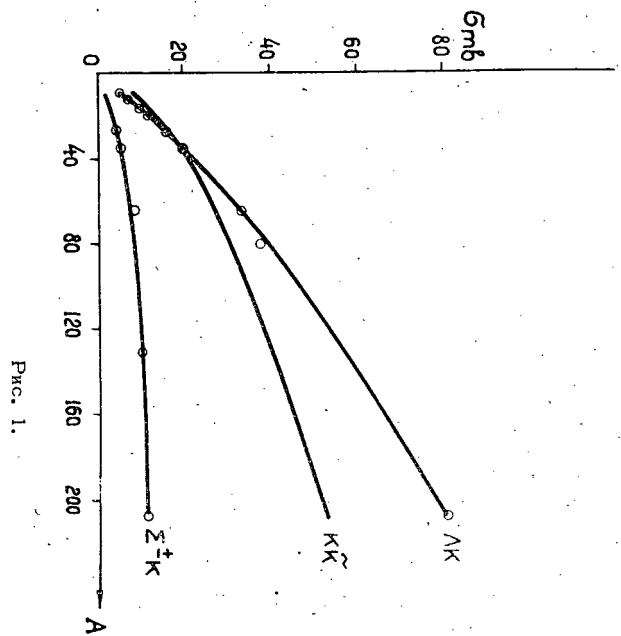
Угловое распределение К-мезонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах) в л.с.

| Ядро \ cos θ | 1,0+0,8 | +0,6 | +0,4 | +0,2 | +0,0 | +(-0,2) | +(-0,4) | +(-0,6) | +(-0,8) | +(-1,0) |
|---------------------|---------|------|------|------|------|---------|---------|---------|---------|---------|
| Be | 87,6 | 7,6 | 2,3 | 0,9 | 1,4 | 0,1 | 0,1 | - | - | - |
| C | 85,0 | 8,9 | 3,8 | 0,7 | 1,2 | 0,4 | - | - | - | - |
| O | 85,5 | 10,8 | 2,9 | 0,1 | 0,7 | - | - | - | - | - |
| F | 86,9 | 7,0 | 3,6 | 1,2 | 1,2 | 0,2 | - | - | - | - |
| Al | 83,6 | 10,9 | 2,7 | 1,9 | 0,7 | - | 0,2 | - | - | - |
| Cl | 83,4 | 10,2 | 3,0 | 1,3 | 1,8 | 0,3 | - | - | - | - |
| Cu | 83,5 | 9,3 | 3,6 | 0,9 | 2,4 | 0,3 | - | - | - | - |
| Br | 85,9 | 9,1 | 3,3 | 0,3 | 0,8 | 0,6 | - | - | - | - |
| Xe | 81,8 | 10,7 | 5,9 | 0,5 | 1,1 | - | - | - | - | - |
| Pb | 84,0 | 10,8 | 2,3 | 1,8 | 1,0 | 0,1 | - | - | - | - |

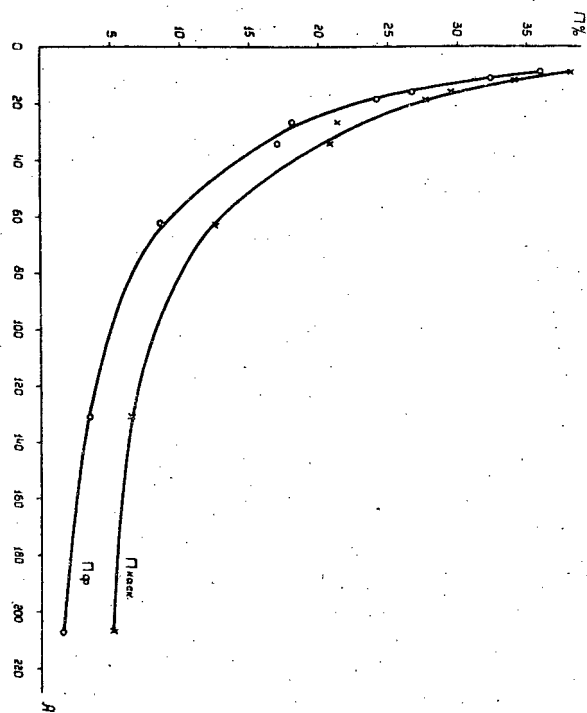
Таблица 12

Угловое распределение π -гиперонов, генерируемых Π^- -мезонами
с импульсом 7 Гэв/с на ядрах (в процентах) в л.с.

| Ядро \ cos θ | 1,0 \pm 0,8 | \pm 0,6 | \pm 0,4 | \pm 0,2 | \pm 0,0 | $\pm(-0,2)$ | $\pm(-0,4)$ | $\pm(-0,6)$ | $\pm(-0,8)$ | $\pm(-1,0)$ |
|---------------------|---------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| Be | 87,8 | 9,6 | 2,6 | - | - | - | - | - | - | - |
| C | 84,4 | 15,6 | - | - | - | - | - | - | - | - |
| O | 80,5 | 18,2 | - | 1,3 | - | - | - | - | - | - |
| F | 73,2 | 23,2 | - | 3,6 | - | - | - | - | - | - |
| Al | 83,6 | 12,3 | 4,1 | - | - | - | - | - | - | - |
| Cl | 81,8 | 18,2 | - | - | - | - | - | - | - | - |
| Cu | 82,4 | 7,3 | 10,3 | - | - | - | - | - | - | - |
| Br | 78,7 | 8,5 | 6,4 | 4,3 | 2,1 | - | - | - | - | - |
| Xe | 86,0 | 14,0 | - | - | - | - | - | - | - | - |
| Pb | 73,9 | 13,0 | 2,2 | 10,9 | - | - | - | - | - | - |



Pmc. 1.



Pmc. 2.

Беляков В.А., Бояджиев А.В., Вирясов Н.М.,
Мальцев В.М.

P-1584

Расчет рождения частиц на ядрах.

По методу Монте-Карло рассчитаны каскады, вызываемые π^- -мезонами с импульсом 7 Гэв/с в десяти часто применяющихся в экспериментальной физике ядрах ${}^9_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{19}_9\text{F}$, ${}^{27}_{18}\text{Al}$, ${}^{35}_{17}\text{Cl}$, ${}^{64}_{29}\text{Cu}$, ${}^{80}_{35}\text{Br}$, ${}^{131}_{54}\text{Xe}$, ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ /.

Вычислено сечение рождения на этих ядрах π^- - и K^- -мезонов, нуклонов, Λ^- - и Σ^- -гиперонов. Получены угловые и импульсные характеристики этих частиц. Даются коэффициенты прозрачности исследованных ядер. Приводится зависимость сечения рождения частиц от массы ядер при заданном импульсе падающих частиц.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Заказ 3639. ● ● ● Тираж 320. 1,1 уч.-изд. л.
Техн. редактор Н.Н. Зрелова. 1964 г.
Март