PROCESSING COPY

13

D507933

CENTRAL INTELLIGENCE AGENCY

INFORMATION REPORT

25X1

S-E-C-R-E-T

COUNTRY	USSR	REPORT	
SUBJECT	34 Technical Reports Published by the Soviet Academy of Sciences	DATE DISTR.	8 June 1956
		NO. OF PAGES	3
DATE OF INFO.		REQUIREMENT NO.	RD
PLACE ACQUIRED		REFERENCES	

25X1

This is UNEVALUATED Information

25X1

THE SOURCE EVALUATIONS IN THIS REPORT ARE DEFINITIVE.
THE APPRAISAL OF CONTENT IS TENTATIVE.
(FOR KEY SEE REVERSE)

Description of Attachments:

25X1

1. Drainage of Hydrotechnical Tunnels by G. M. Lomize and V. M. Nasberg.
2. Filtration of a Canal with the Aid of Double Drainage Dams by G. N. Pykhteyev.
3. Inflow into Pores of Stratum with Variable Pressure on Contour of Feeding Pump (parameter of strata and inflow to be determined by use of isobar chart) by I. A. Charnyy.
4. Flow of Subsoil Waters in Dams, Locks, and Canals by N. N. Verigin.
5. About the Selection of the Degree of Computed Speed of Air in Axial Compressors, Conveyances, and Gas Turbine Power Plants by B. M. Likhterov.
6. Vortical (vortex) Energy-divider of the Flow by M. G. Dubinsky.
7. Theory of Stabilization of the Course of a Robot Airplane Assisted by an Automatic Pilot, with the Constant Speed of a Servo-motor by A. A. Andronov and N. N. Bautin.
8. About the Movement of a Material Point within a Rapidly Revolving Crane by E. M. Goldin. 25X1
9. Geometrical Presentations of the Theory of Communications (Geometricheskiye Predstavleniya v Teorii Svyazi) by E. L. Blokh and A. A. Kharkevich.

S-E-C-R-E-T

[illegible](S) ________ NOT

MICRO[illegible]MED - POOR COPY

STATE	X	ARMY	X	NAVY	X	AIR	X	FBI		AEC	OSI/Ev	x		

NOTE: Washington distribution indicated by "X"; Field distribution by "#".)

13

S-E-C-R-E-T

25X1

10. On the Question of the Nature and Movement of Unexpected Ejections of Coal and Gases by V. S. Kravchenko.

25X1

11. Electric Conductivity and Heat Conductivity of Several Copper-Nickel Sulphide Alloys by D. M. Chizhikov, Z. F. Gulyanitskaya, and N. N. Bogovarova.

12. About the Kinetics of Isothermic Formation of Austenite by A. P. Gulyayev and V. M. Zalkin.

13. Properties of Durability and Plasticity of the Alloy Construction of Steel by M. P. Braun and Ye. Ye. Maystrenko.

14. The Influence of Pressure on the Variability of Soaked Minerals in Oil Collectors by M. A. Geyman, V. B. Shneyerson, and A. G. Mamikonov.

15. Kinetics of Regeneration in Dust-detecting Catalizators by K. P. Lavrovskiy and A. L. Rosental.

16. About the Periodic Downfall of Solid Solutions by V. I. Prosvirin.

17. Study of Wear and Tear during Dry Friction and Increased Temperatures by P. Ye. Dyachenko, O. Ye. Kestner, and L. A. Chatynyan. Remarks by M. M. Karabeynik.

18. Gamma-Radiation and the Disintegration Process of La140 by L. V. Arkhangelskiy B. S. Dzhelepov, N. N. Zhukovskiy, V. P. Prikhodtseva, and Yu. V. Kholnov.

19. Gamma-Radiation of Au198 by B.S. Dzhelepov, N. N. Zhukovskiy, V. P. Prikhodtseva, and Yu. V. Kholnov.

20. Comparative Study of Light Atoms Through Methods of Magnetic Analysis (Issledovaniye Urovney Legkikh Yader Metodom Magnitnogo Analiza) by L. M. Khromchenko.

21. Gamma-Spectre of Ir192 by M. P. Glazunov, B. S. Dzhelepov, and Yu. V. Kholnov.

22. Gamma-Radiation of Eu152 - 154 by B. S. Dzhelepov, N. N. Zhukovskiy, and V. G. Nedovesov.

23. Study of Several Instances of Angular Correlation by A. P. Grinberg and I. Kh. Lemberg.

24. Study of Angular Correlation of the Electrons of Interior Conversion of Br80/35 (Issledovaniye Uglovoy Korrelyatsii Electronov Vnutrenney Konversii Br80/35) by B. A. Shakhbazyan and L. I. Rusinov.

25. Study towards Improving Tb160 through Methods of Coincidence (alignment), I. P. Stepanenko, L. Ya. Shavtvalov.

26. Study of Nuclear Isomerism of Zn69, Se79, Se81, Nb95, Rh103, and Ba137 by G. M. Drabkin, V. I. Orlov, and L. I. Rusinov.

27. Detection of Short-period Isomers by O.I. Leypunskiy, M. Ya. Gen, A.M. Tikhomirov, and P. A. Yampolskiy.

28. Life Duration of Certain Atom Particles in an Activated State by E. Ye. Berlovich.

29. On the Differentiating Capacities of Scintillating Spetrometers by I. F. Barchuk, Ye. M. Galkin, M.V. Pasechnik, and N. N. Pucherov.

30. On the Question of the Measurement of Deformation of Nuclear Surfaces by L. A. Sliv and L. K. Peker.

31. Structures of the Second Level of Activation of He5 and Li5 (Struktura Vtorogo Vozbuzhdennogo Urovnya He5 i Li5) by A.I. Baz.

32. Outward Appearance during the Intermediate Interval and the Beta Disintegration of He6 ([illegible] Model s Promezhutochnoy Svyazyu i Beta-raspad He6) by A.I. Baz.

33. The Theory of Secondary Beta-Disintegration by L.A. Maksimov and Ya. A. Smorodinskiy.

S-E-C-R-E-T

25X1

34. New Data on the Comparison of Binding Energy with Neutral Particles (Novyye Dannyye po Sopostavleniyu Energiy Svyazi Srednikh Yader) by V.A. Kravtsov.

25X1

25X1

25X1

25X1

25X1

Page Denied

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
ОТДЕЛЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК
№ 6 [illegible]

ДРЕНИРОВАНИЕ БЕЗНАПОРНЫХ ГИДРОТЕХНИЧЕСКИХ ТУННЕЛЕЙ

Г. М. ЛОМИЗЕ и В. М. НАСБЕРГ

(Москва, [illegible])

Вопросы дренирования обделок туннелей рассмотрены в технической литературе [illegible]. Имеются лишь описания отдельных осуществленных конструкций, не отвечающих в полной мере современным требованиям туннелестроения. К тому же [illegible] говоря о дренировании и ссылаясь на случаи неудачно осуществленного [illegible], допускают неправильные обобщения и оценивают дренирование как мероприятие неприемлемое или же сомнительное. Эта оценка мотивируется наблюдениями фактами вредного действия дренирования на горные породы, окружающие [illegible] и на их естественные гидрогеологические условия [1].

Такая точка зрения толкает к отказу от дренажных устройств и тем самым [illegible] мероприятие, которое в отдельных случаях гидротехнического строительства [illegible] погружении туннелей глубоко под уровень грунтовых вод может дать существенный технический и экономический эффект, способствующий удешевлению и ускорению [illegible]ительства.

В технических условиях и нормах проектирования гидротехнических [illegible] гидроэлектростанций (ТУ-11—51) нет прямых указаний по дренажным устройствам [illegible] расчету их действия [2]. В § 75 ТУ-11—51 говорится о необходимости учета давления грунтовых вод при нарушении нормальной работы дренажных устройств. Это давление относится к категории дополнительных сил и нагрузок, на которые предлагается [illegible] считывать туннельные обделки.

Приведенное указание ТУ можно рассматривать как косвенное [illegible] применимости дренирования в гидротехнических туннелях.

Методы расчета дренажных устройств туннельных обделок освещены [illegible]. Первые рекомендации по количественному учету дренирования подземных сооружений изложены в работе [3].

Между тем опыт научной работы, связанной со строительством [illegible], привел [illegible] к выводу, что дренирование обделок гидротехнических безнапорных туннелей является рациональным решением во многих случаях строительства. К этой [illegible] дренирования гидротехнических сооружений приложима [illegible] дренажных устройств как эффективного мероприятия, без которого [illegible] крупная гидроэлектростанция.

[illegible]

§ 1. Рассмотренные случаи дренирования, исходные положения и предпосылки фильтрационных расчетов. [illegible]

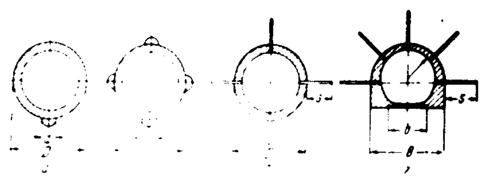
[illegible] порода, окружающая туннель, [illegible] можна комбинация обоих приемов дренирования [illegible] одному

Подверглись изучению следующие схемы [illegible] окружающий туннель,—

1) ленточное дренирование поверхностным [illegible] в нижней части сечения туннеля (фиг. 1, *а*);

2) дренирование четырьмя лентами поверхностного [illegible] щими сечение на четыре квадранта (фиг. 1, *б*);

3) глубинное дренирование при помощи четырех шнуров, [illegible] мых в породу (фиг. 1, *в*).



Фиг. 1. Рассмотренные схемы дренирования туннеля

4) глубинное дренирование при помощи пяти шнуров и ленточный поверхностный дренаж в нижней части сечения (фиг. 1, *г*).

Работа дренажа по первой схеме исследована теоретически методом конформных отображений и изучена экспериментально методом ЭГДА на частном примере. Для дренирования по второй схеме дано теоретическое решение методом конформных отображений. Третий и четвертый случаи изучены экспериментально методом электрогидродинамических аналогий (ЭГДА) на частном примере применительно к задачам строительства одной из ГЭС.

Теоретические решения [illegible] круглой формы туннеля при однородной бетонной обделке [illegible] толщины. Экспериментальные исследования в третьем [illegible] при круглой, а в четвертом при подковообразной форме [illegible].

Во всех случаях [illegible]

$$l > D \tag{1}$$

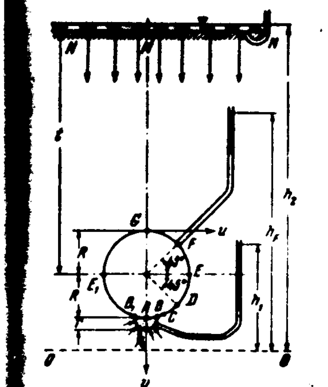
где l — [illegible] оси туннеля под зеркало грунтовых вод, а D — [illegible] диаметр обделки туннеля.

[illegible] опыт исполненных исследований, в фильтра[illegible] дренажных устройств туннелей с достаточным приближением [illegible] любую форму сечения заменить круглой, если соблюдено [illegible]. Так, например, подковообразный профиль успешно заме[illegible] с окружностью, имеющей длину, равную периметру [illegible]образного профиля. Ленточную плоскую дрену лотка подково[illegible] профиля, имеющую ширину B, с достаточным приближением [illegible] расчетной дреной, очерченной по полуокружности радиуса r, [illegible]ного из равенства $B \approx \pi r$.

[illegible] всех расчетах и опытах исходили из следующих основных [illegible].

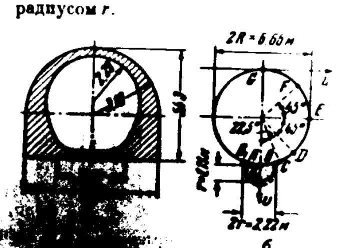
[illegible] вод представляет собой горизон[illegible] токов, движущихся по на[illegible] к этой плоскости.

§ 2. [illegible] дренирования низа обделки туннеля. [illegible] конформных отображений выполнен в следующих предположениях[1]



1. Облицовка имеет форму (фиг. 2) круглого цилиндра $AEGF$, радиуса R.

2. В нижней части облицовки продольный дренаж, имеющий в поперечном разрезе форму полуокружности, описанной из точки A радиусом r.



Фиг. 2. Схема фильтрации [illegible] лотка туннеля: [illegible] — расчетная схема

3. Напор [illegible] сравнения 0-0 обозначен h_2, он [illegible] равен h_1, напор в некоторой точке с коорд[illegible]

В результате решения [illegible] задачи получены следующие зависимости [8].

Для любой точки с координатами x и y

$$\varphi = \frac{\lg \dfrac{\left((x^2 + y^2)\left[1 + (b/\varepsilon_1)^2\right]\right)^2}{\left[x^2 + (b - y)^2\right]\left[x^2 + (b + y)^2\right]}}{\lg \dfrac{\left(\left[1 + (b/\varepsilon_1)^2\right]\left[1 + (b/\varepsilon_2)^2\right]\right)^2}{1 + (2b/\varepsilon_2)^2}} \, 100\% \tag{2.1}$$

где φ — относительный фильтрационный напор, равный

$$\varphi = \frac{h - h_1}{h_2 - h_1} \, 100\% \tag{2.2}$$

[1] Вывод формул для рассматриваемого дренирования, а также описание методики и результатов изучения того же случая дренирования методом ЭГДА приводятся в работе [8].

В формуле (2.1)

$$\ldots \frac{1}{2R} \ldots \frac{v}{u^2+v^2}$$

Здесь u и v — координаты точки, для которой вычисляется φ; параметры ξ_1, ξ_2 и ... определяются по формулам

$$\ldots \qquad \xi_2 = \frac{1}{2(t-R)} \tag{2.4}$$

где u_B и ... определения относительного

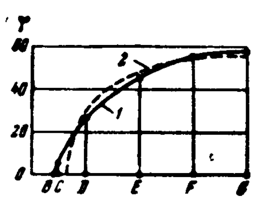
Если ... то следует у принять равным

$$\ldots 100\% \tag{2.5}$$

Приведенный р... по формуле

$$Q \ldots \tag{2.6}$$

Применим получен... случая: туннель имеет подков... лотка ... погружения ... даны на фиг. ...



Фиг. 4. Эпюра фильтрационных напоров φ в процентах от действующего при $t=100$ м: кривая 1 — расчетная; кривая 2 — опытная; по оси абсцисс — развертка наружного контура обделки туннеля (обозначения в соответствии с фиг. 3, 6)

Заменим подковообразный профиль эквивалентным по периметру очертанием по окружности, принимая длину окружности равной периметру внешнего контура обделки подковообразного профиля. Плоский дренаж лотка приводим к дрене в форме полуокружности с радиусом r, имеющей ... периметр по контакту с пород... B). Расчетные формы тунне... показаны на фиг. 3

Р... ния φ для различ... поверхности обдел... в виде развертки на фиг. 4; там же пока... методом ЭГДА[1].

Сопоставление дает ...

Определение ф... расхода по формуле (2.6) дало для ...

а из опыта ...

Приближенное ... рассмотренной задачи фильтрации позволяют ... дренажа, устраиваемого в нижней ...

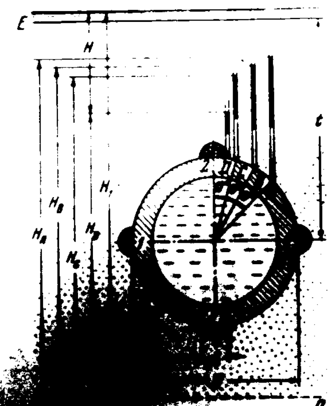
[1] Опыт ...

..., что такое дренирование существенно ...

... нижней части сечения имеет широкое распространение, ... совместно с засводной инъекцией, которая в нижней части сечения туннеля обычно не производится.

Отводящий коллектор дренажа в процессе строительства обычно служит для отвода фильтрующихся вод, а затем входит в конструкцию дренажных устройств лотка туннеля.

§ 3. Плоская задача дренирования обделки туннеля четырьмя лентами. Схема дренирования дана на фиг. 5. Принятые обозначения показаны на чертеже; кроме того, K_1 — коэффициент фильтрации грунта, K_2 — коэффициент фильтрации бетона обделки туннеля.



... обделки ...

Для упрощения расчетов заменим верхнюю прямолинейную границу области фильтрации EF с напором H_1 (фиг. 5) круговым граничным контуром, описанным радиусом, равным $2t$, из центра сечения туннеля (фиг. 6). Напор на этой круговой границе области фильтрации примем равным H_1. Тогда в качестве расчетной будем иметь эквивалентную схему, показанную на фиг. 6. Заметим, что она дает, при условии (1), интересующие нас величины (расход воды, фильтрующейся в дрены, и напоры на внешнем контуре обделки), практически не отличающиеся от таковых для исходной схемы (фиг. 5). Последнее подтверждается общими соображениями, основанными на элементарных положениях теории потенциальных полей и, в частности, подтверждается опытными данными, относящимися к исследованию методом ЭГДА некоторых плоских задач по дренированию туннелей [2] (стр. 50).

Будем полагать, что напоры на контурах всех дрен одинаковы и равны H_D, что дрены имеют одинаковые размеры и расположены на одинаковых расстояниях друг от друга. При таких условиях по симметрии расходы воды, поступающей в каждую из дрен, будут одинаковы[1].

Обозначим через Q_1 (м) приведенный расход каждой дрены, под которым условимся понимать расход, притекающий в отсек дрены длиной 1 м, деленный на K_1. Чтобы получить фактический расход $Q_\ldots$ м³ ...

[1] Применяемый ниже способ расчета пригоден и эффективен и для ... случая несимметричного расположения произвольного числа дрен ... размеров и неодинаковых напоров в дренах. Однако расчетные зависимости в более общем случае несколько усложняются, а число уравнений ...

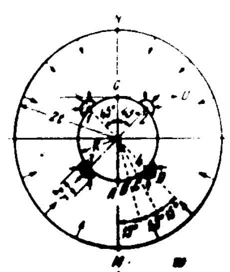
[illegible] на K_1 и L.

В случае стока расход [illegible] расход источника будет [illegible]

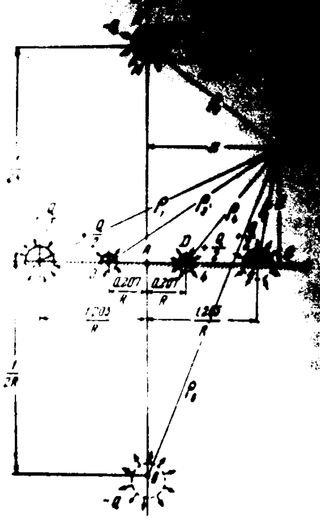
Пусть число симметрично [illegible] будем предполагать, что радиус дрены много меньше радиуса туннеля $r \ll R$.

Задача состоит в определении фильтрационного напора h, как функции координат (u, v) и полого приведенного расхода, который для всех четырех дрен будет равен $Q = 4Q_1$.

Для решения поставленной



Фиг. 6. Исходная схема фильтрации с эквивалентным (круговым) контуром штольни



Фиг. 7. Отображенная схема фильтрации

задачи применим метод конформного изображения. Отобразим точки плоскости w на плоскость z. Принимая отображающую функцию в виде

$$\bar{z} = \frac{1}{w}, \qquad w = u + iv, \qquad z = \xi + i\eta \tag{3.1}$$

будем иметь

$$u = \frac{x}{x^2 + (y - \frac{1}{2} R)^2}, \qquad v = \frac{y - \frac{1}{2} R}{x^2 + (y - \frac{1}{2} R)^2}$$

$$x = \frac{u}{u^2 + v^2}, \qquad y = \frac{1}{2R} - \frac{v}{u^2 + v^2}$$

Расположение осей u, v на плоскости w показано на фиг. 6, а [illegible] x, y на плоскости z показано на фиг. 7.

Такой выбор осей, при условии (3.1), приводит [illegible] и простым для решения формам граничных [illegible] на плоскости z. Так, контур входа фильтрации [illegible]

[illegible] отобразилась в виде [illegible] половине $A42G$ этой окруж- [illegible] $A42G$, а левой половине — [illegible] полупрямая $A31G$. Контуры дрен [illegible] отобразились в виде дуг окружностей, они [illegible] полосе плоскости z. Центры последних [illegible]. Однако величина смещения центров [illegible] по сравнению с соответствующими радиу[illegible] в силу условия $r \ll R$. Поэтому, не [illegible] погрешности в конечные формулы (что под[illegible] специальные числовые расчеты), прибли- [illegible] этих дуг лежат на оси x соответственно [illegible], указанные дуги в пределах верхней [illegible] собой полуокружности.

[illegible] координат характерных точек.

Таблица 1

Точка	Область w		Область z	
	u	v	x	y
M	[illegible]	[illegible]	0	$\frac{1}{2R} - \frac{1}{2t+R}$
N	[illegible]	[illegible]	0	$\frac{1}{2R} - \frac{1}{2t-R}$
A	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0
1	$-0.707R$	[illegible]	[illegible]	0
2	$0.707R$	[illegible]	[illegible]	0
3	$-0.707R$	$1.707R$	$-\frac{0.207}{R}$	0
[illegible]	$0.707R$	$1.707R$	$\frac{0.207}{R}$	0
[illegible]	[illegible]	[illegible]	$\frac{0.066}{R}$	0
[illegible]	[illegible]	[illegible]	$\frac{0.134}{R}$	0
[illegible]	[illegible]	[illegible] $0.707(R+r)$	$\sim \frac{0.207}{R}$	$\sim \frac{0.293}{R} \quad \frac{r}{r+R}$

В этой таблице значения x и y ... величины x и y вычислялись по формулам (3.3) ...

Приближенные значения x_D и y_D получены ... после некоторых преобразований и упрощений; при этом ... членами с r^2, которые благодаря условию $r \ll R$ оказываются ... по сравнению с другими слагаемыми.

Обратимся к фиг. 7. Переходим от полуплоскости в области ε к ... ной плоскости. Для этого дополняем контуры дрен *1, 2, 3, 4* и ... источника MN их зеркальными изображениями, показанными пунктиром. В результате получаем на плоскости систему, состоящую из двух источников, каждый из которых имеет расход воды $(-Q)$, и четырех стоков — дрен, в каждый из которых притекает расход $(+0.5Q)$. Заметим, что в фактическую дрену, составляющую «половину» от зеркально дополненной, притекает расход, в два раза меньший, т. е. $0.5 \times 0.5Q = 0.25Q$. Таким образом, суммарный приведенный расход воды, притекающей во все четыре фактические дрены, изображенные на фиг. 5, выражается величиной Q, как это уже было оговорено выражением $Q = 4Q_1$.

Следуя распространенному в гидромеханике приему, для упрощения расчета будем полагать, что введенные источники и стоки являются точечными. При этом стоки, заменяющие действие дрен, примем находящимися в точках *1, 2, 3, 4*, а источники, заменяющие действие контура MN и его зеркального изображения, примем находящимися на оси y в точках *5* и *6* с ординатами, соответственно равными $0.5R^{-1}$ и $-0.5R^{-1}$.

Пусть произвольная точка в плоскости z имеет координаты x, y, причем $\rho_1, \ldots, \rho_6$ — расстояния от этой точки, соответственно, до точечных стоков *1, 2, 3, 4* и источников *5, 6*. По фиг. 7 имеем

$$\rho_1^2=\left(x+\frac{1.205}{R}\right)^2+y^2, \qquad \rho_4^2=\left(x-\frac{0.207}{R}\right)^2+y^2$$

$$\rho_2^2=\left(x-\frac{1.205}{R}\right)^2+y^2, \qquad \rho_5^2=x^2+\left(\frac{0.5}{R}-y\right)^2 \tag{3.4}$$

$$\rho_3^2=\left(x+\frac{0.207}{R}\right)^2+y^2, \qquad \rho_6^2=x^2+\left(\frac{0.5}{R}+y\right)^2$$

Воспользуемся известным из теории потенциала ... выражением напорной функции для точечного стока (источника), имеющим вид, в случае плоской задачи и однородной среды,

$$h_n=\frac{Q_n}{2\pi}\ln\rho_n+C \tag{3.5}$$

где h_n — напор, обусловленный ... точечному стоку с приведенным расходом Q_n, в произвольной точке, находящейся на расстоянии ρ_n от центра стока, C — произвольная постоянная, зависящая от граничных условий.

Обозначим через h напор в точке (x, y) плоскости z. Пользуясь принципом наложения полей (суперпозиции), последовательно применим выражение (3.5) к стокам *1, 2, 3, 4* и источникам *5, 6* (фиг. 7) и ... принятое выше правило знаков для расходов (сток имеет ...

(3.6)

$$h=\frac{Q}{8\pi}\ln\left\{\frac{\ldots\left[\left(x-\frac{1.205}{R}\right)^2+y^2\right]\left[\left(x+\frac{0.207}{R}\right)^2+y^2\right]}{\left[x^2+\left(\frac{0.5}{R}-y\right)^2\right]^2}\times\frac{\left[\left(x-\frac{0.207}{R}\right)^2+y^2\right]}{\left[x^2+\left(\frac{0.5}{R}+y\right)^2\right]^2}\right\}+C \tag{3.7}$$

Для определения Q и постоянной C воспользуемся граничными условиями. Первое условие: в точке D напор известен и равен H_D, т. е.

$$h=H_D \quad \text{при} \quad x=x_D=\frac{0.207}{R}, \quad y=y_D=\frac{0.293r}{R(R+r)} \tag{3.8}$$

Тогда, используя (3.7) и (3.8), пренебрегая, без заметного ущерба для точности практических расчетов, величинами y_D^2 и y_D во всех квадратных скобках, содержащих после подстановки двучлен, и произведя простейшие преобразования, получим

$$H_D=\frac{Q}{4\pi}\ln\frac{1.99r}{R+r}+C \tag{3.9}$$

Второе условие: в точке M (фиг. 7) контура источника напор известен и равен H_1, т. е.

$$h=H_1 \quad \text{при} \quad x=x_M=0, \quad y=y_M=\frac{1}{2R}-\frac{t}{R+R} \tag{3.10}$$

Подставив в (3.7) значения x_M и y_M ... $h=H_1$. В полученном выражении без заметного ущерба для точности практических расчетов пренебрежем ... где ... окажется малой по сравнению с ..., что возможно по условию (1). Тогда после преобразований ...

$$H_1=\frac{Q}{4\pi}\ln\frac{0.4268(R+\ldots)}{r^2R^2}\ldots \tag{3.11}$$

Затем, вычитая уравнение (3.9) из (3.11), находим окончательную зависимость между действующим напором H и приведенным расходом Q:

$$H=H_1-H_D=\frac{Q}{4\pi}\ln\left[0.0625\left(1+\frac{R}{r}\right)\left(\frac{R}{t}\right)^2\left(1+\frac{2t}{R}\right)^4\right] \tag{3.12}$$

Вычитая уравнение (3.9) из (3.7), получаем выражение, определяющее величину превышения напора в точке (x, y) над напором в дренах

$$h-H_D=\frac{Q}{8\pi}\ln\left\{\frac{(R+r)^2\left[\left(x+\frac{1.205}{R}\right)^2+y^2\right]\left[\left(x-\frac{1.205}{R}\right)^2+y^2\right]}{3.96r^2\left[x^2+\left(\frac{0.5}{R}-y\right)^2\right]^2}\times\frac{\left[\left(x+\frac{0.207}{R}\right)^2+y^2\right]\left[\left(x-\frac{0.207}{R}\right)^2+y^2\right]}{\left[x^2+\left(\frac{0.5}{R}+y\right)^2\right]^2}\right\} \tag{3.13}$$

Чтобы найти [illegible] ности контакта облицовки с [illegible]

$$y = 0$$

и к h припишем индекс x для [illegible] напора в получаемой формуле соответствующ[illegible] оси x отображения на плоскости z. Получим

$$h_x - H_D = \frac{Q}{4\pi} \ln \frac{(R + r)[1.452 - x^2R^2] \times [0.0[illegible] - [illegible]]}{1.90\,(x^2R^2 + 0.250)^2}$$

[illegible] выражением относительного фильтрационного [illegible]

$$\varphi = \frac{h_x - H_D}{H_{.} - H_{.}}\,100\% = \frac{h_x - H_D}{H}\,100\% \qquad (3.16)$$

выража[illegible] полного перепада напора превышени[illegible] напора в [illegible] напором в дрене. Тогда из (3.12), (3.15) и (3.16) получа[illegible]

$$\varphi_x = [illegible]\,100\% \qquad (3.17)$$

Эта формула позволяет построить эпюру относительных напоров, действующих по наружной поверхности обделки туннеля. Для этого следует выбрать несколько характерных точек внешнего контура обделки, определить их координаты u, v, найти по формуле (3.3) соответствующие этим координатам значения абсциссы x и подставить последние в (3.17). В результате получим искомые относительные напоры в этих точках.

Учитывая [illegible]чно для ее построения выбрать характерные точки [illegible] одного квадранта. В качестве таковых для [illegible] B и C (фиг. 6 и 5). Координаты u, v и [illegible] табл. 1. Подставляя соответствующие [illegible] следующие выражения для [illegible] φ_A, φ_B, φ_C в точках A, B, C:

$$\varphi_A = \frac{100}{a} \lg \left[[illegible]500\left(1 + \frac{R}{r}\right)\right] \% \qquad (3.18)$$

$$\varphi_B = \frac{100}{a} \lg \left[0.435\left(1 + \frac{R}{r}\right)\right] \% \qquad (3.19)$$

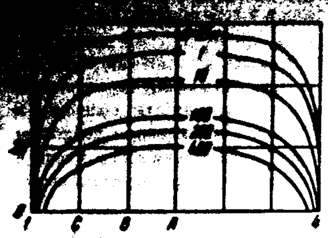
$$\varphi_C = \frac{100}{a} \lg \left[0.250\left(1 + \frac{R}{r}\right)\right] \% \qquad (3.20)$$

$$a = \lg \left[0.0625\left(1 + \frac{R}{r}\right)\left(\frac{R}{t}\right)^2\left(1 + \frac{2t}{R}\right)^4\right] \qquad (3.21)$$

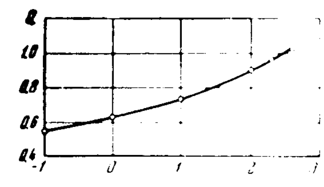
[illegible] (3.12) и (3.21), имея в виду, что для перехода от приведенного [illegible] Q к действительному расходу $Q_ф$, поступающему во все [illegible], следует первый помножить на коэффициент фильтрации грун[illegible]:

$$Q_ф = \frac{4\pi K_1 H}{2.30a}$$

[illegible] туннеля. [illegible] (3.22) для туннеля на [illegible] различных диаметров [illegible] по схеме фиг. 5 приведены в табл. 2. По данным табл. 2 построены эпюры напоров для одного квадранта обделки (фиг. 8).



Фиг. 8



Фиг. 9

Фиг. 8. Эпюры напоров при дренировании туннельной обделки. φ — фильтрационный напор в процентах от действующего; по оси абсцисс — развертка по наружному контуру обделки; диаметр туннеля $D = 6$ м, глубина $t = 100$ м

Фиг. 9. Зависимость фильтрационного расхода Q от диаметра d дрен (мм)

В остальных квадрантах, как вытекает из сказанного выше (по причине того, что $R \ll t$), эпюры получаются такими же.

Таблица 2

d, мм	φ_A, %	[illegible]	φ_C	$\frac{Q_ф}{4\pi K_1 H}$
0.1	57.0	[illegible]	[illegible]	0.0554
1	50.9	[illegible]	[illegible]	0.0635
10	42.4	[illegible]	[illegible]	0.0744
100	30.8	[illegible]	[illegible]	0.0896
200	26.0	[illegible]	[illegible]	0.0952
400	21.1	[illegible]	[illegible]	0.1015
—	0	[illegible]	[illegible]	0.119

На фиг. 9 в полулогарифмических координатах изображен график зависимости расходов от диаметра дрен. График построен по данным последнего столбца табл. 2.

Заметим, что формула (3.22) представляет интерес и для анализа [illegible] порядке величины возможных потерь воды из напорных гидро[illegible] туннелей через продольные трещины (или щели в швах оч[illegible] укладки бетона) в обделке. В этом случае следует еще учесть потерю напора H^*, вызванную гидравлическим сопротивлением движению воды [illegible] трещины, и в формулу (3.22) подставить вместо H величину $H - H^*$. Если трещины рассматривать как полые (незакольматированные), [illegible] вычислить величину H^* по формулам и графикам, имею[illegible] [illegible].

§ 4. [illegible]

[illegible] в нижней трети сечения. Их [illegible] существенно затруднено и входит в противоречие с [illegible] тем более с инъекцией различных растворов в горную породу, [illegible]щую туннель.

Рамки этой статьи не позволяют остановиться на вопросах [illegible] как заходной, так и глубинной; отметим лишь, что таким [illegible] существенно улучшаются статические условия работы [illegible] и приобретается возможность успешной борьбы с агрессивным [illegible] грунтовых вод. Последнее достигается за счет уменьшения доступа [illegible] и специальным подбором инъектируемых растворов, нейтрализующих агрессивность фильтрующихся вод.

В связи с этим несомненный интерес представляет шпуровой дренаж, в свое время предложенный нами для одного из строительства ГЭС и специально исследованный экспериментально методом ЭГДА. Его основные преимущества: 1) возможность устройства после инъекции раствора за свод или в породу, 2) легкая приспособляемость к местным изменениям инженерно-геологических условий путем изменения расположения, направления, длины и количества шпуров. Шпуровой дренаж легко комбинируется с [illegible] поверхностными устройствами.

Подробный материал, характеризующий работу шпурового дренажа, дан в работе [illegible].

Выводы. [illegible] исследований показывают прежде всего высокую [illegible] туннельных обделок и возможность расчета [illegible] определения их работы моделированием методом ЭГДА. [illegible], так и второй способы оценки дренажа вполне доступны [illegible] организации.

Рассмотренными [illegible] лишь начата разработка возможных приемов дренирования. Последние могут получить во многих случаях конструктивные решения, не представляющие значительных затруднений при их осуществлении.

Простейшее дренирование лотка туннеля уже обеспечивает снижение действующего напора грунтовых вод на 50—60%, т. е. кругло в два раза.

Как показывает расчет четырех дренирующих лент и некоторые дополнительные теоретические исследования, не приведенные в этой статье, узкие дрены, расположенные параллельно одна другой на поверхности контакта обделки с грунтом параллельно или же перпендикулярно к продольной оси туннеля, а также комбинации таких продольных и поперечных дрен, образующих прямоугольную дренажную сетку, [illegible] снизить давление в [illegible] раз.

Сопоставление данных о работе дренажных устройств, [illegible] на поверхности контакта обделки с породой, со шпурами, [illegible] горную породу в глубину, показывает, что поверхностный [illegible] не по своим возможностям дренажу глубинному. [illegible] существенно расширяет возможности дренирования путем [illegible] пользования обоих методов порознь или [illegible]

[illegible] условиям того или иного гидротехнического туннеля с учетом [illegible] его конструкции и условий эксплуатации.

Данные, приведенные в табл. 2 и показанные на фиг. 8 и 9, позволяют [illegible] еще некоторые выводы, представляющие практический и теоретический интерес. Как показывает расчет γ для дрен различного диаметра d, даже при весьма малых величинах d давление грунтовых вод гасится значительно. Так, при наличии четырех продольных дрен шириной каждой всего лишь по 0,1 мм давление грунтовых вод [illegible] приблизительно вдвое по сравнению со случаем отсутствия [illegible]. Подобные узкие дрены могут образоваться [illegible] обделка даст четыре продольные трещины, например [illegible] от грунтовых вод при проектировании и сооружении [illegible]. Следовательно, трещинообразование обделки вызывает [illegible] обделки по отношению к давлению грунтовых вод.

Сравнение значений величины Q_ϕ [illegible] $K_1 H$ [illegible] в 1 и 7 строках табл. 2 (0,055 и 0,119), показывает, что фильтрационный расход Q_ϕ изменяется значительно слабее, чем поперечный размер дрен.

Эти выводы и данные полностью согласуются с результатами теоретических и экспериментальных исследований влияния тонких щелей на противофильтрационную эффективность водонепроницаемых шпунтовых завес [5,6]. Еще ранее (1939 г.) к таким же выводам (о малой эффективности противофильтрационных преград при наличии в них даже весьма тонких полых щелей) мы пришли при исполнении научно-исследовательских работ для Мингачаурского гидроузла.

Таким образом можно [illegible] фильтрационные сопротивления дренажных труб [illegible] при значительном изменении степени перфорации их [illegible]. Следовательно, всякого рода подземные трубы, служащие для [illegible] из грунта нефти и подземных вод (с целью осушения, для [illegible] и т. д.), можно применять с незначительной [illegible] перфорации их поверхности, снижая степень перфорации до пределов, не превосходящих допустимые по суффозионной устойчивости данного грунта или возможных по условиям исполнения перфорации.

Поступило [illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Маковский В. Л. Туннели. Изд. Академии архитектуры СССР, 1947.
2. Технические условия и нормы проектирования гидротехнических сооружений. Гидротехнические туннели. Гидроэнергопроект [illegible]
3. Ломизе Г. М. и Насберг В. М. [illegible] сооружений. Изд. ГрузНИТО строительства [illegible]
4. Ломизе Г. М. Фильтрация в [illegible]
5. Чугаева Е. А. Роль шпунтовых [illegible] сооружения. Изв. ВНИИГ, т. 42, [illegible]
6. Недрига В. П. и Хананова [illegible] ных стенок на эффективность их [illegible] Вопросы фильтрационных расчетов гидротехнических [illegible] Сб. статей под ред. проф. К. А. Михайлова [illegible] М., 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ [illegible]
ОТДЕЛЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ [illegible]

№ 6

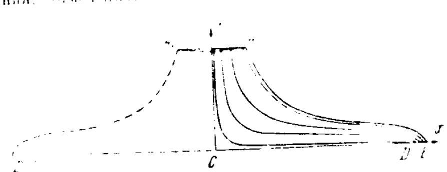
ФИЛЬТРАЦИЯ ИЗ КАНАЛА ПРИ НАЛИЧИИ ДВУХ ДРЕН НА ВОДОУПОРЕ

Г. Н. ПЫХТЕЕВ

(Москва)

§ 1. Постановка задачи. Рассмотрим задачу о плоской симметричной фильтрации [illegible] канала, расположенного [illegible] в основании которого имеются два пло[illegible] [illegible] задача может также служить прибли[illegible] [illegible] намываемой песчаной плотине.

В силу симметрии [illegible] рассматривать только половину области движения, отмеченную [illegible] линиями. Ширину



Фиг. 1

канала AA_1, длину водоупора EE_1 и высоту [illegible] канала над водоупором BC обозначим соответственно [illegible] H.

[illegible] закону Дарси, то [illegible]

(1.1)

[illegible] AE удовлетворяет

(1.2)

[illegible] дренаже DE и на линии уреза [illegible] Примем значения

(1.3)

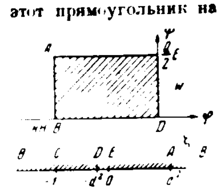
$\quad 0$ (1.4)

[illegible] Для значении потенциала в силу

H на AB, [illegible] $= 0$ на DE (1.5)

[illegible] таким образом, следующей [illegible] найти аналитическую функцию [illegible] линией $ABCDE$, удовлетворяющей на [illegible] DE и AE соответственно условиям (1.5), (1.3), (1.5) и [illegible] определить форму дуги AE, на которой, кроме (1.4), выполняется [illegible] (1.2).

§ 2. Построение общего решения. Области течения в плоскости W, как легко видеть, будет соответствовать внутренность прямоугольника $ABCD$, изображенного на фиг. 2. Отобразим этот прямоугольник на вспомогательную верхнюю полуплоскость (ζ) так, чтобы его точки B, C и E перешли в точки $\zeta = \infty$, $\zeta = -1$, $\zeta = 0$:



Фиг. 2

$$W = -\frac{Q}{2K(\varkappa)}\int_0^{\chi}\frac{dt}{\sqrt{(t^2-1)(1-\varkappa^2t^2)}} \qquad (2.1)$$

$$\chi = \frac{\sqrt{\zeta + d^2}}{d}, \quad \varkappa = \frac{d}{\sqrt{a^2+d^2}} \qquad (2.2)$$

Здесь $K(\varkappa)$ — полный эллиптический интеграл 1-го рода, d^2 [illegible] a^2 — координаты точек D и A в плоскости ζ. Введем функцию

$$f(\zeta) = u + iv = z - \frac{iQ}{2kK(\varkappa)}\int_0^{\chi}\frac{dt}{\sqrt{(t^2-1)(1-\varkappa^2t^2)}} \qquad (2.3)$$

На участке $(-\infty, -1)$ известна действительная часть этой функции $u = 0$, а на участке $(-1, \infty)$ известна ее мнимая часть:

$$v = -\frac{Q}{2kK(\varkappa)}F\left(\operatorname{arctg}\frac{\sqrt{\xi+d^2}}{id};\ \varkappa'\right) \qquad (-1 < \xi \leqslant -d^2) \qquad (2.4)$$

$$v = 0 \qquad (-d^2 \leqslant \xi < \infty)$$

где

$$\varkappa' = \sqrt{1-\varkappa^2} = \frac{a}{\sqrt{a^2+d^2}} \qquad (2.5)$$

Решение полученной обычной смешанной задачи имеет вид:

$$f(\zeta) = -\frac{Q\sqrt{1+\zeta}}{2kK(\varkappa)}\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{-d^2}F\left(\operatorname{arctg}\frac{\sqrt{t+d^2}}{id},\ \varkappa'\right)\frac{dt}{\sqrt{1+t}\,(t-\zeta)} \qquad (2.6)$$

Из соотношений (2.3) и (2.6) находим функцию

$$Z(\zeta) = \frac{Q\sqrt{1+\zeta}}{2kK(\varkappa)\pi}\int_{d^2}^{1}F\left(\operatorname{arctg}\frac{\sqrt{t-d^2}}{d},\ \varkappa'\right)\ldots + \frac{iQ}{2kK(\varkappa)}\int_0^{\chi}\frac{dt}{\sqrt{(t^2-1)(1-\varkappa^2t^2)}} \qquad (2.7)$$

отображающую верхнюю полуплоскость ζ на область фильтрации. Формулы (2.1) и (2.7) дают решение поставленной задачи.

Положив в (2.7) $\zeta = \xi$ $(0 \leqslant \xi \leqslant a^2)$, [illegible] a^2 и отделив действительную часть от мнимой, получим уравнение свободной поверхности

$$x = \frac{Q\sqrt{1+\zeta}}{2kK(x)\pi}\int_{d^2}^{1} \frac{F(\arcsin\sqrt{(t-d^2)/t};\, x')}{\sqrt{1-t}\,(t+\zeta)}\, dt \ [illegible]$$

$$y = \frac{Q}{2kK(x)} F\left(\arcsin \frac{\sqrt{\zeta}}{x'\sqrt{\zeta+d^2}},\ x'\right) \qquad (0 < \zeta < d^2) \ [illegible]$$

а также основные размеры области фильтрации как функции [illegible] [illegible] d и a

$$[illegible] \int [illegible] F\left(\arcsin\sqrt{\frac{t-d^2}{t}},\ x'\right) [illegible]\, dt + \frac{Q}{2k}$$

$$(2.9)$$

$$[illegible] \int [illegible]\, dt$$

$$[illegible] \qquad (2.10)$$

При [illegible]

[illegible]

[illegible] формулы (2.8), (2.9) к виду:

$$x = [illegible] \int [illegible] \frac{[illegible]\, d\varphi}{(1 - \sin^2 x \sin^2\theta \sin^2\varphi)\sqrt{1 - \sin^2 x \sin^2 \varphi}} + \frac{Q}{2k}$$

$$y = [illegible] F\left(\arcsin\frac{\sin\theta}{\sin\beta},\ \sin\beta\right), \qquad (0 < \theta < \beta) \qquad (2.11)$$

$$L' = \frac{L}{H} = \frac{2\sin x}{\pi K(\sin\beta)} \int_0^{\frac{1}{2}\pi} \frac{F(\arcsin(\sin x \sin\varphi),\ \sin\beta)\sin\varphi\, d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2 x \sin^2\varphi}} \ [illegible] \frac{K(\cos\beta)}{K(\sin\beta)}$$

$$B' = \frac{B}{H} = \frac{2\sin x \cos\beta\sqrt{1 - \sin^2 x \sin^2\beta}}{\pi K(\sin\beta)} \times \int_0^{\frac{1}{2}\pi} \frac{F(\arcsin(\sin x \sin\varphi) [illegible]}{(1-\sin^2 x \sin^2\beta \sin^2\varphi)\ [illegible]} \ [illegible] \frac{K(\cos\beta)}{K(\sin\beta)} \qquad (2.12)$$

где

$$\cos\beta \ [illegible]\ d \qquad (2.13)$$

Если нам известны ширина [illegible] водоупора и высота H, то, после того как найдены [illegible] уравнений (2.12), координаты точек свободной [illegible] вычисляются по формулам (2.11), так как координата y [illegible] таблицам [2], а интеграл, стоящий в правой части [illegible] вычислить методом численного интегрирования.

§ 3. Фильтрация из бесконечности к водоупору с двумя дренами. Рассмотрим [illegible] плоской симметричной фильтрации потока грунтовых [illegible] бесконечности к горизонтальному водоупору, на уровне которого имеются два плоских дренажа. Нетрудно видеть, что рассматриваемая задача является тем частным случаем предыдущей задачи, когда канал находится в бесконечно удаленной (от водоупора) точке.

[illegible] получить решение поставленной задачи, [illegible] (2.1), (2.7), (2.11) и (2.12) положить $H = \infty$, [illegible] и замечая, что

$$\lim K(\cos\beta) = \tfrac{1}{2}\pi \text{ при } \beta = \tfrac{1}{2}\pi, \quad \lim \frac{H}{K(\sin\beta)} = \frac{Q}{k\pi} \text{ при } H \to \infty \text{ и } \beta \to \tfrac{1}{2}\pi$$

получим:

$$W(\zeta) = -\frac{Q}{\pi}\ln\left(\frac{\sqrt{\zeta+d^2}+\sqrt{\zeta}}{d}\right) [illegible] \qquad [illegible]$$

$$Z(\zeta) = \frac{Q\sqrt{1+\zeta}}{k\pi^2}\int_{d^2}^{1}\frac{\ln|(\sqrt{d^2+t}+\sqrt{t})\, d|\, dt}{\sqrt{1-t}\,(t+\zeta)} + \frac{Q}{2k} + \frac{Q}{k\pi}\ln [illegible]$$

$$x = \frac{Q\sin\alpha\cos\theta\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\theta}}{k\pi^2}\int_0^{\frac{1}{2}\pi}\frac{\ln\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\sin\varphi\, d\varphi}{(1-\sin^2\alpha\sin^2\theta\sin^2\varphi)\sqrt{1 [illegible]}} [illegible] \frac{Q}{2k}$$

$$y = \frac{Q}{2k\pi}\ln\left(\frac{1+\sin\theta}{1-\sin\theta}\right) \qquad (0 < \theta < \tfrac{1}{2}\pi) \qquad (3.3)$$

$$L^\circ = \frac{L}{B_\infty} = \frac{2\sin\alpha}{\pi^2}\int_0^{\frac{1}{2}\pi}\ln\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\frac{\sin\varphi\, d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi}} + 1 \qquad (3.4)$$

где $2B_\infty = Q/k$ ширина потока грунтовых вод на бесконечности. Если известна длина водоупора $2L$, то после определения параметра α из уравнения (3.4), координаты точек свободной поверхности легко вычисляются по формулам (3.3), так как координата y выражается через элементарные функции, а интеграл, стоящий в правой части выражения для x, можно вычислить методом численного интегрирования. Таким образом, основная трудность при решении данной задачи заключается в определении параметра α по заданной величине L° из уравнения (3.4), которое можно представить в виде:

$$L^\circ = 1 + \frac{4}{\pi^2} I(\alpha) \qquad (3.5)$$

$$I(\alpha) = \sin\alpha\int_0^{\frac{1}{2}\pi}\frac{1}{2}\ln\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\frac{\sin\varphi\, d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi}} \qquad (3.6)$$

Так как интеграл $I(\alpha)$ не выражается через элементарные или какие-либо известные функции, то мы не можем найти зависимость $\alpha(L^\circ)$ непосредственно из уравнения (3.5). Следовательно, нам необходимо дать эффективный метод вычисления $I(\alpha)$ для того, чтобы составить таблицы или построить график искомой зависимости.

§ 4. Метод вычисления интеграла (3.6). Приближенная формула для определения формы свободной поверхности. 1. Нетрудно проверить справедливость следующего разложения

$$\frac{(1-u^2)^2}{2}\ln\frac{1+u}{1-u} = u - \frac{4}{3}u^3 [illegible] \sum [illegible]$$

Положив здесь $u = \sin\alpha\sin\varphi$, получим

$$\frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\right) = \frac{\sin\alpha\sin\varphi}{(1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi)^2}\Big[1 [illegible]$$

$$+ \frac{11}{6}(\sin\alpha\sin\varphi)^4 - 48\sum_{n=2}^{\infty}\frac{(\sin\alpha\sin\varphi)^{2n}}{(4n^2-1)(4n^2 [illegible])} [illegible]$$

Если теперь подставим (4.2) в (3.6), то [illegible]

$$I(\alpha) = \frac{1}{\cos^4\alpha}\left[a_2 - \frac{8}{3}a_4 + \frac{11}{5}a_6 - 48\sum_{n=2}^{\infty}\frac{[illegible]}{(4n^2-1)[illegible]}\right]$$

$$a_{2n} = \cos^4\alpha \sin^{2n}\alpha \int_0^{1/2\pi} \frac{\sin^{2n}\varphi\, d\varphi}{(1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi)^{1/2}} \qquad (4.3)$$

[illegible]

$$I [illegible] a_2 [illegible] \frac{8}{3}a_4 + \frac{11}{5}a_6 - 48\sum_{n=2}^{\infty}\frac{a_{2(n+2)}}{(4n^2-1)(4n^2-9)}\Bigg]. \quad (4.4)$$

[illegible] сходится быстро, и поэтому при вычислении [illegible] небольшим числом членов. Можно по[illegible] соотношением:

$$[illegible] + (2n+5)\, a_{2(n+2)} = 0 \quad (4.5)$$

[illegible] a_2 и a_4, последние же, как [illegible]

$$[illegible] \cos^2\alpha K(\sin\alpha)$$

$$[illegible] \cos^2\alpha K(\sin\alpha) \quad (4.6)$$

[illegible] вычислить для любого α.

2. [illegible] поверхности, как уже [illegible] вычислить содержащийся там интеграл [illegible]. Но этот же интеграл можно представить в виде быстро сходящегося ряда, если воспользоваться разложением (4.2). Действительно, подставив (4.2) в (3.3), получим:

$$[illegible] = 1 + \frac{4\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\theta}}{(\sin\alpha\cos\alpha)^4\cos^4\theta}\left[b_2 - \frac{8}{3}b_4 + \frac{11}{5}b_6 - 48\sum_{n=2}^{\infty}\frac{b_{2(n+2)}}{(4n^2-1)(4n^2-9)}\right]$$

$$y^\circ = \frac{v}{B_\infty} = \frac{1}{\pi}\ln\left(\frac{1+\sin\theta}{1-\sin\theta}\right) \qquad [illegible] \qquad (4.7)$$

$$b_{2n} = (\cos\alpha\cos\theta)^4\sin^{2n+4}\alpha\int_0^{1/2\pi}\frac{[illegible]}{(1-\sin^2\theta\sin^2\varphi)[illegible]\sin^2\alpha\sin^2\varphi}$$

Все коэффициенты b_{2n} легко определяются из рекуррентного соотношения

$$b_{2n} - \sin^2\theta\, b_{2(n-1)} [illegible] (\sin\alpha)^4 a_{2n} \qquad (4.8)$$

после того как найдем коэффициент [illegible], для которого имеем:

$$b_0 = \frac{(\cos\alpha\sin\alpha\cos\theta)^2}{3}[illegible] \frac{\cos^2\alpha}{3}K(\sin\alpha)\Big] +$$

$$+ \sin^4\alpha\cos^4\theta [illegible] \frac{\vartheta'(F)}{\vartheta(F)}\Big] \quad (4.9)$$

$$[illegible] F(\theta, \sin\alpha)$$

3. Рассмотрим теперь вопрос о поведении свободной поверхности в окрестности точки L, т. е. вблизи дрены. Для этого в формуле (3.3)

[illegible] $\sin\theta = \operatorname{th}{}^1/_2 v$, тогда получим:

$$x^\circ = 1 + \frac{2}{\pi}\sin\alpha\int_0^{1/2\pi}\frac{\sqrt{1+\cos^2\alpha\,\operatorname{sh}^2{}^1/_2 v}\,\sin\varphi\ln\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\,d\varphi}{[1+(1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi)\operatorname{sh}^2{}^1/_2 v]\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi}}$$

$$y^\circ = \frac{v}{\pi}$$

Для $\operatorname{sh}\frac{v}{2} < 1$ имеет место разложение:

$$\frac{\sqrt{1+\cos^2\alpha\,\operatorname{sh}^2{}^1/_2 v}}{1+(1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi)\operatorname{sh}^2{}^1/_2 v} = 1 + \frac{2\sin^2\alpha\sin^2\varphi - (1+\sin^2\alpha)}{8}[illegible]$$

где $O(v^4)$ — члены, имеющие порядок малости не менее чем [illegible]

$$x^\circ = L^\circ - \frac{1}{2p}y^{\circ 2} + O(y^{\circ 4})$$

$$p = \frac{\cos^4\alpha}{c_2} - \frac{8}{3}c_4 + \frac{11}{5}c_6 - 48\sum_{n=2}[illegible] \qquad (4.10)$$

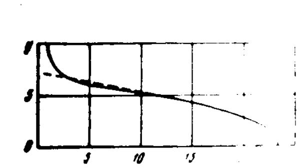
$$c_{2n} = (1+\sin^2\alpha)\,a_{2n} - 2a_{[illegible]}$$

Таким образом, с точностью до членов четвертого порядка малости относительно ординаты y° свободная поверхность вблизи дрены совпадает с параболой

$$y^{\circ 2} = 2p\,(L^\circ - x^\circ) \qquad (4.11)$$

График зависимости p от L° изображен на фиг. 3. Из графика видно, что при больших L° параметр p мало отличается от единицы; можно

Фиг. 3



Фиг. 4

также показать, что $\lim p = 1$, если $L^\circ \to \infty$. Следовательно, для достаточно больших L° можно положить $p = 1$. Вычисления, проведенные для различных L°, показали, что свободная поверхность, построенная на основании точной формулы (3.3), на сравнительно большом расстоянии от дрены практически совпадает, а далее очень мало отклоняется от параболы (4.11). На фиг. 4 свободная поверхность сплошная линия и парабола (пунктирная линия) построены [illegible] L [illegible]

В заключение автор пользуется случаем [illegible] П. Я. Полубариновой-Кочиной и Г. К. Михайлову [illegible] при выполнении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полубаринова-Кочина П. Я. Теория [illegible] дат, 1952.
2. Сикорский Ю. С. Элементы теории эллиптических функций [illegible]

ПРИТОК К СКВАЖИНАМ В ПЛАСТЕ С ПЕРЕМЕННЫМ ДАВ[illegible] НА КОНТУРЕ ПИТАНИЯ (К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ПЛАСТА И СКВАЖИН ПРИ ПОМОЩИ КАРТЫ ИЗОБАР)

И. А. ЧАРНЫЙ

М[illegible]

[illegible] взаимодействия скважин произво[illegible] задачей формы — так [illegible] постоянно.

[illegible] карты изобар с целью определения [illegible] возникает необходимость рас[illegible] при произвольном переменном контурном давлении.

Пусть в кольце, ограниченном [illegible] окружностями с радиусами R_1 и R_2, $R_1 < R_2$, расположена скважина с дебитом Q. Полярные координаты центра скважины δ, α. Пласт считается плоским мощностью h. На окружностях $r = R_1$, $r = R_2$ заданы контурные давления $p_1(\theta)$ и $p_2(\theta)$. Требуется найти распределение давления $p(r, \theta)$ в кольце.

Введем в рассмотрение фильтрационный потенциал $\Phi = kp/\mu$, где k — проницаемость, μ — вязкость. Как принято в электростатике, будем искать решение уравнения $\nabla^2\Phi = 0$ в виде суммы

$$\Phi(r, \theta) = \varphi(r, \theta) + \varphi^*(r, \theta) \tag{1}$$

Здесь

$$\varphi^*(r, \theta) = \frac{q}{4\pi} \ln [r^2 + \delta^2 - 2r\delta \cos(\theta - \alpha)] \qquad \left(q = \frac{Q}{h}\right)$$

потенциал единичной [illegible] в неограниченной плоскости, $\varphi(r, \theta)$ — новая функция, не имеющая особенностей внутри кольца, должна удовлетворять уравнению Лапласа $\nabla^2\varphi = 0$.

Общее решение [illegible], как известно, имеет вид

$$\varphi(r, \theta) = [illegible] + \sum [illegible] \sin n\theta) r^n + (c_n \cos n\theta + d_n \sin n\theta) r^{-n}] \tag{2}$$

[illegible] коэффициенты c_0, c_1, a_n, b_n, c_n, d_n подлежат [illegible] граничных условий

$$r = R_1 \quad \varphi(R_1, \theta) = \Phi_1(\theta) - \frac{q}{4\pi} \ln [R_1^2 + \delta^2 - 2R_1\delta \cos(\theta - \alpha)]$$
$$r = R_2 \quad \varphi(R_2, \theta) = \Phi_2(\theta) - \frac{q}{4\pi} \ln [R_2^2 + \delta^2 - 2R_2\delta \cos(\theta - \alpha)] \tag{3}$$

[illegible] в ряды Фурье

$$[illegible] + \sum_{n=1}^{\infty} (\Phi_{in} \cos n\theta + \Phi'_{in} \sin n\theta) \quad (i = 1, 2) \tag{4}$$

Коэффициенты определяются по формулам

$$\Phi_i = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \Phi_i(\theta)\, d\theta, \quad \Phi_{in} = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \Phi_i(\theta) \cos n\theta d\theta, \quad \Phi'_{in} = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \Phi_i(\theta) \sin n\theta\, d\theta$$

Тогда, пользуясь разложением

$$\ln(1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos\theta) = -2\sum [illegible] \tag{5}$$

после вычислений получаем распределение [illegible]

$$\Phi(r, \theta) = F(r, \theta) + \frac{q}{2\pi} \{f(r, \theta) [illegible]\} \tag{6}$$

где

$$F(r, \theta) = \frac{\Phi_1 \ln R_2 - \Phi_2 \ln R_1 + (\Phi_2 - \Phi_1) \ln r}{\ln (R_2/R_1)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[\Phi_{1n}\left(\frac{r}{R_2}\right)^n - \Phi_{2n}\left(\frac{r}{R_1}\right)^n + \Phi_{2n}\left(\frac{R_1}{r}\right)^n - \Phi_{1n}\left(\frac{R_2}{r}\right)^n\right] \cos n\theta}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^n - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^n} + \frac{\left[\Phi'_{1n}\left(\frac{r}{R_2}\right)^n - \Phi'_{2n}\left(\frac{r}{R_1}\right)^n + \Phi'_{2n}\left(\frac{R_1}{r}\right)^n - \Phi'_{1n}\left(\frac{R_2}{r}\right)^n\right] \sin n\theta}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^n - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^n} \tag{7}$$

$$f(r, \theta) = -\frac{\ln R_2 \ln(\delta/R_1) + \ln r \ln(R_2/\delta)}{\ln(R_2/R_1)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n(\theta - \alpha)}{n} \left[\frac{[illegible] - \left(\frac{r}{R_1}\right)^n\left(\frac{\delta}{R_2}\right)^n + \left(\frac{R_1}{r}\right)^n [illegible]}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^n - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^n} - \frac{\left(\frac{R_2}{r}\right)^n\left(\frac{R_1}{\delta}\right)^n}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^n - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^n}\right] \tag{9}$$

Прямой проверкой, учитывая (6), можно убедиться, что формула (7) удовлетворяет уравнению Лапласа и граничным условиям (4).

Потенциал Φ_c на контуре скважины малого радиуса r_c определяется согласно (7), формулой

$$\Phi_c = F(\delta, \alpha) + \frac{q}{2\pi}[f(\delta, \alpha) + \ln r_c] \tag{10}$$

Отсюда можно найти дебит q.

Посредством суперпозиции формулы [illegible] легко обобщаются на случай нескольких скважин.

Для частного случая $R_1 = 0$ [illegible] в (2) $c_1 = 0$, $c_n = d_n = 0$ и распределение давлений [illegible] водится к виду

$$p(r, \theta) = p_2 - \sum_{n=1}^{\infty} (p_{2n} \cos n\theta + p_{2n}' \sin n\theta) \left(\frac{r}{R_2}\right)^n + \ldots$$

$$\ldots \sum_{i=1}^{N} Q_i \ln \frac{r^2 + \delta_i^2 - 2r\delta_i \cos(\theta - \alpha_i)}{R_2^2 + r^2\delta_i^2 / R_2^2 - 2r\delta_i \cos(\theta - \alpha_i)} \qquad (11)$$

[illegible] δ_i, α_i — полярные координаты центра i-й [illegible] на контуре, σ — параметр проводимо[illegible] на окружности $r = R_2$.

$$[illegible] \qquad (12)$$

[illegible] давлениями p_{ci} уравнениями

$$[illegible] \qquad (13)$$

$$(j = 1, \ldots, N)$$

В случае несовершенных скважин под r_c следует подразумевать так называемый приведенный радиус $r_c \exp(-C)$, где C — фильтрационное сопротивление, обусловленное несовершенством скважины по величине и характеру вскрытия пласта.

Интерференция скважин в пласте, имеющем в плане форму односвязной или двухсвязной области, может быть [illegible] при помощи конформного отображения области на круг или круговое кольцо с последующим использованием формул (7) и (8).

Формулы (11) и (13) позволяют [illegible] и приведенные радиусы скважин при помощи карты изобар [illegible] и забойные давления, следующим образом.

Пусть на карте изобар [illegible] круг радиуса $R = R_2$ с центром в точке O. Давление на [illegible] определяется непосредственно по карте изобар и методом [illegible] гармонического анализа может быть разложено в ряд Фурье [illegible]. Зная давление p_0 в точке O — центре круга, из формулы (11) [illegible] полагаем $r = 0$, находим параметр σ

$$p_0 = p_2 - [illegible] \sum_{i=1}^{N} Q_i \ln [illegible] \qquad \sigma = \frac{1}{2\pi (p_2 - p_0)} \sum_{i=1}^{N} Q_i \ln \frac{R_2}{\delta_i} \qquad (14)$$

Зная σ, Q_i, p_{ci} из системы (13) можно найти приведенные радиусы скважин, расположенных внутри круга.

Поступило 10 IV [illegible]

[illegible] НАУК СССР
[illegible] НАУК
1955

[illegible] ГРУНТОВЫХ ВОД В РАЙОНАХ ПЛОТИН, ШЛЮЗОВ И КАНАЛОВ

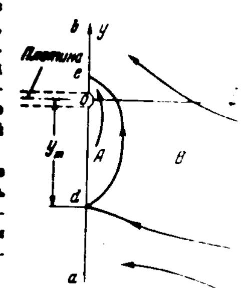
Н. Н. ВЕРИГИН

(*Москва*)

При устройстве плотин и других водоподпорных сооружений движение естественных грунтовых вод вблизи них существенным образом изменяется. Эти изменения состоят в том, что вблизи водоподпорного сооружения образуется зона фильтрации из верхнего бьефа в нижний (фиг. 1, зона A). Фильтрационное течение в этой зоне отжимает естественный грунтовый поток в сторону нижнего бьефа.

При этом естественный грунтовый поток вблизи плотины претерпевает изгиб и разделяется на две отдельные зоны.

В наиболее типичном случае, когда естественные подземные воды питают реку, в одной из этих зон (фиг. 1, зона C) естественный поток движется из пород, слагающих берега и русло реки, ко дну верхнего бьефа, а в другой зоне (фиг. 1, зона B) этот поток течет из пород, слагающих берега и русло реки, ко дну нижнего бьефа.



Фиг. 1

Такая кинематическая картина имеет место под дном водохранилища и в основании плотины (в вертикальном разрезе), а также в берегах реки и в зоне береговых примыканий [illegible] (в горизонтальной плоскости).

Для расчета [illegible] в береговой зоне вблизи [illegible] до сих пор изучалось главным образом установившееся [illegible] фильтрационных вод [1,2,4,9]. В частном случае [illegible] задачи Н. Н. Павловским исследована неустановившаяся фильтрация под плотиной [1].

В одном случае фильтрации в обход плотины на канале П. Я. Полубариновой-Кочиной впервые было рассмотрено неустановившееся движение фильтрационных вод в береговой зоне [6,7].

Исследование этого движения представляет принципиальный и практический интерес, так как наблюдения за режимом грунтовых вод в районах плотин [illegible], что фильтрационное течение и естественный грунтовый поток [illegible] тельный период после постройки сооружения изменяются во времени.

Фильтрационный и естественный грунтовый поток [illegible] основании плотины после постройки сооружения [illegible] говые потоки, однако и здесь наблюдается [illegible] нения напоров грунтовых вод по сравнению с [illegible]

Неустановившийся характер течения грунтовых [illegible] степени вызывается также периодическими сработками [illegible] бьефов. Ниже исследуется переменный режим грунтовых и фильтрационных [illegible] водоподпорных сооружений (главным образом в береговой зоне).

1. Основное уравнение. Течения, вызываемые линейными [illegible] В [illegible] зоне движение грунтовых вод со свободной [illegible] [illegible] уравнением так называемой «плановой задачи» [illegible]

... это уравнение ... уравнению теплопроводности, в ... напора [3,4], т. е.

$$u = \frac{h^2}{2} \qquad (1.1)$$

... координатами x, y в момент вре-...

... вод вблизи плотины распо-... реки (фиг. 1, точка 0) ... интенсивности M ... нам для дальнейшего

$$\ldots \qquad (1.2)$$

... методу, указан-... более об-... также ... действующего

$$\ldots \qquad (1.3)$$

... (1.1), ...

$$u_1 = \ldots \, dy, \qquad u_2 = \ldots \qquad (1.4)$$

также будут частными решениями этого уравнения, ... получается из подстановки (1.4) в (1.1). В ... (1.3) ... будет

$$u = \ldots \, dy = \frac{M}{2\pi} \ldots \exp \ldots \qquad (1.5)$$

где

$$B = \ldots \qquad (1.6)$$

Это выражение ... ного непрерывно ... выражение ... линейным ... (1.2) ... Если t ... вихря ... При ... на ... осями x и y.

... неопубликованная ... изучения про-...

... аналогичное решение для того же угла, но при мгновенном ... напора на $^1/_4 M$ вдоль стороны ox.

Решение рассматриваемой задачи можно найти также посредством ... вдоль оси y (или x) постоянно действующих линейных ... с осями, параллельными оси x (или соответственно y).

Обозначая в (1.6)

$$v = \frac{x}{2\sqrt{at}}, \qquad \lambda = \frac{y}{2\sqrt{at}}, \qquad \theta = \operatorname{arctg}\frac{y}{x} \ldots \qquad (1.7)$$

и вводя в (1.6) подстановку $\xi = \operatorname{arctg}(\ldots)$, будем иметь

$$u = \frac{M}{4} B(r, \theta), \qquad B(r, \theta) = \ldots \qquad (1.8)$$

Интеграл (1.8) можно представить в ... функции $B(r, w)$, выражающейся следующим ...

$$B(r, w) = \frac{2}{\pi}\left\{\operatorname{arctg} w - e^{\ldots} \sum \ldots \sum \ldots\right\}$$

или

$$B(r, w) = \frac{2}{\pi} \ldots \left\{\theta - \sum (-1)^n \frac{w^{2n+1}}{2n+1} \sum \ldots\right\} \ldots \qquad (1.9)$$

Это выражение для B получается посредством разложения подынте-гральной функции (1.8) в степенной ряд и почленного его интегрирования.

При $y \to \infty$, ... из (1.6) будет [10]

$$B \ldots = \ldots \exp\left(-\frac{x^2}{4at}\right) \int_0^{\infty} \exp \ldots + \left[1 - \Phi\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right)\right] \qquad (1.10)$$

где Φ ... При $t \to 0$, ...

$$B(\infty, \ldots) \ldots$$

Используя решение ... вихря, мы рассматривали ... вод вблизи плотин ...

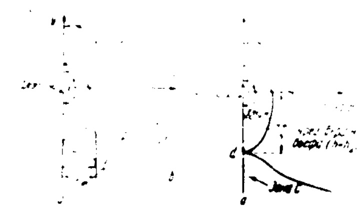
2. Плотина на реке или канале. ... принципиальной схеме движения грунтовой ... Допустим, что до устройства плотины существует ... грунтовый поток, параллельный оси x и определяемый уравнением (1.1) при $\partial h/\partial t = 0$. Пусть далее, после устройства плотины, при времени $t = 0$ горизонт воды вдоль уреза верхнего бьефа oa мгновенно повышается от высоты над ложем пласта h_1 до высоты h_2 и в дальнейшем поддерживается постоянным. Тогда начальное и граничные условия задачи будут:

$$h_e(x) \tag{2.1}$$

$$\text{при } y = 0 \tag{2.2}$$

$$\text{при } y = 0 \tag{2.3}$$

где ... длины реки в естественных условиях ... грунтовых вод к реке $q_0 < 0$) и k — коэфф... Решение уравнения (1.1) при ... условиях находится ... сложения течения, ... линейным вихрем, ... потока вдоль оси ... при мгновенном ... уровня воды вдоль уреза реки yoa, т. е.



Фиг. 2

$$\tfrac{1}{2}h^2 = \ldots MB(v, w) + N[1 - \Phi(\ldots)] + \tfrac{1}{2}h_e^2 \tag{2.4}$$

Определяя постоянные M и N из условий (2.2) и (2.3), получим:

$$h = \sqrt{h_e^2 + \tfrac{1}{2}(h_2^2 - h_1^2)[1 - \Phi(v) \ldots B(v, w)]} \tag{2.5}$$

где $v = x/2\sqrt{at}$ и $w = y/x$, а функция $B(v, w)$ ... $B(v, 0)$, вычисленная нами по (1.9), находится из графика фиг. ...

При пользовании этим графиком ... иметь в виду, что $B(v, -w) = -B(v, w)$, и потому ... четверти $B > 0$, а в четвертой $B < 0$. При y ...

$$\ldots h_2 \ldots [1 - \Phi(v)] \tag{2.6}$$

где при y ... $m = 1$

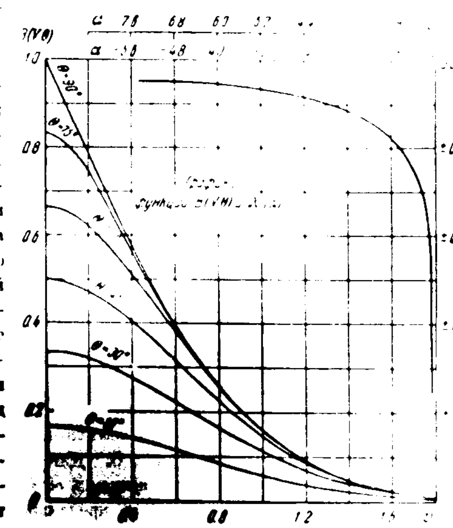
Из (2.5) ... $h = h_e$, а при $t = \infty$ имеем

$$\ldots h_e^2 \ldots \frac{h_2^2}{\pi} \ldots \left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \tag{2.7}$$

Рассматриваемое ... характеризуется весьма интересной кинематической ... Именно, при $q_0 < 0$ после подъема уровня водохранилища в первый период времени длительностью t_s на всем протяжении уреза верхнего бьефа oa происходит фильтрация воды из водохранилища в грунтовый поток (фиг. 2, a). При этом на поверхности

грунтовых вод образуется фильтрационная депрессия (ложбина), вытянутая вдоль уреза водохранилища (фиг. 2 a, пунктир). Наинизшие точки этой ложбины вначале перемещаются от уреза водохранилища в глубь берега, достигают некоторого максимального удаления от этого уреза и затем снова приближаются к нему.

В этот период времени на оси ложбины в бесконечности существует критическая точка (точка разветвления потока) d, имеющая координаты $y = -\infty$ и $x = x_m$. В этой точке скорость фильтрации равна нулю, а глубина потока имеет минимум. К точке d примыкает мгновенная линия тока de, разграничивающая весь поток грунтовых вод на две зоны (фиг. 2 a, зоны A и B).



Фиг. 3

В последующий период времени, т. е. при $t > t_s$ (фиг. 1, $б$), на части уреза верхнего бьефа da, удаленной от плотины, восстанавливается естественное грунтовое питание водохранилища, и депрессия в уровне грунтовых вод исчезает. На части верхнего бьефа do, примыкающей к плотине, по-прежнему происходит фильтрация из водохранилища в грунтовый поток и существует фильтрационная депрессия. В этот период критическая точка d находится на урезе верхнего бьефа. К ней примыкает мгновенная раздельная линия тока bde, разграничивающая весь поток на три зоны (фиг. 2, $б$, зоны A, B и C).

В обоих случаях раздельные линии тока не совпадают с осью фильтрационной депрессии.

При $q_0 > 0$ кинематическая структура потока будет иной (в этом случае точка разветвления d при $t = t_s$ появляется на урезе нижнего бьефа и затем перемещается вдоль этого уреза, удаляясь от плотины).

Первый период времени t_s определится из условия ... при $x = 0$, где h находится из (2.6) при $m = 1$ и будет

$$t_s = \frac{k^2 (h_2^2 - h_1^2)^2}{4\pi q_0^2 a}$$

Фильтрационный расход на единицу длины уреза ... найдется из (2.5) и (1.8)

$$\ldots\Big|_{x=0} = -k\frac{\partial(\tfrac{1}{2}h^2)}{\partial x} = q_0 - k\,\frac{h_2^2 - h_1^2}{4} \ldots$$

где

$$B_1(r, w) = 1 - \Phi(r) - B(r, w) = \frac{2}{\pi} x \int_{w}^{\infty} \exp \Big(- [illegible]$$

Дифференцируя интеграл (2.10) по x, принимая в [illegible] интегрируя по η, получим

$$[illegible] \Big[[illegible] d\eta + \frac{2}{\pi} x \int_{0}^{\infty} \frac{d\varphi(x, \eta)}{dx} d\eta \Big]_{x=0} =$$

$$[illegible] \Big[[illegible] \sqrt{\pi}\,\Phi(\xi) \Big]_{\lambda}^{\infty}$$

где через $\varphi(x, \eta)$ об[illegible] подынтегральное выражение в (2.10), а $\xi = \eta/2\sqrt{at}$. В [illegible] окончательно получаем

$$q_x [illegible] F(\lambda) \qquad (2.11)$$

$$F(\lambda) = \Big[1 - \Phi(\lambda) [illegible] \Big] [illegible] \frac{y}{2\sqrt{at}} \Big)$$

Отметим, что $F(0) = \infty$, $F(\infty) = 0$ и $F(-\infty) = 2$. Для второго периода времени $t > t_1$ ордината критической точки на урезе водохранилища найдется из (2.11) при $q_x = 0$ и будет

$$y_m = 2\lambda_m \sqrt{at} \qquad (2.12)$$

где λ_m находится из уравнения

$$F(\lambda_m) = -\frac{4q_0\sqrt{\pi at}}{k(h_2^2 - h_1^2)} = \alpha \qquad (2.13)$$

В (2.12) и (2.13) при $q_0 < 0$ величина $\alpha > 0$ и λ_m, $y_m < 0$, а при $q_0 > 0$ величина $\alpha < 0$ и λ_m, $y_m > 0$. Для упрощения вычисления λ_m по (2.13) на фиг. 3 приводится график $\lambda_m = f(\alpha)$.

При $t \to \infty$ из (2.13) получается предельное расстояние критической точки от плотины[12]:

$$y_m = \frac{k(h_2^2 - h_1^2)}{[illegible] q_0} \qquad (2.14)$$

Фильтрационный расход из верхнего бьефа в нижний в обход плотины определится из (2.11) и будет

$$Q = \int_{y_m}^{y_0} [illegible] q_x [illegible] dy [illegible] \int [illegible] F(\lambda) d\lambda \qquad (2.15)$$

Входящий [illegible]

$$\int_{\lambda_m}^{\lambda_0} \Big[1 - \Phi(\lambda) [illegible] \Phi(\lambda) [illegible] \frac{1}{2\sqrt{\pi}} Ei(-\lambda^2) \Big]_{\lambda_m}^{\lambda_0}$$

[illegible]

$$[illegible] A(\lambda_0) [illegible] q_0 (y_m - y_0) \qquad (2.16)$$

$$[illegible] \Big\{ [illegible] (1 - \Phi(\lambda)) [illegible] \frac{1}{\pi} \Big[e^{-\lambda^2} + \frac{1}{2} Ei(-\lambda^2) \Big] \Big\}$$

$$\lambda_m = \frac{y_m}{2\sqrt{at}}, \qquad \lambda_0 = \frac{y_0}{2\sqrt{at}} \qquad (2.17)$$

[illegible] обходимого непроницаемого [illegible] уровня верхнего бьефа (при $q_0 < 0$) или нижнего [illegible] $q_0 > 0$), а величина y_m находится по (2.12). Предельные значения функции $A(\lambda)$ будут $A(0) = \infty$, $A(\infty) = 0$ и $A(-\infty)$ [illegible]

При $-0.001 < \lambda < 0.001$ функция A равна

$$A(\lambda) = 0.282\lambda - 0.205 - 0.159 \ln [illegible]$$

При $\lambda > 3$ и $\lambda < -3$ следует пользоваться формулами

$$A(\lambda) = \frac{1}{\pi} \lambda^2 e^{-\lambda^2}, \qquad A(\lambda) [illegible]$$

Значения функции $A(\lambda)$ приводятся в таблице

λ	A(λ)	λ	A(λ)	λ	A(λ)
∞	0	0.04	[illegible]	[illegible]	0.20
3.0	0,00035	0.03	[illegible]	[illegible]	0.17
1.0	0.0033	0.02	[illegible]	[illegible]	0.15
0.90	0,0050	0.01	0.56	[illegible]	0.13
0.80	0,0077	0.005	0.64	−0.20	0.0085
0.70	0,012	0.003	0.72	−0.30	−0.11
0.60	0,018	0.001	0.90	−0.40	−0.18
0.50	0,027	0	∞	−0.50	[illegible]
0.40	0.041	−0.001	0.89	−0.60	[illegible]
0.30	0.064	−0.003	0.72	−0.70	[illegible]
0.20	0.104	−0.005	0.64	−0.80	[illegible]
0.10	0.19	−0.01	0.53	−0.90	[illegible]
0.09	0.20	−0.02	0.41	−1.0	[illegible]
0.08	0.22	−0.03	0.34	−2.0	[illegible]
0.07	0.24	−0.04	0.30	−4.0	[illegible]
0.06	0.26	−0.05	0.26	[illegible]	
0.05	0.29	−0.06	0.23		

При $t \to \infty$ вместо (2.16) получим[12]:

$$Q = \frac{k(h_2^2 - h_1^2)}{[illegible]} \ln \frac{y_m}{y_0} - q_0 (y_m - y_0) \qquad [illegible]$$

где y_m находится из (2.14). В (2.1[illegible]) [illegible] (2.18), как и ранее, при q_0 [illegible] будет y_m, y_0 [illegible] 0, а при q_0 [illegible] формулы (2.7)–(2.1[illegible]) и (2.18) для расчета фильтрационн[illegible] установившегося движения были пр[illegible] при проектировании целого ряс[illegible] же было рассмотрено движение [illegible] сложных схемах сопряжения [illegible]

3. Шлюз или плотина при равномерном наполнении бьефов. Пусть после устройства [illegible] наполнение верхнего бьефа [illegible] потока здесь мгновенно повышается [illegible] $t = t_1$ происходит наполнение нижнего [illegible] потока здесь мгновенно возрастает [illegible] [illegible] задачи будут

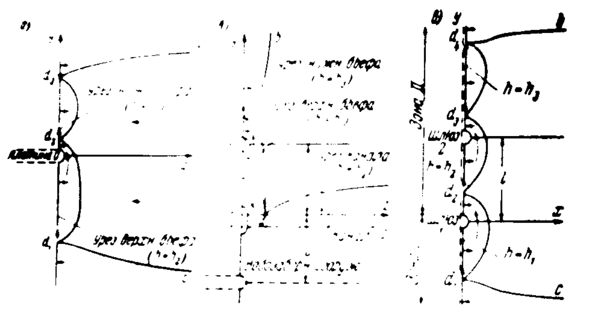
$$h(0, y, t) = h_1 \quad (\text{при } y [illegible] 0), [illegible]$$

Начальное условие при $t < t_1$ [illegible]

$$h(x, y, 0) = \sqrt{h_0^2 - 2\frac{q_0}{k}x} \ [illegible]$$

где q_0 — удельный бытовой расход потока и k — [illegible] грунта.

При $t > t_1$ начальное условие будет иным: оно состоит в том, что при $t = t_1$ выражения $h(x, y, t)$ для $t < t_1$ и для $t > t_1$ должны совпадать друг с другом. Иначе говоря, при $t > t_1$ начальное условие определяется поверхностью грунтовых вод, сформировавшейся в процессе неустановившегося движения за предшествующий период времени длительностью t_1.



Фиг. 4

При $t < t_1$ решение данной задачи найдено выше и выражается равенством

$$h^2 = h_e^2 + \frac{1}{2}(h_2^2 - h_0^2) B_1, \qquad B_1 = [1 - \Phi(v) \ [illegible] \ B(v, w)]$$

$$v = \frac{x}{2\sqrt{at}}, \qquad w = \frac{y}{x} \ [illegible] \tag{3.3}$$

При $t > t_1$ решение задачи находится [illegible] сложения потока, определяемого равенством (3.3), течения [illegible] линейным вихрем, непрерывно действующим на прямой [illegible] момента времени $t = t_1$ и одномерного движения, обра[illegible] повышения уровня воды в нижнем бьефе в момент [illegible] до h_1.

Выполняя такое сложение, [illegible]

$$h^2 = h_e^2 + \frac{1}{2} [illegible] MB(v_1, w) + N\Phi(v_1) + P \tag{3.4}$$

$$[illegible] \tag{3.5}$$

Введем в (3.4) [illegible] выражающееся по (3.3) при $t = t_1$, и граничные условия [illegible]. Тогда, принимая во внимание, что $B(\infty, w) = 0$ и B [illegible] 1, найдем постоянные M, N и P. После подстановки их значений в (3.4) получим

$$h = \sqrt{h_e^2 + \frac{1}{2}\{(h_2^2 - h_0^2) B_1(v, w) + (h_1^2 - h_0^2)[1 - \Phi(v_1) + B(v_1, w)]\}}, \tag{3.6}$$

где B_1 выражается по (3.3).

[illegible] наполнения верхнего и нижнего [illegible] по закону вместо (3.6) получим

$$[illegible] + h_1^2 - 2h_0^2)[1 - \Phi(v)] - (h_2^2 - h_1^2) B(v, w)\} \tag{3.7}$$

При $q_0 = 0$ и $h_e = h_0$ из (3.7) получается случай, рассмотренный в работах [6,7] иным методом.

Решение (3.6) можно распространить на случай наполнения бьефов по произвольному, наперед заданному графику зависимости [illegible] в бьефах от времени. Для этого воспользуемся [illegible] 1950 г. аппроксимацией колебаний уровня воды на границе [illegible] потока ступенчатой линией $h = f(t)$ [1]. Кроме того, [illegible] ния уровня воды в верхнем и нижнем бьефах [illegible] именно: в моменты времени $1, \ldots, n$ глубина [illegible] верхнего бьефа повышаются до $H_1, \ldots, H_n$, а на урезе нижнего бьефа соответственно до $h_1, \ldots, h_n$. Тогда, в соответствии с (3.7), получим

а) первый период ($0 < t < t_1$)

$$h_1^2 = h_e^2 + \frac{1}{2}[(H_1^2 + h_1^2 - 2h_e^2)\,\mathrm{erfc}\,v_0 - (H_1^2 - h_1^2) B(v_0, w)]$$

$$v_0 = \frac{y}{2\sqrt{at}}, \qquad w = \frac{y}{x} \tag{3.8}$$

б) второй период ($t_1 < t < t_2$)

$$h_{II}^2 = h_1^2 + \frac{1}{2}\{[(H_2^2 + h_2^2) - (H_1^2 + h_1^2)]\,\mathrm{erfc}\,v_1 - [(H_2^2 - h_2^2) - (H_1^2 - h_1^2)] B(v_1, w)\}$$

$$v_1 = \frac{y}{2\sqrt{a(t - t_1)}}$$

в) период номер n ($t_{n-1} < t < t_n$)

$$h_n^2 = h_{n-1}^2 + \frac{1}{2}\{[(H_n^2 + h_n^2) - (H_{n-1}^2 + h_{n-1}^2)]\,\mathrm{erfc}\,v_{n-1} - [(H_n^2 - h_n^2) - (H_{n-1}^2 - h_{n-1}^2)] B(v_{n-1}, w)\}$$

$$v_{n-1} = \frac{y}{2\sqrt{a(t - t_{n-1})}} \ [illegible]$$

где $\mathrm{erfc}(v) = 1 - \Phi(v)$, а h_e находится из (3.2).

Кинематическая структура течения, определяемого уравнением [illegible] в общем случае характеризуется наличием трех критических [illegible] (фиг. 4 а, точки d_1, d_2 и d_3). [illegible] (3.7), точки d_1 и d_3 [illegible] ветственно при y [illegible]. [illegible] точки переходит на урез канала [illegible] жаясь к плотине. Точка d_2 [illegible] и движется вдоль уреза нижнего бьефа [illegible]

Направление течения [illegible] перемещения точек d_1 [illegible]

При $t \to \infty$ точки d_2 и d_3 [illegible] уравнение (3.7) переходит в [illegible] установившемся плоско-параллельном [illegible]

Если в (3.7) $q_0 > 0$, то существу[illegible]

[1] В работе [8] этот способ обобщен на случай [illegible] ломаной линии, а также кусочно гладкой кривой [illegible]

4. Плотина, головное водозаборное сооружение и [illegible] канал. Рассмотрим движение грунтовых вод вблизи плотины [illegible] наличии на расстоянии l от нее водозабора e и магистрального [illegible] [illegible], нормального к урезу верхнего бьефа (фиг. 4,*б*). Примем, что в момент времени t [illegible] начальная всюду постоянная глубина воды h_0 [illegible] до h_1, в канале — до h_2 $(h_2 < h_1)$ [illegible] h_2. В дальнейшем эти глубины поддерживаются [illegible]. [illegible] течение грунтовых вод в зоне между [illegible] и в зоне между каналом и [illegible] друг от друга, и их [illegible] зону, где имеет место [illegible]. Поместим в точке пересечения [illegible] наложенных друг на друга [illegible] противоположных направлениях [illegible] M [illegible] сопряжения плотины [illegible] относительно уреза [illegible] интенсивностями M_1 и M_2.

[illegible] интенсивности M [illegible] глубины [illegible]

$$[illegible] B(x, \frac{y}{x}) + (h_2^2 - h_0^2) B [illegible]$$

$$[illegible] h_1^2) \left[B \left(x, \frac{y+l}{x} \right) + B \left(x, \frac{y}{x} [illegible] \right) \right] \qquad (4.1)$$

$$x = \frac{x}{2\sqrt{at}}, \quad \lambda = \frac{y}{2\sqrt{at}} \quad (x, y [illegible])$$

[illegible] устройства водохранилища глубина [illegible] бьефа не [illegible] чаще всего имеет место, то [illegible]. Если [illegible] в канале и водохранилище [illegible] глубина (случай самотечного канала), то [illegible] (4.1) h [illegible]. При $h_1 = h_0$ и $l \to \infty$ из (4.1) получается уравнение [illegible] в первой зоне фильтрации [illegible] (фиг. 4, *б*), а именно

$$h^2 [illegible] \qquad (4.2)$$

[illegible] решение

[illegible] решение, или

$$[illegible] \qquad (4.3)$$

$$[illegible] \operatorname{arctg} \frac{y+l}{x} + \operatorname{arctg} \frac{y-l}{x} [illegible] \qquad (4.4)$$

[illegible] видно, что при $y = 0$ $h = h_2$, при $x = 0$ и $y > l$ $h = h_2$, а при [illegible] $0 < y < l$ $h = h_1$.

[illegible] при $t = 0$ глубина грунтового потока выражается по (3.2), то [illegible] правой части решения (4.1) нужно добавить слагаемое

$$F(x, y, t) = -2 \frac{q_0}{k} x \Phi(\lambda) \qquad [illegible]$$

Функция F характеризует собой некоторое дополнительное [illegible], возникающее в области прямого угла xoy при граничных [illegible] $F(0, y, t) = 0$, $F(x, 0, t) = 0$ и начальном условии

$$F(x, y, 0) = -2 \frac{q_0}{k} x$$

Кинематическая структура течения, определяемая [illegible] (4.1), изображена на фиг. 4, *б*. В общем случае [illegible] имеются две точки разветвления (фиг. 4, [illegible] d_1 [illegible]. [illegible] численное исследование, в процессе неустановившегося [illegible] точки d_1 и d_2 удаляются от плотины o и e. При установившемся [illegible] сохраняется лишь одна критическая точка d_1.

5. Канал с несколькими шлюзами. Исследуем движение грунтовых вод в районе прямолинейного канала при наличии на нем нескольких шлюзов, находящихся на расстояниях $l_1 \ldots l_n$ друг от друга и имеющих разные напоры.

Рассматриваемая задача решается посредством размещения непрерывно действующих линейных вихрей в местах расположения шлюзов и сложения вызванных ими течений с некоторым дополнительным двумерным потоком, определяемым уравнением типа (4.5). Интенсивность и направление этих вихрей, вообще говоря, различны; если глубина [illegible] в разделенных шлюзами соседних бьефах всюду возрастает вдоль канала, то направление этих вихрей будет одинаковым.

Примем, что естественная глубина грунтового потока в районе канала определяется уравнением

$$h_e = \sqrt{h_0^2 - 2 \frac{q_0}{k} x - 2 \frac{q_1}{k} y} \qquad (q_0, q_1 [illegible]) \qquad (5.1)$$

где h_0 — бытовая глубина потока в месте расположения одного из шлюзов (в начале координат), q_0 и q_1 — удельные расходы грунтового потока [illegible] y.

Пусть далее на канале (фиг. [illegible]) [illegible] шлюза, находящиеся на расстоянии l друг от друга [illegible] глубины [illegible] бьефах мгновенно повышаются от [illegible] бьефе [illegible] во втором бьефе и h_3 в третьем бьефе.

При таких условиях решение [illegible]

$$h^2 = h_e^2 [illegible]$$

$$[illegible] (h_2^2 - h_3^2) [illegible] \qquad [illegible]$$

где

$$x = \frac{x}{2\sqrt{at}}, \quad [illegible] \frac{[illegible]}{2\sqrt{at}}$$

$$F_1(x, y, t) [illegible]$$

Имея в виду, что $B(0, \pm\infty) = \pm 1$ и [illegible] (5.2) получается: глубина $h = h_1$ (для $y < 0$) [illegible] и $h = h_2$ (для $y > l$), а при $t = 0$ глубина h [illegible] $t \to \infty$ из (5.2), принимая во внимание, что $B(0, \infty)$ [illegible]

$$h^2 = -2\frac{q_0}{k}x + \frac{1}{2}(h_1^2 + h_2^2) - \frac{(h_1^2 - h_2^2)}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{y}{x} \ldots$$
$$\ldots \frac{(h_2^2 - h_3^2)}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{y - l}{x} \qquad (5.4)$$

При $t = 0$ уравнение (5.4) удовлетворяет тем же граничным условиям, что и (5.2).

В рассмотренном течении в общем случае существуют четыре критические точки d_{i}, располагающиеся на урезах бьефов (фиг. 4, *е*).

При $t \to \infty$ точки d_1 и d_4 сливаются одна с другой, и поэтому в потоке сохраняются только две критические точки (d_1 и d_3).

Решение двух последних задач при помощи рекуррентных формул типа (3.10) можно распространить на случай одновременных или разновременных колебаний уровня воды в бьефах по закону ступенчатой линии. Во всех рассмотренных выше и других подобных задачах при $t \to \infty$ число критических точек равно $n - 2$, где n — число границ равного напора во внешнем контуре течения.

Во всех рассмотренных задачах можно более подробно исследовать кинематическую структуру потока. Если известна функция $u = \frac{1}{2}h^2$, то уравнение мгновенных линий тока будет

$$\frac{dy}{dx} = \frac{q_y}{q_x} \qquad (\text{при } t = \text{const}) \qquad (5.5)$$

где

$$q_y = -k\frac{\partial u}{\partial y}, \qquad q_x = -k\frac{\partial u}{\partial x} \qquad (5.6)$$

Уравнение траекторий движения будет:

$$\frac{dx}{q_x[x, y, t(x, y)]} = \frac{dy}{q_y[x, y, t(x, y)]} \qquad (5.7)$$

где время t выражено через x, y из уравнения мгновенных линий тока.

Если в районах плотин, шлюзов и каналов залегают напорные подземные воды (а не грунтовые воды со свободной поверхностью), то неустановившееся движение их будет описываться уравнением упругого режима. В этом уравнении за неизвестную функцию можно принять величину mH, где H — напор под водонепроницаемой кровлей пласта, а m — мощность (толщина) пласта. Имея в виду, что уравнения движения напорных и ненапорных вод принципиально одинаковы, получим следующую формулу [illegible]

$$\sqrt{2Hm} \qquad (5.8)$$

Подставляя в [illegible] решения вместо глубин потока h, h_2 и т. д. их выражения через напоры H, H_1, H_2 и т. д. по (5.8), получим аналогичные решения для упругого режима фильтрации. При этом изменится также значение коэффициента пьезопроводности a.

[illegible] быть использованы не только при [illegible] в берегах реки вблизи гидросоору[illegible], но и при исследовании фильтрации в основа[illegible] (плоская задача).

[illegible] (4.5) и в (5.3) могут быть использованы для расчета дви[illegible] грунтовых вод между дренами, пересекающимися под прямым углом при естественном уровне грунтовых вод, определяемом уравнением (5.1).

Поступила [illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Павловский Н. Н. Теория движения грунтовых [illegible] ниями. Литограф. изд., 1922.
2. Аравин В. И. и Нумеров С. Н. Теория [illegible] сти в недеформируемой пористой среде. 1953.
3. Веригин Н. Н. О неустановившемся движении [illegible] хранилищ. ДАН, т. 66, вып. 6, 1949.
4. Веригин Н. Н. Фильтрация в обход плотины и эффективность противофильтрационных завес. Гидротехническое строительство, № [illegible], 1947.
5. Веригин Н. Н. Движение грунтовых вод вблизи водохранилищ. Гидротехническое строительство, № 4, 1952. Режим грунтовых вод при наполнении и сработке водохранилищ. Гидротехническое строительство, № 11, 1952.
6. Полубаринова-Кочина П. Я. О неустановившемся движении грунтовых вод при фильтрации из водохранилищ. ПММ, т. 13, вып. 2, 1949.
7. Полубаринова-Кочина П. Я. Теория движения грунтовых во[illegible] ГИТЛ, 1952.
8. Полубаринова-Кочина П. Я. Некоторые плоские задачи теори[illegible] фильтрации газа в угольном пласте. ПММ, т. 18, вып. 1, 1954.
9. Недрига В. П. Расчет фильтрации в обход гидротехнических сооружени[illegible] Гидротехническое строительство, № 5, 1947.
10. Веригин Н. Н. и Шестаков В. М. Методы расчета движения грунтовых вод в двухслойной среде. Изд. ВОДГЕО, 1954.
11. Рыжик И. М. и Градштейн И. С. Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений. ГИТЛ, 1951.
12. Бочевер Ф. М. Гидрогеологическая оценка береговой фильтрации в обход плотины. Гидротехническое строительство, № 6, 1954.

О ВЫБОРЕ ВЕЛИЧИНЫ РАСЧЕТНОЙ СКОРОСТИ ВОЗДУХА В ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРАХ ТРАНСПОРТНЫХ И ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Б. М. ЛИХТЕРОВ

(*Ленинград*)

Сделана попытка [illegible] зависимости, позволяющие оценить влияние величины расчетной скорости [illegible] компрессоре на его адиабатический к. п. д., габариты проточной части, число [illegible] запас по критическому числу оборотов ротора.

Так как мощность, расходуемая на сжатие воздуха в газотурбинной установке при температурах газа, не превышающих 1000°, примерно в 2—3 раза больше полезной мощности, то к. п. д. компрессора оказывает большое влияние на общий к. п. д. цикла, а вес его составляет весьма заметную долю веса всей установки. К. п. д. осевого компрессора, его габариты и вес существенным образом зависят от величины абсолютной скорости потока воздуха в проточной части.

Увеличение расчетной скорости воздушного потока C при постоянном коэффициенте расхода воздуха φ дает возможность увеличить напор ступени за счет увеличения окружной скорости и уменьшить габариты и вес компрессора при заданной степени повышения давления ε и весовом расходе воздуха G. Однако следует иметь в виду, что увеличение расчетной скорости течения воздуха приводит к увеличению относительных величин потерь во входном и выходном устройствах, а следовательно, к снижению адиабатического к. п. д. η_k всего компрессора[1]. Если, кроме того, увеличению скорости соответствует такое увеличение числа M на входе в лопаточный венец, при котором значение его будет превышать критическое число M, то адиабатический к. п. д. компрессора будет уменьшаться также и вследствие уменьшения к. п. д. отдельной ступени.

При проектировании стационарных установок вопрос о весе и габаритах отдельных машин является второстепенным, главным для этих установок является вопрос экономичности. Поэтому величина скорости воздуха в осевом компрессоре стационарной установки выбирается обычно достаточно малой, что потери во входном и выходном устройствах становятся незначительными, а число M на входе в лопаточный венец меньше критического.

[illegible] установок исходит из требования [illegible] при приемлемой экономичности. Поэтому [illegible] воздушного потока в авиационных компрессорах вы[illegible] допустимой по условиям прочности или по чис[illegible] компрессорах транспортных газотурбинных установок обыч[illegible] предъявляются требования обеспечения высокой экономичности при [illegible] весах и габаритах. Поэтому вопрос о правильном выборе величины скорости воздушного потока при проектировании осевых компрессоров транспортных установок приобретает важное значение[1].

Задача сводится к получению зависимостей, позволяющих оценить влияние величины скорости воздушного потока в компрессоре на его адиабатический к. п. д., габариты, число оборотов и на некоторые характеристики прочности.

Из рассмотрения процесса изменения состояния воздуха в компрессоре (фиг. 1) можно установить, что адиабатический к.п.д. компрессора выражается функцией

$$\eta_{к} = f(\eta_{вх}, \eta_{ст}, \eta_{вых}, C_1, C_2, C_3, \varepsilon, T_0) \qquad (1)$$

где $\eta_{вх}$, $\eta_{ст}$, $\eta_{вых}$ — к.п.д. соответственно входного устройства, ступени компрессора и выходного устройства; C_1, C_2, C_3 — абсолютная скорость потока соответственно перед первой ступенью, за последней ступенью и на выходе из компрессора; $\varepsilon = p_3 / p_0$ — степень повышения давления в компрессоре; T_0 — температура воздуха перед приемным патрубком компрессора. Функция (1) может быть преобразована к виду

$$\eta_{к} = f(\eta_{вх}, [illegible], M_1^*, \varepsilon, \beta) \qquad (2)$$

где

$$M_1^* = \frac{C_1}{\sqrt{gkRT_0}}, \quad [illegible] \quad \beta = \frac{C_2}{C_1} \qquad (3)$$

Ниже, при нахождении вида зависимости (2), приняты следующие допущения: а) число ступеней бесконечно большое; б) входная скорость воздуха C_0 равна нулю, а скорость на выходе из выходного устройства компрессора C_3 полностью теряется; в) к.п.д. всех ступеней одинаков.

Допущение (а) обосновывается сравнением адиабатических к.п.д. для процесса сжатия с бесконечно большим и конечным числом ступеней. Расчеты, проведенные по формулам (9.9) и (9.10) книги И. И. Кириллова [1], а также по формулам (33), (34), (35) отчета [2], показывают[2], что при степени повышения давления в компрессоре ε [illegible] 2 [illegible] 8 и $\eta_{ст}$ [illegible] 0,8 расхождение между этими к.п.д. не превышает 0,7 [illegible]

Допущение (б) практически не вносит [illegible] ввиду малости работы сжатия от входной C [illegible] по сравнению с затраченной в ступенях работой [illegible]

[1] Под входным устройством понимается совокупность входного патрубка и [illegible] направляющего аппарата (расположенного перед рабочим колесом первой ступени), под выходным устройством — совокупность спрямляющего аппарата (расположенного за направляющим венцом последней ступени), выходного диффузора и [illegible] патрубка.

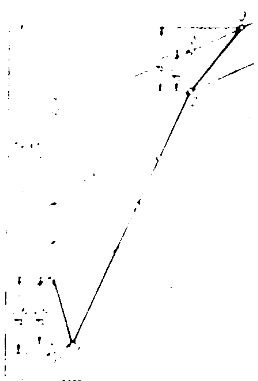
[1] Следует также иметь в виду, что, меняя величину [illegible] можно влиять не только на к.п.д., габариты и число оборотов [illegible] на ряд характеристик прочности (например, на критическое [illegible]

[2] В книге [1] формулы выведены для случая одинаковых [illegible] давления во всех ступенях; для случая одинаковых напоров [illegible] При больших выходных скоростях C_3 и малых степенях повышения [illegible] следует [illegible] коэффициент использования выходной кинетической энергии

Для оценки погрешности, вносимой допу[illegible] цесс сжатия в ступенях несколько подробнее [illegible] ступени для серии [illegible]

где $\Delta T_{1.0} = \frac{\Delta T_{0.1}}{\eta_{вх}}$, $\Delta T_{0.2}$ [illegible]

$\Delta T_{32} = \Delta T_{31} \cdot \eta_{вых}$, $\Delta T_{33} =$ [illegible]



Фиг. 1. Процесс изменения [illegible] ния воздуха в к. мпр[illegible] 0-1 — расширение в [illegible] 1-2 — сжатие [illegible] 2-3 — [illegible]

а адиабатический к.п.д. ступени равен

$$\eta_{ст} = \frac{AC}{AD} = \frac{T}{\Delta T}\left[\left(1 + \frac{\Delta p}{p}\right)^{\varkappa} - 1\right] \qquad \left(\varkappa = \frac{k-1}{k}\right) \tag{4}$$

При бесконечно большом числе ступеней $\Delta T \to 0$ и $\Delta p \to 0$. Представив функ[цию] [illegible] $\Delta p/p$ в виде степенного ряда [illegible] пределу при $\Delta T \to 0$ и [illegible]

$$[illegible]\ \frac{k-1}{k}\,\frac{dp}{p} = \eta_{ст}\frac{dT}{T} \tag{5}$$

Уравнение [illegible] представляет собой дифференциальное уравнение процесса сжатия в ступенях компрессора.

В общем случае к.п.д. ступени меняется вдоль проточной части и может быть выражен в виде функции $\eta_{ст} = f(T)$. Определение уравнения процесса 1-2 сжатия в ступенях компрессора производится путем интегрирования дифференциального уравнения (5) при известной зависимости $\eta_{ст} = f(T)$. Рассмотрим некоторые частные случаи.

(I). В случае постоянного к.п.д. ступени

$$\eta_{ст} = f(T) = \mathrm{const}$$

уравнение процесса сжатия будет иметь следующий вид

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa}{\eta_{ст}}} \quad [illegible] \tag{6}$$

а адиабатический к.п.д. процесса 1-2 равен

$$[illegible] \tag{7}$$

(II). В случае [illegible] к.п.д. ступени с повышением температуры

$$\eta_{ст} = f(T) = \eta_{ст\,1} - a(T - T_1)$$

(здесь $\eta_{ст\,1}$ — к.п.д. первой ступени, T_1 — температура перед первой [illegible] ступенью; a — постоянный коэффициент) урав[нение] [illegible] в ступенях будет иметь следующий вид:

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\varkappa} = \exp[a(T_1 - T_2)]\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\eta_{ст\,1} + aT_1} \qquad \left(\varkappa = \frac{k-1}{k}\right) \tag{8}$$

а адиабатический к.п.д. равен

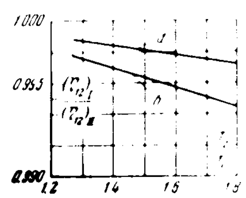
$$(\eta_{12})_{II} = \frac{1}{T_2/T_1 - 1}\left\{\exp[a(T_1 - T_2)]\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\eta_{ст\,1} + aT_1} - 1\right\} \tag{9}$$

Сравним адиабатический к.п.д. двух рассмотренных процессов на [illegible] денных примерах, принимая к.п.д. ступени в процессе I $\eta_{ст} = f(T) =$ [illegible] $= \eta_{ст\,0}$ равным значению к.п.д. «средней» ступени в процессе II $\eta_{ст} = f(T) = \eta_{ст\,1} - a(T - T_1)$, т. е. полагая

$$\eta_{ст\,0} = \frac{1}{2}\left[\eta_{ст\,1} + \eta_{ст\,2}\right]$$

Результаты такого сравнения представлены на фиг. 2 в виде зависимостей

$$\frac{(\eta_{12})_I}{(\eta_{12})_{II}} = f\left(\frac{T_2}{T_1}\right)$$



Фиг. 2

где $(\eta_{12})_I$ и $(\eta_{12})_{II}$ — соответственно адиабатические к.п.д. I и II процессов. $T_1 = 300$ K,

а) $\eta_{ст\,1} = 0{,}9$, $\eta_{ст\,2} = 0{,}86$, $\eta_{ст\,0} = 0{,}88$

б) $\eta_{ст\,1} = 0{,}88$, $\eta_{ст\,2} = 0{,}80$, $\eta_{ст\,0} = 0{,}84$

Из сравнения можно сделать вывод, что отклонение истинного закона изменения к.п.д. ступеней вдоль проточной части от закона $\eta_{ст}(T) = \mathrm{const}$ в пределах изменения величин, которые могут иметь место на расчетном режиме работы компрессора, пренебрежимо мало влияет на адиабатический к.п.д. процесса сжатия в ступенях компрессора. Поэтому использование допущения (в) не может внести заметной погрешности в результат исследования.

Определить зависимость (2) в явном виде невозможно. В неявном виде, а именно, в виде

$$\eta_{ст} = f(\eta_{вх}, \eta_{к}, \eta_{вых}, \varepsilon, M_1^*, \alpha, \beta) \tag{10}$$

получить искомую зависимость нетрудно. Для этого нужно логарифмировать уравнение (6) и подставить отношения T_2/T_1 и p_2/p_1, выраженные на основании рассмотрения отдельных процессов изменения состояния воздуха (0-1, 1-2, 2-3) через величины $\eta_{вх}$, $\eta_{к}$, $\eta_{вых}$, ε, M_1^*, α и β.

Температура воздуха за входным устройством (перед первой ступенью)

$$T_1 = T_0 - \frac{AC_1^2}{2c_p} = T_0\left[1 - \frac{k-1}{2}(M_1^*)^2\right] = T_0(1 - d) \tag{11}$$

где

$$d = \frac{k-1}{2}(M_1^*)^2 = \frac{AC_1^2}{c_p T_0} \tag{12}$$

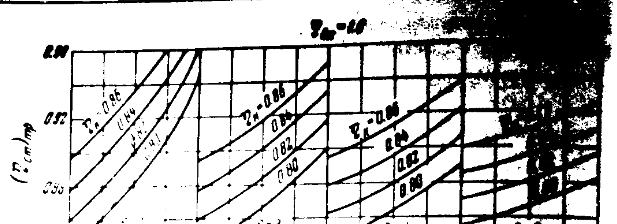
Температура воздуха за ступенями сжатия

$$T_2 = T_1 + \Delta T_к = [illegible] \tag{13}$$

Здесь $\Delta T_к$ — температурный эквивалент затраченной в компрессоре [illegible]

---

[1] Вывод формул (5), (6), (6) и (7) заимствован из книги В. С. Стечкина [8], где рассматривается процесс сжатия в ступенях компрессора при $\eta_{ст} = \mathrm{const}$.



Фиг. 3. Зависимость требуемого [illegible] M_1^*, адиабатического к. п. д. компрессора [illegible] $\eta_{вх}$ и повышения давления [illegible]

работы, на основании [illegible] (фиг. 1):

$$M_{\ldots} \quad \ldots \quad \frac{k-1}{k} \tag{14}$$

Давление [illegible] ступенью

$$\ldots p_1 \left(1 - \ldots \eta_{вх}\right)^{\vartheta} \quad \left(\vartheta = \frac{k}{k-1}\right) \tag{15}$$

Давление [illegible] ступенями сжатия (фиг. 1)

$$p_2 = p_3\left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{\vartheta} \tag{16}$$

$$T_3 = T_2 + \frac{A(C_3^2 - C_2^2)}{2gc_p}\eta_{вых}, \qquad p_3 = p_0 \ldots$$

$$p_3 = p_0\varepsilon\left(1 + \frac{f_1}{f_2}\right)^{-\vartheta} \qquad \left(\vartheta = \frac{K}{K-1}\right) \tag{17}$$

где

$$f_1 = d(\alpha^2 - \beta^2)\eta_{вых}, \qquad f_2 = 1 + \frac{\varepsilon^{x} - 1}{\eta_{к}} - \alpha^2 d \tag{18}$$

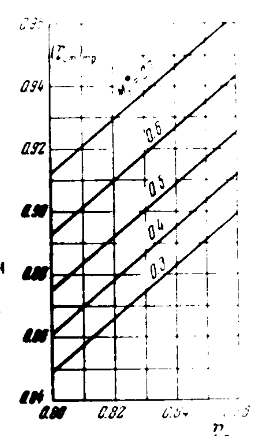
Из уравнений (6), (11), (13), (14), (15), (17) и (18) имеем

$$\eta_{ст} = \frac{\frac{k-1}{k}\lg\varepsilon - \lg\left[\left(1 + \frac{f_1}{f_2}\right)\left(1 - \frac{d}{\eta_{вых}}\right)\right]}{\lg\frac{f_2}{1-d}} \tag{19}$$

Уравнение (19) может применяться для выбора величины скорости потока на входе в первую ступень, для оценки адиабатического к.п.д. компрессора, при исследовании влияния различных параметров ($\eta_{ст}$, $\eta_{вх}$, $\eta_{вых}$ и т. д.) на адиабатический к.п.д. компрессора.

Зависимость (19) представлена на фиг. 3.

Следует указать, что в пределах практического изменения величин, входящих в уравнение (19), зависимость $\eta_{ст} = f(\eta_{к})$ (при постоянстве остальных величин) является линейной (фиг. 4). Это положение позволяет при пользовании графиками на фиг. 3 производить линейную интерполяцию по $\eta_{к}$.



Фиг. 4. Зависимость требуемого к. п. д. ступени $(\eta_{ст})_{тр}$ от адиабатического к. п. д. компрессора $\eta_{к}$ и числа M_1^* при ε [illegible], $\eta_{вх}$ [illegible], $\eta_{вых}$ [illegible], β [illegible]

Перейдем ко второй части задачи — определению влияния величины расчетной скорости потока воздуха в осевом компрессоре на его габариты, число оборотов и на некоторые характеристики прочности.

Рассмотрим два варианта проточной части компрессора, обеспечивающих расчетную степень повышения давления ε и расчетный весовой расход воздуха G при неравных значениях расчетной скорости воздуха C. Параметры воздуха на всасывании и статические изгибные напряжения в корневых сечениях соответствующих лопаток принимаются при этом одинаковыми для обоих вариантов[1]. Кроме того, предполагается, что в указанных вариантах проточной части имеет место геометрическое подобие поперечных размеров (масштаб [illegible]) продольных размеров и размеров профилей лопаток [illegible], а также кинематическое подобие потоков.

[1] В статье рассматриваются компрессоры, у которых [illegible] определяется значением допустимых статических изгибных напряжений в [illegible] сечении лопатки. Проведение аналогичного исследования для [illegible] компрессоров, у которых величина хорды определяется, вообще говоря, [illegible] числа Рейнольдса, не представляет трудности

Будем обозначать величины, относящиеся [illegible] точной части, штрихом (величины без штрихов [illegible] рианту). Из условия $\varepsilon' = \varepsilon$, $p' = p_0$ и $T_0' = T_0$ получим

$$H_{a0}' = H_{a0} \quad (20)$$

Из условия геометрического подобия

$$\frac{D'}{D} = \frac{l'}{l} [illegible], \quad \tau' = \tau, \quad k_W' = k_W \quad (21)$$

$$\frac{I_л'}{I_л} [illegible], \quad \frac{F_л'}{F_л} = \left(\frac{b'}{b}\right)^2, \quad B' = B \quad (22)$$

Из условия кинематического подобия

$$[illegible] \quad \rho' = \rho, \quad \psi' = \psi \quad (23)$$

Из условия $G' = G$, а также условий кинематического и геометрического подобия

$$\frac{F'}{F} = \frac{C}{C'} \quad (24)$$

В формулах (20—24) приняты следующие обозначения:

H_{a0} — адиабатический напор компрессора;
D — диаметр облопатывания;
l — высота лопатки; b — хорда лопатки;
τ — относительный шаг облопатывания на среднем диаметре;
k_W — относительный момент сопротивления корневого сечения;
$F_л$, $I_л$ — площадь и момент инерции поперечного сечения лопатки;
B — коэффициент, учитывающий влияние центробежных сил на частоту колебаний лопатки[1];
u — окружная скорость вращения рабочих лопаток;
ρ — степень реакции ступени;
F — площадь поперечного сечения проточной части;
ψ — коэффициент теоретического напора ступени;

$$\tau = \frac{t}{b}, \qquad k_W = \frac{W_c}{b^3}, \qquad \psi = \frac{\Delta H_{теор}}{u^2/2g}$$

Первое равенство (21) и равенство (24) позволяют установить следующую зависимость поперечных размеров проточной части от величины расчетной скорости потока:

$$\frac{D'}{D} = \frac{l'}{l} = \sqrt{\frac{C}{C'}} \quad (25)$$

Отношение осевых размеров проточных частей

$$\frac{L'}{L} = [illegible] \quad (26)$$

где z — число ступеней. [illegible] что оно равно

$$z = \frac{H_{a0}}{\eta_н} [illegible] \frac{2g}{\psi u^2} [illegible] \quad (27)$$

Из [illegible] последнего (23) и выражения (27) получим

$$\frac{z'}{z} = \left(\frac{C}{C'}\right)^2 \frac{\eta_н}{\eta_н'} \approx \left(\frac{C}{C'}\right)^2 \quad (28)$$

[1] См. формулы (1.24) и (1.25) в книге А. В. Левина [5].

[illegible] хорды профиля может быть определена из формулы

$$\sigma_{изг} = \frac{Pl}{2k_W b^3} \quad (29)$$

где $\sigma_{изг}$ — допустимые напряжения изгиба в корневом сечении лопатки, P — равнодействующая сила, изгибающая лопатку. Величина этой силы

$$P = \sqrt{P_u^2 + P_a^2} = \left[\left(\frac{G\Delta w_u}{g \cdot m}\right)^2 + \left(\frac{F\Delta p_к}{m}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} [illegible] \quad (30)$$

где Δw_u — изменение окружной составляющей скорости [illegible] в рабочем колесе; m — число рабочих лопаток в рассматриваемом колесе; $\Delta p_к$ — повышение статического давления в рабочем колесе; [illegible] воздуха перед рассматриваемой ступенью.

Из выражений (29) и (30) величина хорды рабочей лопатки

$$b = ul \sqrt{\frac{[illegible]}{4gk_W \sigma_{изг}} \sqrt{[illegible]}} \quad (31)$$

С учетом равенств (21), (23) и условий $\sigma_{изг}' = \sigma_{изг}$, [illegible], из выражений (25) и (31) получим

$$\frac{b'}{b} = \frac{C'}{C}\sqrt{\frac{C}{C'}} = \sqrt{\frac{C'}{C}} \quad (32)$$

Совместное решение уравнений (26), (28) и (32) позволяет определить зависимость осевых размеров проточной части от величины расчетной скорости воздуха:

$$\frac{L'}{L} = \frac{\eta_н}{\eta_н'}\left(\frac{C}{C'}\right)^2\left(\frac{C'}{C}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \left(\frac{C}{C'}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (33)$$

Отношение чисел оборотов определяется следующим образом. Очевидно, что

$$\frac{n'}{n} = \frac{u'}{u}\frac{D}{D'} \quad (34)$$

С учетом равенств (23) и (25) получим

$$\frac{n'}{n} = \left(\frac{C'}{C}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (35)$$

Из рассмотрения формул для критического числа оборотов ротора [illegible] (см., например, формулу 16а в книге М. И. Яновского [illegible]) следует, что

$$\frac{n_{кр}'}{n_{кр}} = \sqrt{[illegible]} \quad (36)$$

где I — экваториальный момент инерции [illegible]

Так как

$$\frac{I'}{I} = \left(\frac{D'}{D}\right)^4, \quad [illegible]$$

то из (36), (25) и (33) получим

$$\frac{n_{кр}'}{n_{кр}} = [illegible]$$

Отношение статических частот собственных [illegible]

$$\frac{f_c'}{f_c} = \left(\frac{l}{l'}\right)^2 \sqrt{\frac{I_л' F_л}{I_л F_л'}} [illegible]$$

а отношение динамических частот [illegible]

$$\frac{f_g'}{f_g} = \sqrt{\frac{[illegible]}{f_0^2 + Bn^2}}$$

Из уравнений (39), (38), (22), (25) и (32)

$$\frac{f_g'}{f_g} = \left(\frac{C'}{C}\right)^{\frac{3}{2}} = \frac{n'}{n}$$

Порядок гармоники возмущающей силы, соответствующий резонансным колебаниям

$$k = \frac{f_g}{n} \quad (41)$$

И [illegible]

$$k' = k \quad (42)$$

Полученные [illegible] (37), (40) и (42) позволяют сформулировать [illegible] в процессе проектирования проточной части [illegible] величина расчетной скорости воздуха при [illegible] подобия потоков, геометрического подобия [illegible] геометрического подобия продольных размеров [illegible] (масштаб m_2), а статические и [illegible] сечениях соответствующих лопаток принимаются [illegible] приближенно:

а) поперечные размеры проточной части обратно пропорциональны, а хорда профиля лопатки прямо пропорциональна корню квадратному из величины расчетной скорости воздуха;

б) осевая протяженность проточной части осевого компрессора обратно пропорциональна, а число оборотов его прямо пропорционально полуторной степени расчетной скорости воздуха;

в) критическое число оборотов ротора n_* пропорционально расчетной скорости потока в степени $^{3}/_{2}$, а отношение n_*/n пропорционально скорости воздуха;

г) динамические частоты лопаток пропорциональны изменению числа оборотов компрессора, а порядок гармоник возмущающей силы, соответствующий резонансным колебаниям, не меняется.

Полученный вывод в сочетании с уравнением (1), определяющим зависимость адиабатического к.п.д. компрессора от величины расчетной скорости воздуха и других параметров, позволяет правильно подойти к выбору величины расчетной скорости [illegible] потока в осевых компрессорах транспортных [illegible]

Поступило 3 I 1955

1. Кириллов И. [illegible]
2. Dr.-Ing. [illegible] MSP. [illegible] Axialkompressors, Schiffbau [illegible]
3. Стечкин [illegible] Н. [illegible] лекций), ВВИА им. проф. [illegible]
4. Якоб[illegible] турб[illegible] и расчет на прочность деталей паровых [illegible]
5. Левин [illegible] [См. [illegible] паровых турбин. Госэнергоиздат, 1953. [illegible]

[illegible] СССР
[illegible] НАУК
1955

6

ВИХРЕВОЙ ЭНЕРГОРАЗДЕЛИТЕЛЬ ПОТОКА

М. Г. ДУБИНСКИЙ

(Москва)

В работе [1] было показано, что при движении закрученного потока [illegible] трубе без учета трения газа о стенки профиль [illegible] непрерывно изменяется так, что:

1) газ стремится вращаться по закону твердого тела [illegible], когда действие вязкости не проявляется;

2) температура заторможенного потока газа при этом [illegible] по мере [illegible] центра трубы.

Если принять во внимание трение газа о стенки, то за достаточно большой промежуток времени поток станет чисто осевым и с постоянной энергией по радиусу.

Поэтому действительное распределение параметров газа при его движении в трубе будет отличаться от описанной выше картины потока без учета трения газа о стенки.

Но принципиально можно в некотором сечении трубы отвести центральную часть [illegible], обладающую меньшей энергией, и тем самым получить два потока с разной энергией.

Этой теме в последнее время уделялось большое внимание (некоторые работы указаны в статье Г. Л. Гродзовского и Ю. Е. Кузнецова [2]).

Следует вспомнить, что еще в 70-х гг. прошлого столетия Максвелл, исходя из установленного им закона распределения молекул в газе, высказал идею о возможности получения потоков горячего и холодного газа из одного источника.

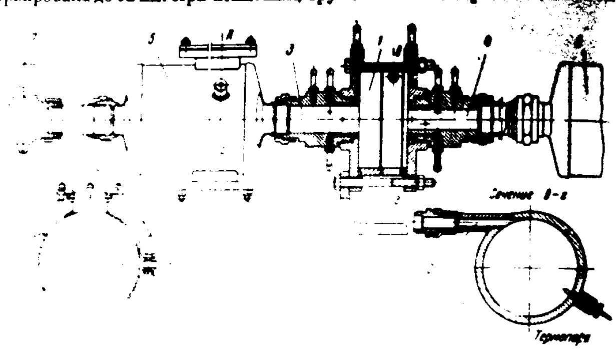
Одним из практических способов, позволяющих получить холодный и горячий газ из одного источника, является создание закрученного потока газа. Разделение энергии потока при этом непосредственно основано на силах вязкости газа и втором законе термодинамики.

Настоящая работа и посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию вихревого энергоразделителя.

1. Описание установки и схемы замеров. Представленный на фиг. 1 общий вид установки вихревого энергоразделителя состоит из следующих основных элементов: цилиндрической камеры завихрения *1* диаметром 54 мм, входного цилиндрического сопла *2* диаметром 12 мм, тангенциально расположенного по отношению к камере завихрения двух трубок *3* и *4* для отвода горячего и холодного воздуха в разных направлениях, двух баков *5* и *6* горячего и холодного воздуха, на выходе из которых установлены дроссельные заслонки.

Сжатый воздух от 2 до 5 ата поступает тангенциально [illegible] в камеру *1*, откуда и отводится в противоположных направлениях [illegible] трубкам *3* и *4*.

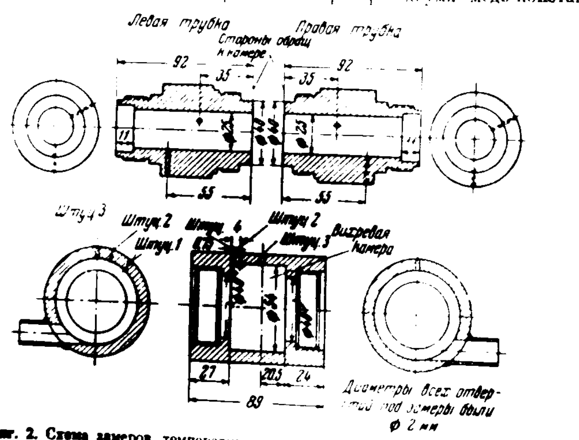
Исследование работы энергоразделителя производилось при [illegible] одинаковых диаметрах трубок *3* и *4*, равных 25 мм, а затем 32 мм, а также при различных диаметрах трубок, равных 32 и 25 мм, причем трубка диаметром [illegible] ром 25 мм далее также соединялась с трубкой ... непосредственно примыкающей к баку. Длина ... нарьировала до 92 мм. При испытании трубки были ...



... разделителя

Схема ... фиг. 2.

Измерение ... специальной трубкой диаметром ... мм, а измерение температур — двумя медь-констан-



Фиг. 2. Схема замеров температур и давлений в камере и трубках энергоразделителя

танновыми термопарами: неэкранированной и экранированной с наружным диаметром экрана d ... 1 ... мм.

Температура измерялась в трех сечениях камеры (см. на фиг. 2 штуцера 1, 2 и 3) и в двух сечениях вдоль каждой трубки. При проведении эксперимента достаточно точно выдерживалось постоянство давления и температуры воздуха на входе в камеру.

... Во многих работах, посвященных ..., указывается, что к камере энерго... трубки разного диаметра и вследствие этого по трубке меньшего диаметра из центра камеры отводится холодный воздух, а по трубке большего диаметра — горячий воздух.

Первые опыты с энергоразделителем, представленным на фиг. 1, показали, что такое разделение может быть осуществлено и при равных диаметрах трубок путем изменения положений дроссельных ..., т. е. путем создания различного сопротивления ...

Далее были взяты трубки различных диаметров и при помощи изменения положения дроссельных заслонок холодный (горячий) воздух попеременно поступал как в трубку меньшего (25 мм), так и большего (32 мм) диаметра. Однако охлаждение воздуха в первом случае было большим.

Затем были исследованы поля давления и температур в трех сечениях камеры завихрения. Наблюдалось плавное падение давления и температуры при движении к центру и наиболее резкое их уменьшение вблизи оси камеры.

Фиг. 3. Изменение температуры воздуха в отводящих трубках ... по радиусу

Отличие полей давления и температуры в разных сечениях камеры завихрения очень незначительно. Наиболее интересными оказались поля температур в различных сечениях трубок горячего и холодного воздуха (фиг. 3). В каждом сечении обеих трубок температура по радиусу плавно уменьшалась к центру.

Существенное отличие наблюдалось в том, что средняя температура горячего воздуха повышалась при течении вдоль трубки, в то время как средняя температура холодного воздуха при его течении вдоль трубки практически оставалась постоянной.

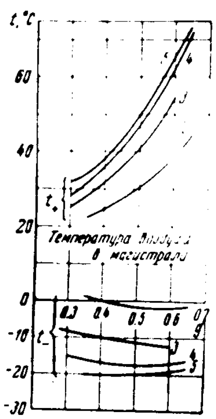
На основании проведенного теоретического и экспериментального исследования можно построить следующую физическую модель явления, происходящего в вихревом энергоразделителе, представленном на фиг. 1. Воздух, поступающий тангенциально в камеру завихрения 1, вследствие вязкости не подчиняется закону постоянства момента количества движений, и скорость воздуха при движении к центру возрастает медленнее по сравнению с идеальным расширением воздуха ... учета вязкости.

Вследствие того, что направление ... при уменьшении радиуса и одновременно ... такой момент, когда тангенциальная ... чинает падать.

В этой второй зоне, где происходит ... стремится к вращению по закону твердого тела ... с себя сил вязкости, что и осуществляется вблизи центра ...

Соответственно этому в ядро [illegible] ко меньшую температуру, но и [illegible]

Если в одной из трубок *3* или *4* [illegible] естественно, что ядро потока не в состоянии [illegible] вызываемое дросселем, и в эту трубку направляется [illegible] давления и большей [illegible] потока отводится в противо[illegible]лении в трубку с открытой [illegible] заслонкой. Горячий воздух, [illegible] в трубку с прикрытой дроссельной [illegible], имеет очень малые осевые скорости [illegible] трубка вдоль тангенциальной скорости и температур устанавливаются здесь аналогично [illegible] вихревой камере, т. е. в центре трубки [illegible] меньшее давление и температура. В результате образуется центральный [illegible] из трубки горячего воздуха через камеру в трубку холодного воздуха. Процесс высасывании воздуха заканчивается в том сечении трубки горячего воздуха, где давление его в центре уже настолько возросло, что в состоянии преодолеть сопротивление дроссельной заслонки.



Фиг. 4. Характеристика энергоразделителя, — температуры t_+ и t_- горячего и холодного воздуха в зависимости от относительного количества g_- холодного воздуха; цифры при кривых указывают давление на входе в ата

Поле тангенциальных скоростей и температур в трубке горячего воздуха при его движении непрерывно меняется как вследствие уменьшения момента количества движения из-за трения о стенки, так и вследствие отсасывания центральной части воздуха. Конечно, этот отсос воздуха повышает температуру холодного воздуха, но одновременно увеличивает и его количество.

Для визуального наблюдения течения был выполнен вихревой энергоразделитель из плексигласа.

Применяя специальную флюгарку, можно было наглядно видеть описанные выше осевые токи воздуха, направление и интенсивность которых изменялись при помощи дроссельных заслонок.

В заключение экспериментальных работ была снята характеристика вихревого энергоразделителя, представленная на фиг. 4.

Испытание при этом проводилось при температуре воздуха в рабочей магистрали t [illegible] и давлении от 2 до 5 ата.

На графике фиг. 4 по оси ординат отложены температуры горячего t_+ и холодного t_- воздуха, измеряемые непосредственно в соответствующих [illegible] дано соответствующее относительное количество холодного воздуха

$$g_- = \frac{G_-}{G_+ + G_-}$$

(здесь G_- и G_+ — количество холодного и горячего воздуха).

[illegible] была выполнена и исследо[illegible] вихревого энергоразделителя, где [illegible] вихревая цилиндрическая камера [illegible] $d = 250$ мм. Эта первая ступень большего [illegible] эффективной. На этом экспериментальные работы [illegible] энергоразделителем были закончены.

[illegible] экспериментов с энергоразделителем было обнаружено [illegible] явление, заслуживающее внимания.

Известно, как происходит течение воздуха вдоль поверх[illegible] имеется углубление с острыми бортами [illegible], а поток плавно омывает углубление, в котором [illegible] неподвижным и имеет давление и температуру [illegible] в проходящем потоке.

Совершенно иное явление происходит при [illegible] [цилин]дрической камере вихревого энергоразделителя [illegible] которого имеется углубление. При испытании [illegible] замеров в камере случайно был вставлен [illegible] внутренней стороны стенки образовалось некоторое углубление. Вследствие вязкости непрерывно к воздуху в углубление передавался момент количества движения и происходило аккумулирование энергии. При этом штуцер весьма сильно разогревался, в то время как остальная часть поверхности корпуса оставалась холодной.

При создании незначительного протока воздуха из отверстия в атмосферу, как и следовало ожидать, разогрев штуцера прекратился.

На основании проведенного исследования вихревого энергоразделителя можно сделать заключение, что трение воздуха о стенки сильно уменьшает эффективность энергоразделителя и целесообразно далее исследовать более сложные конструкции вихревых энергоразделителей со свободно вращающимися стенками.

3. Диффузия прямолинейной вихревой нити. При движении воздуха в вихревом энергоразделителе происходит диссипация энергии аналогично явлению, происходящему при диффузии вихревой нити.

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ имеется поле тангенциальных скоростей, соответствующее прямолинейной вихревой нити, имеющей интенсивность Γ при постоянной энергии и энтропии для всех частиц воздуха. Тогда относительные параметры воздуха будут

$$\bar{p} = \frac{p}{p_\infty} = \left[1 - \left(\frac{r_{min}}{r}\right)^2\right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (1)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_\infty} = \left[1 - \left(\frac{r_{min}}{r}\right)^2\right]^{[illegible]} \quad (2)$$

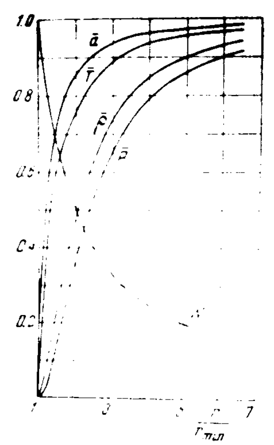
$$\bar{T} = \frac{T}{T_\infty} = \left[1 - \left(\frac{r_{min}}{r}\right)^2\right] \quad (3)$$

$$\bar{a} = \frac{a}{a_\infty} = \left[1 - \left(\frac{r_{min}}{r}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

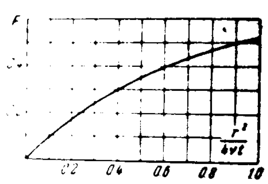
$$\bar{w} = \frac{w}{w_{max}} = \frac{r_{min}}{r} = \frac{1}{\bar{r}} \quad \left(w_{max} = \sqrt{2\frac{k}{k-1}RT_\infty}\right) \quad (5)$$

Здесь p_∞, ρ_∞, T_∞, a_∞, w_{max} — [illegible] давление, плотность, температура, [illegible] воздуха, [illegible] [illegible] минимальный [illegible]

По формулам [illegible] графики (фиг. 5). [illegible] диффузии вихря в [illegible] сти следует, что в [illegible] появятся радиальные токи, [illegible] плотность воздуха (как и [illegible] параметры) при $t \to \infty$ [illegible] к выравниванию, в то время как в начальный момент времени ($t = 0$) плотность воздуха определялась как функция радиуса по формуле (2).



Фиг. 5. Изменение относительных параметров воздуха по радиусу для вихревой нити



Фиг. 6. Изменение функции F от параметра $\frac{r^2}{4\nu t}$

Однако из фиг. 5 следует, что уже при $r/r_{min} > 6$ поток можно рассматривать как несжимаемый; далее рассматривается лишь эта область.

Уравнения движения будут:

$$\rho_\infty \frac{\partial w}{\partial t} = \mu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r^2}\right) \tag{6}$$

$$\rho_\infty \frac{w^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial r} \tag{7}$$

Известное решение уравнения (6) имеет вид

$$w = \frac{\Gamma}{r}\left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right)\right] \qquad \left(\nu = \frac{\mu}{\rho_\infty}\right) \tag{8}$$

Найдем изменение полного давления

$$p_0 = p + \rho_\infty \frac{w^2}{2} \tag{9}$$

Дифференцируя уравнение (9) по r, получим

$$\frac{\partial p_0}{\partial r} = \rho_\infty \frac{\Gamma^2}{r}\left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right)\right]\frac{1}{2\nu t}\exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right) \tag{10}$$

Отсюда следует, что

$$\frac{\partial p_0}{\partial r} = 0 \quad \text{при } t = 0, \qquad \frac{\partial p_0}{\partial r} \to 0 \quad \text{при } t \to \infty \tag{11}$$

[illegible] t_1 будет существовать максимум [illegible] дифференцированием (10)

$$[illegible] \left(\ldots\right)\Big] - \frac{1}{r}\left[\exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right) - \exp\left(-\frac{2r^2}{4\nu t}\right)\right] = 0 \tag{13}$$

[illegible] $\frac{r^2}{4\nu t} = x$ из уравнения (13), получим

$$e^x = \frac{2x - 1}{x - 1} \tag{14}$$

Решая уравнение (14) графически, найдем

$$x_1 \approx 1.44, \qquad t_1 = \frac{r^2}{4\nu x_1} = \frac{0.173\, r^2}{\nu}$$

Отсюда можно сделать следующие выводы.

1. Полный напор (при $t = \mathrm{const}$) возрастает [illegible] (так как $\partial p_0 / \partial r > 0$).

2. Градиент полного напора на некотором [illegible] (при $t = 0$) и достигает максимума

$$\frac{\partial}{\partial r}\frac{p_0}{\gamma_0} = 0.053\frac{\Gamma^2}{r^3} \qquad \text{при } t_1 = \frac{0.173\, r^2}{\nu} \ [illegible]$$

При дальнейшем увеличении t [illegible] к нулю.

3. Момент времени $t = t_1$, при котором достигается максимум [illegible] прямо пропорционален квадрату радиуса и обратно пропорционален [illegible] кинематической вязкости воздуха; т. е. если в некоторой точке r [illegible] $t = t_1$ достигается максимум градиента $\partial p_0 / \partial r$, то в точках r [illegible] момент времени градиент уже убывает, так как максимальное [illegible] градиента здесь было достигнуто при $t < t_1$.

Найдем распределение давления p_0 по радиусу. Из (7) имеем

$$\frac{p}{\rho_\infty} = \int \frac{w^2}{r}\, dr + f(t) \tag{17}$$

где $f(t)$ — произвольная функция.

Подставляя сюда значение w из уравнения (8) и интегрируя, получим

$$\frac{p}{\rho_\infty} = \Gamma^2\left\{-\frac{1}{2r^2}\left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right)\right]^2 + \frac{1}{4\nu t}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^{k+1}\frac{(2^k - 1)}{k \cdot k!}\left(\frac{r^2}{4\nu t}\right)^k\right\} [illegible] \tag{18}$$

$$p_0 = \frac{\rho_\infty \Gamma^2}{4\nu t}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^{k+1}\frac{(2^k - 1)}{k \cdot k!}\left(\frac{r^2}{4\nu t}\right)^k + f(t) \tag{19}$$

При одном и том же значении t разность полных давлений на различных радиусах r_1 и $r_2 > r_1$ будет:

$$(p_0)_{r=r_2} - (p_0)_{r=r_1} = \frac{\Gamma^2}{4\nu t}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^{k+1}\frac{(2^k - 1)(r_2^2 - r_1^2)}{k \cdot k! \ 4\nu t} [illegible] F_2\left(\frac{r_2^2}{4\nu t}\right) - F_1\left(\frac{r_1^2}{4\nu t}\right) \tag{20}$$

На фиг. 6 дано изменение функции F в зависимости от параметра $r^2/4\nu t$; пользуясь этим графиком, можно найти приращение полного напора при увеличении радиуса.

Поступила [illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А. и Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика [illegible]
2. Гродзовский Г. Л. и Кузнецов Ю. Е. К теории вихрей [illegible] газового потока. Изв. АН СССР, ОТН, № [illegible]
3. Дубинский М. Г. О вращающихся потоках газа. Изв. АН СССР, ОТН, [illegible]

ИЗВЕСТИЯ А…

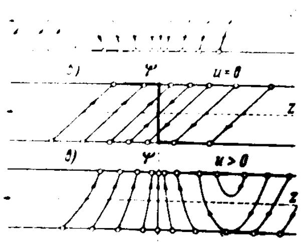
№ 6

ТЕОРИЯ СТАБИЛИЗАЦИИ КУРСА НЕЙТРАЛЬНОГО С… ПРИ ПОМОЩИ АВТОПИЛОТА С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ СЕРВОМОТОРА

…СЛУЧАЙ НАЛИЧИЯ ЗОНЫ НЕЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ[1]

$\boxed{\text{А. А. АНДРОНОВ}}$ и Н. Н. БАУТИН

§ 1. …задачи к точечным преобразованиям. …Дадим общее описание пове… …позволит свести зада… …плоскости $\psi = \psi_0$ в самое … на траектории симмет… …как фазовое пространство …ψ_0 в точности совпадает с фазовым пространством для …0 в рассмотренном случае отсутствия зоны неустойчивости [1], то здесь достаточно рассмотреть характер кусков траекторий для $|\psi| < \psi_0$ и в плоскости $\psi = \psi_0$.



Фиг. 1

Куски траекторий для $|\psi| < \psi_0$ лежат, как нетрудно видеть из уравнений (1.3), в плоскостях $u = \mathrm{const}$ и имеют вид, изображенный на фиг. 1.

По траекториям внутри зоны $|\psi| < \psi_0$ изображающая точка может переходить с плоскости $\psi = \pm\psi_0$ на плоскость $\psi = \mp\psi_0$.

Отрезок $u = z = 0$, $|\psi| < \psi_0$ является отрезком покоя. Плоскость $\psi = \psi_0$ вне полосы

$$0 < u + (A - 1)z < B$$

служит местом, где … кусков траекторий верхнего полупространства … траектории в зоне $|\psi| < \psi_0$.

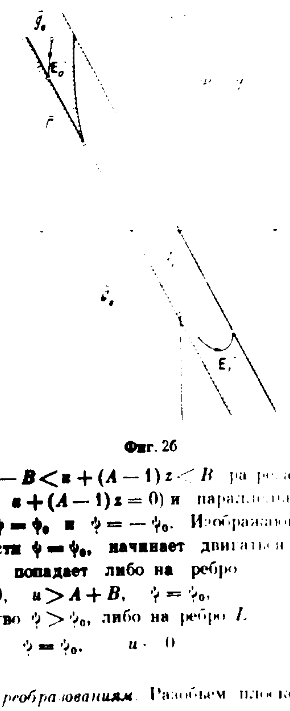
[1] Настоящ… уравнения … работы [1]. Постановка задачи и … ности также … наличия зоны нечувствительности работы … Ссылки на формулы на первой части работы будем … рамкой цифрой 1.

…, направленные навстречу … траекторий служит

$$… < u + (A-1)z < 0$$

… в силу (1.4) на траектории, и это раз… …от разбиения пластинки $-B < u + (A-1)z < B$ … случае отсутствия зоны нечувствительности … $-B < u + (A-1)z < 0$, $\psi = -\psi_0$ и $0 < u + (A-1)z < B$ …

Фиг. 2а



Фиг. 2б

могут быть получены из пластинки $-B < u + (A-1)z < B$ разрезанием ее по оси пластинки (по прямой $u + (A-1)z = 0$) и параллельным переносом половинок на плоскости $\psi = \psi_0$ и $\psi = -\psi_0$. Изображающая точка, попав на пластинку в плоскости $\psi = \psi_0$, начинает двигаться по траекториям разбиения пластинки и попадает либо на ребро

$$\Gamma \quad u + (A-1)z - B = 0, \quad u > A + B, \quad \psi = \psi_0,$$

с которого уходит в полупространство $\psi > \psi_0$, либо на ребро L

$$u + (A-1)z = 0, \qquad \psi = \psi_0, \qquad u < 0$$

с которого уходит в зону $|\psi| < \psi_0$.

2°. *Сведение задачи к точечным преобразованиям.* Разобьем плоскость $\psi = \psi_0$ на четыре куска (фиг. 2а и 2а):

(G_0), где $u + (A-1)z - B > 0$ … $(A-1)z - B$ … $u > A + B$

(G_1), где $u + (A-1)z < 0$, … $(A-1)z = 0$ … $u < 0$

(g_0), содержащий те точки пластинки, … по траекториям разбиения пластинки переходят в точки ребра Γ

$$u + (A-1)z - B = … \quad u > A + B$$

само ребро Γ не включается в g_0;

(g_1), содержащий те точки пластинки, которые по траекториям разбиения пластинки переходят в точки ребра L

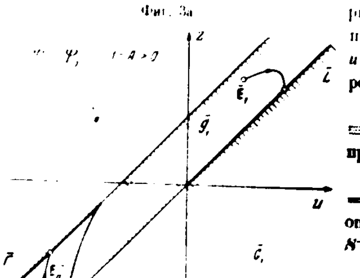
$$u + (A-1)z = 0, \quad u < 0$$

само ребро L не включается в g_1.

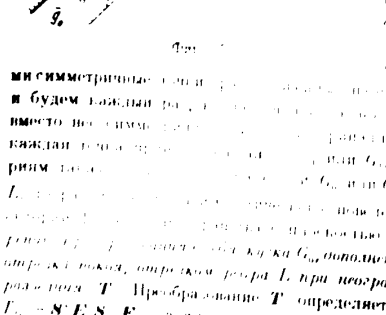
Обозначим также через $\bar{G}_0$, $\bar{G}_1$, [illegible] ответственно симметричные G_0, G_1, g_0, g_1 [illegible] а $\bar{\Gamma}$ и $\bar{L}$ — полупрямые, симметричные Γ и [illegible]

Назовем *преобразованием* S^+ переход [illegible] в точку $u_1 z_1$, принадлежащую g_1 или G_1 [illegible] точки в полупространстве $\psi > \psi_0$.

Назовем *преобразованием* S_0^+ переход по траектории [illegible] $u_0 z_0$, принадлежащей G_1, в точку $u_1 z_1$, принадлежащую $\bar{g}_0$ [illegible]



Фиг. 3а



Фиг. [illegible]

Для точек плоскости $\psi = \psi_0$ следующим образом определим преобразование E^+ (фиг. 2 и 3):

на куске g_0 ($E^+ \equiv E_0^+$) — как переход по траекториям пластинки точки $u_0 z_0$, принадлежащей g_0, в точку $u_1 z_1$, принадлежащую G (в ребро Γ).

на куске g_1 ($E^+ \equiv E_1^+$) — как переход по траекториям пластинки точки $u_0 z_0$, принадлежащей g_1, в точку $u_1 z_1$, принадлежащую G_0 (в ребро L).

на куске G_0 или G_1 ($E^+ \equiv E_G^+$) — как тождественное преобразование.

Для точек плоскости $\psi = -\psi_0$ аналогичным образом определим преобразования S^-, S_0^- и E^-.

В силу симметрии фазового пространства *отождествим симметричные состояния*. Во всем дальнейшем мы будем считать тождественными симметричные [illegible] плоскостях $\psi = \psi_0$ и $\psi = -\psi_0$ и будем каждый раз [illegible] G_0 или L, рассматривать вместо нее симметричную [illegible] каждая [illegible] [illegible]ащую G_0 или L. Так как [illegible] или G_0 при движении по траекториям [illegible] G_0 или G_1, либо на отрезок ребра L [illegible] точек пересечения траекторий [illegible] плоскостью $\psi = \psi_0$ *сводится к рассмотрению* [illegible] *куска* G_0, *дополненного, примыкающим к концу отрезком покоя, отрезком ребра* L *при неограниченном повторении преобразования* T. Преобразование T определяется для точек куска G как $T_G = S^+ E^- S_0^- E^+$ [illegible], а для точек ребра L — как $T_L = \overline{S_0^+ E^-}$, где черта

[illegible] преобразования $S^+ E^+ S_0^+ E$ [illegible]. В точке $u = z = 0$ ($\psi = \psi_0$) преобра[illegible] преобразованием ($u = z = 0$, $\psi = \psi_0$ [illegible] будем называть преобразование T *правил*[illegible] [illegible] движение по пластинкам, или *неправильным* [illegible] случае.

Совокупность траекторий полупространства $\psi > \psi_0$, дважды пересекающих плоскость $\psi = \psi_0$, порождает преобразование S^+. Вводя [illegible] в качестве параметров τ — время пробега изображающей точкой [illegible] траектории до вторичного пересечения с плоскостью [illegible] координату $z_0 = \zeta$, получаем для преобразования S^+ [illegible] [illegible] 1.2):

$$z_0 = \zeta, \qquad u_0 = (A - 1)(1 + \zeta) \ldots [illegible]$$

$$z_1 = (1 + \zeta) e^{-\tau} - 1, \quad u_1 = (A - 1)(1 + \zeta) \ldots [illegible]$$

Преобразование S^+ определено [illegible]

Совокупность траекторий внутри [illegible] [illegible]ую из плоскостей $\psi = \psi_0$ и ψ [illegible] [illegible] S_0^-. Аналитически преобразование S_0 [illegible]

$$z_0 = \zeta, \qquad u_0 = \vartheta^{-1} [(A - 1)(e \ldots [illegible]$$

Преобразование S_0^+ определено на куске [illegible], принадлежащем G, [illegible] совпадающем с G_1. Легко, однако, проверить, что S_0 [illegible] определено для всех тех точек G_1, где $u < 0$ и z [illegible] эта часть G_1 и будет подвергаться преобразованиям, так как только [illegible] могут переходить точки куска G_0 по преобразованию $S^+ E^+$.

Совокупность кусков траекторий на пластинках порождает преобразования E^+ и E^-. Аналитически преобразования E_0^+ и E_0^- [illegible] случая $4B - (A + B)^2 > 0$ выражениями

$$z_1 = \left[z_0 \cos\theta + \frac{(2 - A - B) z_0 - 2u_0}{\sqrt{4B - (A + B)^2}} \sin\theta \right] \exp\left[- \frac{(A + B)\theta}{\sqrt{4B - (A + B)^2}} \right],$$

$$u_1 = (1 - A) z_1 \pm B \qquad (1.3)$$

где θ — меньший положительный корень уравнения

$$[(A - 1) z_0 - u_0] \cos\theta \ldots [illegible] \sin\theta$$

$$\ldots B \exp \ldots [illegible] \qquad (1.4)$$

а для случая $4B - (A + B)^2 < 0$ выражениями, которые могут быть получены из (1.3) и (1.4) заменой величин [illegible] соответственно величинами $(A + B)^2 - 4B$, [illegible]. Во всех [illegible] из двойных знаков следует брать знак плюс для преобразования E_0^+ и знак минус для преобразования E_0^-.

Преобразования E_1^+ и E_1^- даются для случая [illegible] выражениями

$$z_1 = \left[z_0 \cos\theta + \frac{(2 - A - B) z_0 - 2u_0}{\sqrt{4B - (A+B)^2}} \sin\theta\right] \exp\left[- [illegible]\right]$$

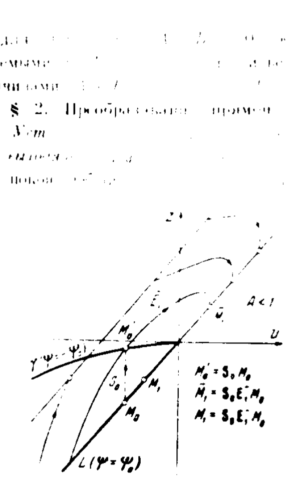
$$u_1 = (1 - A) z_1 \qquad (1.3)$$

где θ — наименьший положительный корень уравнения,

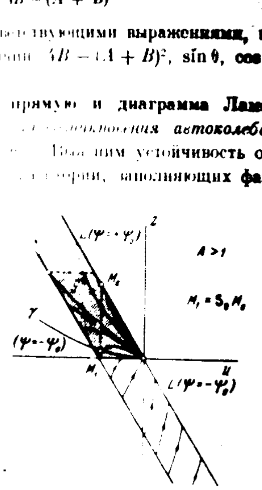
$$[illegible] \frac{(B - A) u_0 + (A + B)(1 - A) z_0}{\sqrt{4B - (A+B)^2}} \sin\theta = 0 \qquad (1.6)$$

[illegible] соответствующими выражениями, получаемыми [illegible] $4B - (A + B)^2$, $\sin\theta$, $\cos\theta$ величинами [illegible]

§ 2. Преобразование [illegible] и диаграмма Ламерея. [illegible] автоколебаний, [illegible] устойчивость отрезка покоя [illegible] траектории, заполняющих фазовое



Фиг. 4



Фиг. 5

пространство, достаточно, чтобы утверждать, что каждая точка, взятая в достаточно малой окрестности отрезка [illegible] отрезку покоя по траекториям разбиения [illegible] или одной из пластинок (в случае $4B$ [illegible]) L (или $\bar{L}$), примыкающей [illegible] на отрезок ребра

Назовем L_1 [illegible] L, которые по преобразованию S_0^+ переходят [illegible] отрезок, примыкающий к концу [illegible] при применении $T_L = \overline{S_0^+ E_1^+}$ [illegible] опять переходит в точку [illegible] устойчивости отрезка покоя, [illegible] при применении $T_L = \overline{S_0^+ E_1^-}$ [illegible] L_1 в самого себя.

[illegible] S_0 переводит ребро L в кривую γ, расположенную [illegible] (фиг. 4 и 5).

$$[illegible] \frac{2\psi_0}{(A - 1)(1 + \theta e^\theta - e^\theta)} \quad (0 < \theta < \infty) \qquad (2.1)$$

[illegible] < 0. Из уравнения (2.1) находим

$$[illegible] \frac{d^2 z}{du^2} = -\frac{(1 - e^\theta + \theta e^\theta)^3 e^{-\theta}}{(1 - A)(e^\theta - 1)^3} \qquad (2.2)$$

[illegible] dz/du [illegible], а знак d^2z/du^2 противоположен знаку $(1 - A)$ [illegible]

$$z(\infty) = u(\infty) = 0, \qquad \left(\frac{dz}{du}\right)_{u=0} = 0$$

Преобразование E_1^- переводит каждую точку кривой γ, принадлежащую $\bar{g}_1$, или на конец отрезка покоя, или в точку, принадлежащую [illegible] $\bar{L}$. Первый случай всегда имеет место при $A > 1$. В [illegible] γ расположена на плоскости $\psi = -\psi_0$ для значений [illegible] точка γ, принадлежащая куску пластинки,

$$-B \leqslant u + (A - 1) z \leqslant 0, \qquad 0 \leqslant z \leqslant [illegible]$$

переходит на конец отрезка покоя. В последнем [illegible] что каждая точка границы области [illegible] ($u = z = 0$) переходит по траекториям разбиения [illegible] (фиг. 5). Отрезок покоя, таким образом, в [illegible]

Рассмотрим случай $A < 1$. Кривая γ расположена [illegible] плоскости $\psi = -\psi_0$ для значений $z > 0$, и каждая точка γ, принадлежащая $\bar{g}_1$, переходит на ребро L. Преобразование симметрии [illegible] на ребро L. Пусть $M_0(-u_0, z_0)$ — точка, принадлежащая L, $M_0'(-u_0', -z_0')$ — ее последующая по преобразованию S_0^+, точка $\bar{M}_1(\bar{u}_1, \bar{z})$ — последующая M_0' по преобразованию E_1^- и $M_1(u_1, z_1)$ — точка, симметричная $\bar{M}_1$. Преобразование $\overline{S_0^+ E_1^-}$ переводит точку M_0 отрезка L_1 в точку M_1, также принадлежащую L. Таким образом, на отрезке L_1 при помощи преобразования $\overline{S_0^+ E_1^-}$ определена функция последования $z_1 = f(z_0)$ (фиг. 4).

Рассматривая $z_1 = f(z_0)$ как кривую в плоскости $z_0 z_1$, получаем обычную диаграмму Ламерея. Из определения преобразования $\overline{S_0^+ E_1^-}$ следуют свойства кривой $z_1 = f(z_0)$

$$f(0) = 0, \qquad \frac{dz_1}{dz_0} > 0$$

Покажем, что на диаграмме Ламерея либо нет точек пересечения $z_1 = f(z_0)$ с полупрямой $z_1 = z_0 > 0$, либо есть одна такая точка. Условия перехода от одного случая к другому дадут условия смены устойчивости отрезка покоя и появления из отрезка покоя периодического движения.

Найдем на куске z_1 пластинки $-B \leqslant u + (A - 1) z \leqslant 0$, [illegible] геометрическое место точек, обладающих тем свойством, что преобразование E_1^- не изменит абсолютную величину их расстояния до плоскости $u = 0$. Легко показать, что [illegible] лежат на прямой [illegible] где k определяется уравнением

если $4B - (A + B)^2 > 0$

$$B \exp\left\{\frac{2(A + B)}{\sqrt{4B - (A+B)^2}} \operatorname{arctg} [illegible]\right\} = (A - 1)\left[(A - 1) k^2 + (2 - A - B) k + [illegible]\right]$$

если $4B-(A+B)^2<0$

$$B\exp\left\{\frac{2(A+B)}{\sqrt{(A+B)^2-4B}}\operatorname{arth}\frac{[(A-1)k+\ldots]}{(A-1)k(A+\ldots)}\right\}=(A-1)[(A-1)k^2+(2-A-B)k\ldots]$$

Точки E_1 разбиваются лучом $z=ku$ на три класса:

1) точки, принадлежащие лучу; преобразование E_1^- не ... их расстояние до плоскости $u=0$;

2) точки, для которых $z>ku$; преобразование E_1^- приближает их к плоскости $u=0$;

3) точки, для которых $z<ku$; преобразование E_1^- удаляет их от плоскости $u=0$.

Если k ... ku не пересекает кривую γ и преобразование E_1^- приближает ... точки кривой γ к плоскости $u=0$. Преобразование $S_0^+E_1^-$ приближает каждую точку отрезка L_1 к концу отрезка покоя. В этом случае ... L_1 выполняется неравенство

$$z_1 > z_0 \ldots$$

Кривая $z_1=f(z_0)$ на диаграмме Ламерея не имеет с полупрямой ... общих точек. При повторении преобразования $S_0^+E_1^-$ последовательность ... сходится к концу отрезка покоя. Отрезок покоя в этом случае устойчив. Если $k>0$, то луч $z=ku$ пересекает кривую γ и ... только одна точка пересечения, отличная от ... точка пересечения P' принадлежит g_1 (как всегда будет ... малых k или z_0) и пусть P — точка на ребре L, получен... из P' применением преобразования обратного S_0^+. Из определения k следует, что точка P будет неподвижной относительно преобразования $S_0^+E_1^-$. Каждую точку отрезка L_1 ребра L преобразование $S_0^+E_1^-$ переводит в точку, также принадлежащую L_1 и расположенную ближе к P.

Кривая $z_1=f(z_0)$ на диаграмме Ламерея имеет, таким образом, с полупрямой $z_1=z_0>0$ единственную точку пересечения для значения $z_0=a$, соответствующего точке P. Для значений $0<z_0<a$ и $z_0>a$ на отрезке L_1 имеет место соответственно $z_1=f(z_0)>z_0$ и $z_1=f(z_0)<z_0$. При повторении преобразования $S_0^+E_1^-$ последовательность точек на L сходится к точке P. Таким образом, неподвижная точка устойчива, а отрезок покоя неустойчив. Соответствующее устойчивое периодическое движение составляется из кусков фазовых траекторий, принадлежащих пластинкам,

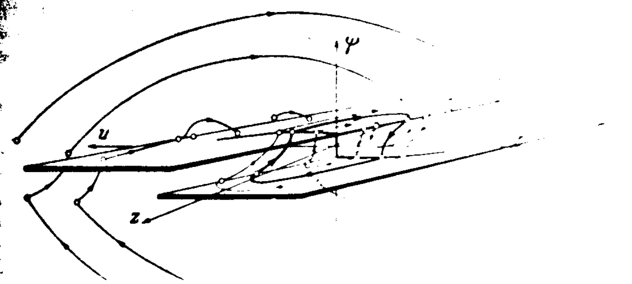
$$B=u+(A-1)\ldots\varphi_0\ldots$$

$$0=u+(A-1)\ldots B\ldots(\varphi-\varphi_0)$$

и кусков траекторий ... $\varphi=\varphi_0$ и $\varphi=-\varphi_0$ (фиг. 6).

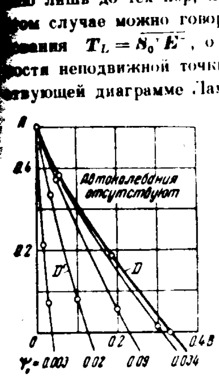
Если k ... кривой γ и соответственно касается прямой ... начала координат кривая $z_1=f(z_0)$ на диаграмме Ламерея. Из (2.3) и (2.4) $k=0$, находим значения A и B, при которых отрезок покоя меняет устойчивость, и из отрезка покоя появляется устойчивое периодическое движение (кривая D на фиг. 7 или цилиндрическая поверхность D на фиг. 8).

... диаграммы Ламерея и неподвижные точки неправильного ... Условия возникновения автоколебаний, выходящих за зону ...льности, и условия исчезновения периодических решений ... пересечения луча $z=ku$ [где k определяется из (2.3) или (2.4)] и ... γ (точка P') принадлежит устойчивому периодическому движению

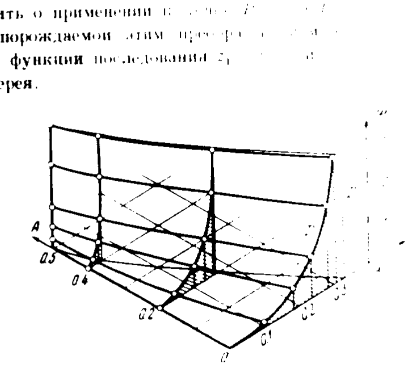


Фиг. 6

...о лишь до тех пор, пока P' лежит на ... случае можно говорить о применении ... преобразования $T_L=S_0^+E^-$, о порождаемом этим преобразованием ... ости неподвижной точки функции последования ... соответствующей диаграмме Ламерея.



Фиг. 7



Фиг. 8

Каждая точка ребра L ... определяется применимостью преобразования ... при применении преобразования T_L ... получается в множество тех точек, к которым ... ние T_G.

Для точек куска G_0, близких к краю ... T может быть неправильным, так как либо сразу преобразование $S^+S_0^+$ могут переводить изображающую точку ... на G_0, на пластинку g или $\bar g$. Нетрудно выделить в G_0 ...

[illegible] преобразование T_G будет [illegible] разование T_G переводит [illegible] сок L_1, а частью в линейное [illegible] ставленное из кусков ребра Γ и кривой γ [illegible]

Линейное множество f может при этом [illegible] опять лежать в F, и, таким образом, изучение [illegible] последовательном повторении неправильного [illegible] (поскольку о таком повторении может идти речь) [illegible] преобразовании в себя при применении T_G линейного [illegible]

Это преобразование опять может быть удобно [illegible] виде диаграмм Ламерея, являющихся продолжением диаграмм [illegible], порождаемых преобразованием T_L. Последнее становится [illegible], если заметить, что множество f по преобразованию S^+E^+ (при [illegible] E^+ может быть также [illegible] преобразованием, если S^+ переводит [illegible] на кусок G_1) переходит также в линейное множество [illegible] вместе с куском L_1 одну непрерывную кривую $L_1 + f^+$ [illegible] L или отрезок ребра L, дополненный куском кривой, лежащей в G_1. Неправильное[1] преобразование T_0 переводит точку M_0 (u_0, z_0), принадлежащую кривой $L_1 + f^+$, в точку M_1 (u_1, z_1), также принадлежащую $L_1 + f^+$. Таким образом, на кривой $L_1 + f^+$ определена функция последования $z_1 = f(z_0)$, а в [illegible] соответствующая диаграмма Ламерея, включающая [illegible] рассмотренную ранее диаграмму Ламерея, а также содержащая [illegible] движение (полная диаграмма Ламерея).

Обозначим через z^* значение z_0, соответствующее концу отрезка [illegible] показано выше, для $0 < z_0 < z^*$ может существовать не более одной [illegible] пересечения и число их может измениться только либо в результате [illegible] появления периодического решения из отрезка покоя (или [illegible] периодического решения к отрезку покоя), либо при переходе точки пересечения через значение $z = z^*$ на другую часть диаграммы. Появление периодического решения из отрезка покоя происходит, как выяснено выше, при изменении параметров A и B, соответствующих пересечению цилиндрической поверхности D с образующими параллельными оси ψ (фиг. 8) в направлении убывания A и B. Переход точки пересечения через значение $z_0 = z^*$ порождает появление устойчивого периодического движения, включающего куски траектории вне зоны нечувствительности (для $\psi > \psi_0$ и $\psi < -\psi_0$), т. е. возникновение автоколебаний, выходящих на зону нечувствительности. Поверхность D' (фиг. 8), вычисленная из условия, что для точки пересечения имеет место равенство $z = z^*$ (или, другими словами, из условия, что точка P' лежит на границе куска g_0), дает в пространстве параметров A, B, ψ_0 границу, пересечение которой при изменении параметров в направлении убывающих A или B приводит к возникновению автоколебаний, выходящих на зону нечувствительности.

[1] Такими будут преобразование $T_0 \equiv T_{f+} = \overline{S_0^+ E_0^- S^- E_1^-}$ на множестве f, преобразование $T_0 \equiv T_{L_1} = \overline{S_0^- E_1^-}$ на отрезке L_1 и преобразование $T_0 = [illegible]$ [illegible] отрезка L_1, так как $E_0^- S^- E_1^-$ вырождается здесь в E_1^-.

[illegible] пересекает на прямой γ, если [illegible]

$$[illegible] (\ldots - \sqrt{4\mu} - 1)\Big] \qquad (2.5)$$

[illegible] не пересекает γ соответственно при [illegible] $+ B)^2$.

[illegible] вместе с требованием, что точка P' лежит на [illegible] либо на прямой $u + (A - 1) z + B = 0$ (если [illegible] кривую γ, либо на траектории, касающейся прямой [illegible] Γ пересекает γ), приводит к таким параметрическим [illegible] поверхности D'

$$\psi_0 = \frac{B\,[1 - k\,(1 - A) + [illegible]]}{2\,[(1 - A)\,k\ [illegible]]}$$

где k определяется уравнениями (2.3) или [illegible]

или

$$\psi_0 = \frac{u_0}{2}\,[1 - k\,(1 - A) [illegible]]$$

$$u_0 = -\Big[(A + B)\cos\tau + \frac{(2 - A - B) [illegible]}{\sqrt{4B - (A + B)^2}} [illegible]\Big]$$

где k определяется уравнением (2.3) и τ — меньший положительный корень уравнения

$$\operatorname{tg}\tau = \frac{[A + k\,(A - 1)\,(A + B)]\,\sqrt{4B - (A + B)^2}}{k\,(1 - A)\,[2B - (A + B)^2] + A\,(A + B) - 2B}$$

(если $B > \mu\,(A + B)^2$). Множество f^+ при применении к нему неправильного преобразования T_0 может либо целиком перейти в само себя, и тогда на множестве f^+ неправильное преобразование T_0 может быть неограниченно повторено, либо преобразование T_0 не для всех точек множества f^+ будет неправильным. Обозначим через z^{**} значение z_0, разделяющее на множестве $L_1 + f^+$ точки, для которых преобразование T будет неправильным, от точек, для которых оно становится правильным. Очевидно, $0 \leqslant z_0 \leqslant z^{**}$ будет тот интервал значений z_0, для которого определены функция последования $z_1 = f(z_0)$ и соответствующая диаграмма Ламерея. Аналитические выражения функции последования $z_1 = f(z_0)$ в интервале $z^* \leqslant z_0 \leqslant z^{**}$ неудобны для исследования их в общем виде. Фактическое построение диаграмм Ламерея для фиксированных значений параметров A, B и ψ_0 может быть очень легко проделано. При этом обнаруживается, что в интервале z^* [illegible] z^{**} кривая $z_1 = f(z_0)$ может иметь две точки пересечения с прямой [illegible] из которых одна соответствует устойчивому, а другая неустойчивому [illegible] движению (характер устойчивости ясен из характера диаграммы Ламерея).

Качественный характер диаграмм Ламерея в интервале [illegible] z^{**} (число точек пересечения кривой $z_1 = f(z_0)$ с прямой [illegible]) может измениться либо при переходе устойчивого периодического [illegible] через значение $z = z^*$ (поверхность D' на фиг. 8), либо при переходе неустойчивого периодического движения через значение $z = z^{**}$ [illegible] неустойчивого чное периодическое движение ... пластинках g_0 и g_1), либо при ... пересечения кривой $z_1 = f(z_0)$ с прямой ... ния происходит, если кривая $z_1 = f(z_0)$ ...

Нетрудно написать условия того, что ... решение проходит через край пластины, ... принадлежащих пластинке. Это условие ... лежит либо на ребре $u_0 + (A-1)z_0 = ...$ ... тельного преобразования $T_G = ...$ 1), ... $(A-1)z_0 = 0$ и является неподвижной ... $\Gamma ... S_1^+ S^-$ (случай 2).

... вместе с требованием ... $z_0) =$ ... $= B$ приводит к ... ским ... пространстве параметров A, B, ψ_0

$$\frac{u_0 \quad 1}{\quad 1} \qquad (2 \ldots$$

$$\ldots \frac{B - u_0}{(A-2B-1) - B}$$

$$\ldots \frac{B}{1-B}$$

... для S ... S ... вместе с требованием $T_G M(-u_0, -z_0 \ldots$ $= z_0$) и условием $u_0 ... (A-1)z_0 = 0$ приводят к параметрическим уравнениям поверхности D_2^+ в пространстве A, B, ψ_0

$$A + B = \frac{1 - A + u_0 - (1 - A - u_0)e^{2u_0}}{2u_0}$$

$$\psi_0 = -\frac{u_0}{2}[2(A+B) + \ln(1 - 2A - 2B)] \qquad (2 \ldots$$

$$\frac{B}{1 - B} \leqslant u_0 < u_0^*, \qquad 1 - A - u_0^* = (1-A)e^{-2u_0^*}$$

Поверхности D_1^+ и D_2^+ переходят одна в другую на кривой

$$[2(1-A)(A+B) - B]\left(\exp\frac{A}{A+B} - 1\right) = 2B(1 - A - B)$$

$$\psi_0 = -\frac{B}{2} - \frac{B}{4(A+B)}\ln(1 - 2A - 2B) \qquad (2.11$$

соответствующей значению параметра $u_0 = \frac{1}{2}B(A+B)^{-1}$ в уравнениях (2.9) и (2.10). Для точек кривой (2.11) периодическое решение сшивается из кусков траектории, проходящих как через ребро $u + (A-1)z = B$, так и через ребро $u ... (A-1)z = 0$ пластинки.

Поверхность D ..., составленная из кусков D_1^+ и D_2^+, ... для $A \geqslant 0, B \geqslant 0, 1 - 2A - 2B > 0$. Она пересекает плоскость $\psi_0 = 0$ по прямой $B = 0$ ... D_1^+) и по кривой

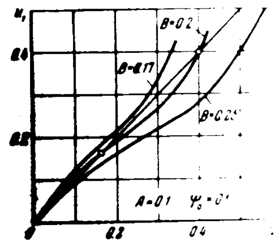
$$[(A + B)(A - B - 1) - B] = [(A+B)(A - B - 1) + \ldots$$

(куском D_1^+). Плоскость $2A + 2B - 1 = 0$ является ... поверхностью для D^+.

... параметров, соответствующих ... от асимптотически ... пластинках g_0 и g_1 неустой...

Фиг. 9

Условия касания кривой $z_1 = f(z_0)$ с прямой $z_1 = z_0$ выделяют[1] в пространстве параметров A, B, ψ_0 поверхность D'''. Изменение параметров, соответствующее пересечению поверхности D''' в направлении возрастающих ψ_0 при фиксированных A и B (убывающих A и B при фиксированном ψ_0), приводит к исчезновению периодических решений.



Фиг. 10

На фиг. 10 изображен ряд диаграмм Ламерея, построенных для фиксированных значений A, B и ψ_0

3°. *Количественные характеристики периодического движения.* Координата z_0 точки пересечения кривой $z_1 = f(z_0)$ с прямой $z_1 = z_0$ на диаграмме Ламерея полностью определяет периодическое решение, которое легко может быть построено последовательным припасовыванием кусков траекторий. Возможны периодические решения, «сшитые» из четырех кусков (устойчивое периодическое решение, не выходящее из границ зоны нечувствительности и соответствующее неподвижной точке преобразования $B_0^+ B_1^-$), из шести или из восьми кусков (периодическое решение, выходящее за зону нечувствительности). Шести- или восьмикусочное устойчивое периодическое решение появляется, например, при изменении

[1] Условия $z_1 = f(z_0)$, $z_1 = z_0$, $dz_1/dz_0 = 1$ приводят к сложным ... параметрическим ... вычисление точек поверхности D''' удобнее производить ... диаграмм Ламерея, выделяя при заданных A и B значения ... имеет место касание. Нетрудно показать, что при изменении ... диаграмм Ламерея в интервале $0 < z_0 < z_0^{**}$ сдвигаются ... направлении, т. е. образуют в зависимости от ψ_0 семейство ...

параметров, соответствующем [illegible] направлении соответственно на куске, где [illegible]

Время движения по отдельным кускам [illegible] формул для S^+, S_0^+, E^+ и E^-. Параметры τ и ϑ [illegible] значение соответствующего времени перехода [illegible] уравнений (I, 4), а параметр ϑ в выражениях для E [illegible] мерным временем t соотношениями

$$2B\vartheta = [4B-(A+B)^2]^{1/2}t \qquad \text{при } 4B-(A+B)^2>0$$

$$2B\vartheta = [(A+B)^2-4B]^{1/2}t \qquad \text{при } 4B-(A+B)^2<0$$

Для устойчивого периодического движения, не выходящего за зону нечувствительности, выражение для периода имеет простой вид.

Используя выражения для S_0^+ и E_1^+, а также соотношение $z_0 = ku_0$, можно [illegible] где ϑ и ϑ_0 — соответственно время движения между [illegible] и по пластинкам g_0 и g_1, представить в следующем виде

$$\tau^* = \frac{2B}{A-B}\ln\frac{(A-1)[(A-1)k^2+(2-A-B)k-1]}{B[k(A+B)](A+B)/B}$$

где k определяется из (2.5) или (2.6).

Период τ^* неограниченно возрастает, когда периодическое движение [illegible] к отрезку покоя ($k \to 0$).

§ 3. **Преобразование области в область.** 1°. *Симметричный характер периодического движения.* Пусть $M_0(u_0, z_0)$ — точка, взятая на куске [illegible] и такая, что допускает применение правильного преобразования $S^+S_0^+S^-S_0^-$. Напишем в развернутом виде преобразования, соответствующие последовательным переходам по кускам траекторий в пространстве

$$\left.\begin{aligned} z_0 &= \zeta_1, & u_0 &= (A-1)(1+\zeta_1)\frac{e^{-\tau_1}-1}{\tau_1}+\frac{\tau_1}{2}+A+B-1 \\ z_1 &= (1+\zeta_1)e^{-\tau_1}-1, & u_1 &= u_0-\tau_1 \end{aligned}\right\} S^+$$

$$\left.\begin{aligned} z_1 &= \xi_1, & u_1 &= \vartheta_1^{-1}[(A-1)(e^{-\vartheta_1}-1)\xi_1-2\psi_0] \\ z_2 &= \xi_1 e^{-\vartheta_1}, & u_2 &= u_1 \end{aligned}\right\} S_0^+$$

$$\left.\begin{aligned} z_2 &= \zeta_2, & u_2 &= (A-1)(\zeta_2-1)\frac{e^{-\tau_2}-1}{\tau_2}-\frac{\tau_2}{2}-A-B+1 \\ z_3 &= (\zeta_2-1)e^{-\tau_2}+1, & u_3 &= u_2+\tau_2 \end{aligned}\right\} S^-$$

$$\left.\begin{aligned} z_3 &= \xi_2, & u_3 &= \vartheta_2^{-1}[(A-1)(e^{-\vartheta_2}-1)\xi_2+2\psi_0] \\ z_4 &= \xi_2 e^{-\vartheta_2}, & u_4 &= u_3 \end{aligned}\right\} S_0^-$$

Пусть однооборотное периодическое движение проходит через точку M_0 и, следовательно, выполняется условие: $z_4 = z_0$, $u_4 = u_0$. Из уравнений $u_1 = u_0 - \tau_1$, $u_3 = u_2 + \tau_2$, $u_2 = u_1$, $u_4 = u_3$ и условия $u_4 = u_0$ находим, что

$$\tau_1 = \tau_2 = \tau_0 \qquad (3.1)$$

[illegible] преобразования, величины [illegible] (3.1), получаем для периодического

$$[illegible] + \frac{\tau_0}{2}+A+B-1 \quad (L_0)$$

$$[illegible] \frac{1-e^{\tau_0}}{\tau_0}+\frac{\tau_0}{2}-A-B+1 \quad (L_0')$$

$$[illegible] z_0 + 2\psi_0$$

$$u_2 = (A-1)(z_2-1)\frac{e^{-\tau_0}-1}{\tau_0}-\frac{\tau_0}{2}-A-B+1 \quad (L_2)$$

$$u_2 = (A-1)(z_2 e^{\vartheta_1}+1)\frac{1-e^{\tau_0}}{\tau_0}-\frac{\tau_0}{2}+A+B-1$$

$$u_2\vartheta_1 = (A-1)(1-e^{\vartheta_1})z_2-2\psi_0 \quad (L_2')$$

$$u_0 - u_2 = \tau_0$$

Сюда нужно еще добавить условия:

$$u_0+(A-1)z_0 \geqslant B, \qquad u_2+(A-1)z_2 \leqslant 0$$

Нетрудно показать, что группа уравнений (L_0, L_0') при фиксированных A, B, ψ_0 и фиксированном τ_0 может удовлетворяться не более чем одной системой значений величин u_0, z_0, ϑ_2, так как

$$\frac{dz_0}{du_0} > \frac{1}{1-A} \text{ для } L_0, \qquad \frac{dz_0}{du_0} < \frac{1}{1-A} \text{ для } L_0'$$

и, следовательно, L_0 и L_0', рассматриваемые как кривые в плоскости u_0z_0, не могут иметь более одной точки пересечения [1].

Уравнения (L_2, L_2') переходят в уравнения (L_0, L_0') при замене u_2, z_2 соответственно через $-u_0, -z_0$, поэтому при тех же фиксированных A, B, ψ_0 и τ_0 уравнения (L_2, L_2') могут иметь в качестве решения [illegible] единственную систему значений

$$u_2 = -u_0, \qquad z_2 = -z_0, \qquad \vartheta_1 = \vartheta_2$$

и, следовательно, однооборотное периодическое движение (если оно существует) симметрично относительно начала координат.

2°. *Область существования симметричного периодического решения.* В силу соотношений (3.5) группа уравнений (L_2, L_2') системы [illegible]

[1] Первое из неравенств (3.4) очевидно. В справедливости второго [illegible] и не вычисляя довольно громоздких выражений для dz_0/du_0, второе из уравнений L_0' можно рассматривать как семейство прямых, зависящих от параметра ϑ_2 [illegible] (L_0'), а в совокупности уравнения L_0' определяют u_0 и z_0 [illegible] параметра ϑ_2 (кривая L_0'). Для прямых L_0':

$$\frac{dz_0}{du_0} = \frac{\vartheta_2}{(1-A)(e^{\vartheta_2}+1)} \cdot \frac{1}{1-A}$$

В силу однозначности функций $u_0(\vartheta_2)$ и $z_0(\vartheta_2)$ кривая L_0' не может [illegible] пересечений прямые L_0'. Нетрудно проверить, что движение в направлении [illegible] кривой L_0' соответствует пересечению семейства прямых L_0' в направлении [illegible] ϑ_2, т. е. убывающих dz_0/du_0 для прямых L_0' [illegible] что для кривой L_0' выполняется (3.4).

падает с уравнением $(\bar{u}_0, \bar{z}_0)$ ... вляется уравнением $2u_0 = \tau_0$. ... u_0, z_0, входящие линейно, приходим к ...

$$\vartheta_2 = -\ln \frac{\mu\tau_0 e^{\tau_0} - e^{\tau_0} + 1}{e^{\tau_0} - \mu\tau_0 - 1}$$

$$\vartheta_2 = \frac{k}{\tau_0} - \frac{k(e^{\tau_0}+1)}{e^{\tau_0}-1}$$

где

$$k = 2(1 - A - B), \quad h = 4(\psi_0 - A + 1)$$

Дополнительные условия (3.3) после исключения из них координат u_0 и z_0 (при помощи условий (3.5) и формул для преобразований S^+ и S_0^+) можно написать в таком виде:

$$\tau_0(1 \ldots) \ldots k(e^{\ldots\tau_0} + \tau_0 - 1) \qquad (3.8)$$

$$(A-1)(e^{\ldots\tau_0} \ldots 1)(1 \ldots \vartheta_2 e^{\vartheta_2} \ldots e^{\vartheta_2}) \leqslant 2\psi_0(e^{\vartheta_2} + e^{-\tau_0})$$

Отыскание периодических решений и области существования их сводится к исследованию кривых (3.6) на куске плоскости τ_0, ϑ_2, выделяемом условиями $\tau_0 > 0, \vartheta_2 > 0$ и неравенствами (3.8), и определению точек пересечения и области существования в пространстве параметров точек пересечения этих кривых. Область существования ϑ_2, определяемого уравнением (3.6), дается неравенством

$$0 < \frac{\mu\tau_0 e^{\tau_0} - e^{\tau_0} + 1}{e^{\tau_0} - \mu\tau_0 - 1} < 1$$

или эквивалентным неравенством

$$\frac{e^{\tau_0} - 1}{\tau_0 e^{\tau_0}} < \mu < \frac{2(e^{\tau_0} - 1)}{\tau_0(e^{\tau_0} + 1)} \qquad (3.9)$$

Если $0 < \mu < 1$ и, следовательно,

$$A > 0, \qquad B > 0, \qquad 1 - A - B > 0 \qquad (3.10)$$

каждому фиксированному μ отвечает интервал значений τ_0: $\tau_0' < \tau_0 < \tau_0''$, в котором кривая (3.6) существует и существует точка пересечения кривых (3.6) и (3.7). При $\mu > 1$ кривая (3.6) не существует и, следовательно, не могут существовать и периодические движения рассматриваемого типа. Условия (3.10) совместно с условиями (3.8), которые также можно рассматривать, принимая во внимание уравнения (3.6) и (3.7) как соотношения между параметрами A, B и ψ_0, выделяют в пространстве параметров область, для точек которой в G_0 существует неподвижная точка правильного преобразования. Неподвижная точка попадает на край пластинки («внешний» или «внутренний»), если выполняется какое-либо из равенств (3.8), и в этом случае мы опять приходим к поверхности D^*, изображенной на фиг. 9. Неподвижная точка уходит в бесконечность, если $1 \ldots A \ldots B \ldots 0$.

5. Устойчивость периодического движения. Для исследования устойчивости неподвижной точки и соответствующего периодического движения обратимся к правильному преобразованию $T_G = S^+ S_0^+$. ... в формулах для S_0^+ величины z_2 и u_2 соответственно ...

... и S_0^+ координаты промежуточной ... $\bar{z}_0$, приходим к уравнениям:

$$\ldots + \frac{\tau_1}{2} + A + B - 1$$

$$\ldots \qquad (3.11)$$

$$\ldots)\bar{z}_2 + 2\psi$$

... устойчивости полагаем

$$\bar{u}_0 = a + x, \qquad \bar{u}_2 = a + \xi, \qquad \ldots$$
$$\bar{z}_0 = b + y, \qquad \bar{z}_2 = b + \eta, \qquad \vartheta_1 \ldots$$

где a, b, θ и τ — соответственно значения координат u, z и параметров τ_1 и ϑ_2, относящиеся к неподвижной точке M_0 ... и преобразования $T_G(M_0 = T_G M_0)$. Подставляя (3.12) в (3.11), раскладывая (3.11) по степеням малых величин x, y, ξ, η, h и k и ограничиваясь в разложениях только членами первого порядка, получаем

$$x = \alpha y + \left(\tfrac{1}{2} + \beta\right) h, \qquad h \ldots \xi \ldots$$
$$\eta = -\gamma y + \delta h \ldots kb, \qquad k \ldots \eta - \mu\xi$$

где

$$\alpha = (A-1)\frac{e^{-\theta} - 1}{\theta}, \qquad \beta = (A-1)(1+b)\frac{1 \ldots}{\ldots}$$

$$\gamma = e^{-(\theta + \tau)}, \quad \delta = (1+b)\gamma, \quad \lambda = \frac{(A-1)(1-e^{\tau})}{(A-1)be^{\tau} + a}, \quad \mu = \ldots$$

исключая h и k, находим[1]

$$\xi = \frac{1/_2 - \beta}{1/_2 + \beta} x - \frac{\alpha}{1/_2 + \beta} y$$

$$\eta = \frac{\delta + \mu b(1/_2 - \beta)}{(1 + \lambda b)(1/_2 + \beta)} x - \frac{\gamma(1/_2 + \beta) + \alpha(\delta + \mu b)}{(1 + \lambda b)(1/_2 + \beta)} y \qquad (3.14)$$

Устойчивость неподвижной точки и ее характер могут быть определены из уравнений первого приближения (3.14). Необходимое и достаточное условие асимптотической устойчивости заключается в требовании, чтобы корни характеристического уравнения

$$\begin{vmatrix} \dfrac{0.5 - \beta}{0.5 + \beta} - \rho & -\dfrac{\alpha}{0.5 + \beta} \\ \dfrac{\delta + \mu b(0.5 - \beta)}{(0.5 + \beta)(1 + \lambda b)} & -\dfrac{\gamma(0.5 + \beta) + \alpha(\delta + \mu b)}{(0.5 + \beta)(1 + \lambda b)} - \rho \end{vmatrix} = 0 \qquad (3.15)$$

были по модулю меньше единицы[2]. Обозначим

$$p = \ldots \frac{0.5 \ldots \beta}{0.5 \ldots \beta} \ldots$$

$$q = \frac{\alpha(\delta + \mu b(0.5 \ldots \beta)) \ldots}{\ldots}$$

---

[1] В области $A > 0$, $B > 0$, $1 - A - B$ ...

[2] Характер неподвижной точки сохраняется и ... преобразование, корни соответствующего характеристического уравнения ... корни уравнения (3.15).

тогда упомянутое условие [illegible]

$$-p+q+1>0, \quad p+[illegible]$$

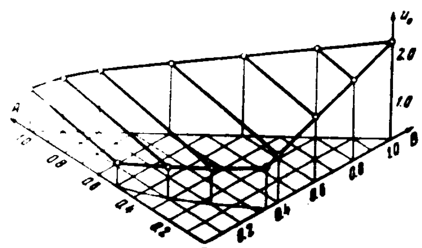
Воспользовавшись (3.16), получаем

$$-p+q+1=\frac{1-\gamma+2\delta-[illegible]}{(0.5+\beta)(1+[illegible])}$$

$$p+q+1=\frac{2(\alpha\delta+\beta\gamma+\beta)+2\lambda\beta+[illegible]}{(0.5+\beta)(1+\lambda\delta)}$$

Нетрудно проверить, что условия (3.17) не выполнены, [illegible] выражения (3.18) имеют разные знаки. В соответствии с этим [illegible] ней уравнения (3.15) по модулю меньше, а другой больше [illegible]. Неподвижная точка (и соответствующее периодическое движение) будет неустойчива и будет типа седло.

§ 4. Оценка области сходимости процесса регулирования. Дадим оценку области сходимости процесса регулирования для тех значений параметров A и B, при которых отрезок покоя устойчив, но существует неустойчивое



Фиг. 11

периодическое движение. Пусть $u_0 z_0$ — точка, взятая на ребре Γ.

$$u+(A-1)z-B=0$$

Найдем условия, при которых траектория, проходящая через точку $u_0 z_0$ ребра Γ, опять возвращается на ребро. Для этого достаточно, чтобы преобразование $S'ES_0^*$ (E может быть также тождественным преобразованием) переводило изображающую точку $u_0 z_0$ на пластинку в плоскости $\psi=\psi_0$. Требуемое будет, например, заведомо выполнено, если $u_0 < u_0^*$, а точка $M_0^*(u_0^*, z_0^*)$, лежащая на ребре Γ, такова, что

$$S' M_0^*(u_0^*, z_0^*) = M_1[u_1 - (1-A)\bar{z}_1, \bar{z}_1] \tag{4.1}$$

$$S M_1[u_1 - (1-A)z_1, z_1] = M_2(u_1, z_1) \subset g \tag{4.2}$$

Условие (4.1) дает

$$2B = 2\tau_0 - \tau_0^2 + \frac{\tau_0^2}{e^{-\tau_0}+\tau_0-1} \tag{4.3}$$

а условие (4.2) приводит к неравенству

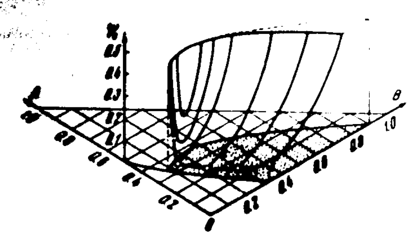
$$2\psi_0 < u_1(1-\delta-e^{-\delta}) \tag{4.4}$$

$$[illegible]\frac{[illegible]-\tau_0^2-2B}{2\tau_0} \tag{4.5}$$

[illegible] u_0^* будет характеризовать [illegible] регулирования, если начальные [illegible] плоскости $\psi=\psi_0$. Фиг. 11 позво[illegible] u_0^* от параметров A и B. Значения [illegible] границы, определяемых поверхностью

$$[illegible](1-\delta-e^{-\delta}) = F(A, B) \tag{4.6}$$

в [illegible]. Поверхность (4.6) изображена на фиг. 12.



Фиг. 12

Для заданных A и B значение ψ_0 [illegible] по уравнениям (4.3), (4.5) и (4.6). Цилиндрическая [illegible]

$$2B=[illegible]\frac{\tau_0^2}{e^{-\tau_0}+\tau_0-1}$$

$$A=1-[illegible]+\frac{[illegible](2\tau_0-1)}{2\tau_0(e^{-\tau_0}+\tau_0-1)} \tag{4.7}$$

является для (4.6) [illegible] поверхностью. Вне области существования (4.6), ограниченной кривой (4.7) и кривой D смены устойчивости отрезка покоя, величина u_0^* дает оценку области сходимости процесса регулирования независимо от величины параметра ψ_0.

Поступило 15 IX 1955

ЛИТЕРАТУРА

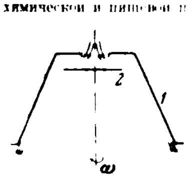
1. Андронов А.А. и Баутин Н. Н. Теория стабилизации курса нейтрального самолета при помощи автопилота с постоянной скоростью сервомотора. I. Случай наличия зоны нечувствительности. Изв. АН СССР, ОТН, вып. 3, 1955.

О ДВИЖЕНИИ МАТЕРИАЛЬНОЙ Т[illegible] ВНУТРИ БЫСТРО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ [illegible]

Е. М. ГОЛЬДИН

(*Ленинград*)

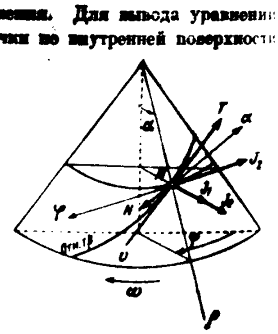
Исследуемое движение моделирует различные технологические процессы угольной, химической и пищевой промышленности, которые осуществляются при помощи [illegible]ческих инерционных центрифуг. Так, для обезвоживания раздробленного угля после его обогащения применяются конструкции (фиг. 1), состоящая из конического сит[illegible]чатого ротора 1 и тарелки 2, быстро вращающихся вокруг своей оси. Влажная угольная масса подается на тарелку, отбрасывается на внутреннюю поверхность ротора и движется по ней к выходному сечению, теряя по пути влагу, которая удаляется через отверстия в сите. Несмотря на широкое применение инерционных центрифуг, теория движения для них почти не разработана. В настоящей статье делается попытка несколько запол[illegible] этот существенный пробел. Кроме того, задача о движении внутри конуса пред[illegible] [illegible] естественным обобщением классической задачи о движении материальной [illegible] по наклонной плоскости. Тема данной статьи возникла в содружестве с Все[illegible] [illegible] научно-исследовательским институтом «Углеобогащение».



Фиг. 1

1. Дифференциальные уравнения движения. Для вывода уравнений [illegible] движения материальной точки по внутренней поверхности быстро вращающегося конуса выберем сферическую систему координат ρ, φ, α, жестко связанную с конусом и с центром в его вершине (фиг. 2).

Относительное движение точки M происходит под действием инерционных сил J, силы трения T и нормальной реакции N. По сравнению с ними силой тяжести пренебрежем.



Фиг. 2

Центробежная сила $J_1 = m\rho\omega^2 \sin\alpha$ лежит в осевой плоскости, проходящей через данную точку M, и перпендикулярна к оси конуса. Такое же направление имеет составляющая кориолисовой силы, связанная с компонентой относительной скорости $v_\varphi = \rho\dot{\varphi}\sin\alpha$. Величина этой составляющей $J_1 = 2m\rho\omega\dot{\varphi}\sin\alpha$, где ω — угловая скорость конуса. Вторая составляющая кориолисовой силы связана со скоростью v_ρ [illegible] и имеет величину $J_2 = 2m\dot{\rho}\omega\sin\alpha$. Ее направление прямо [illegible]

[illegible] направлен[illegible] [illegible] скорости v. Наконец, [illegible] положению оси α. [illegible] на оси ρ, φ, α и сопоставляя [illegible] массы на проекции относитель[illegible] [illegible] преобразований получим диф[illegible]

$$[\ldots] = 0 \qquad (v = \sqrt{\dot{\rho}^2 + \rho^2\dot{\varphi}^2 \sin^2\alpha}) \qquad (1.1)$$

$$[\ldots] + \dot{\varphi}) = 0$$

и [illegible] нормальной реакции

$$N = m\rho(\omega + \dot{\varphi})^2 \sin\alpha\cos\alpha \qquad (1.2)$$

Для [illegible] нелинейной системы (1.1) необходимо знать закон [illegible] T. В данной статье рассмотрен случай, когда сопротивление пропорционально относительной скорости v, а также случай сухого трения, когда $T = fN$.

2. Сопротивление, пропорциональное скорости. Подставим в (1.1) $T = m\gamma v$, где γ — коэффициент пропорциональности, и введем безразмерные переменные: абсолютную угловую скорость x материальной точки и логарифмическую скорость y в направлении образующей конуса;

$$x = \frac{\omega + \dot{\varphi}}{\omega}, \quad y = \frac{\dot{\rho}}{\rho\omega\sin\alpha}$$

Другими словами, x характеризует степень вовлечения материальной частицы во вращательное движение конуса, а y дает отношение скорости частицы в направлении образующей к окружной скорости конуса.

Введем также τ — безразмерное время движения и безразмерный коэффициент сопротивления, k меняющийся в пределах от нуля до ∞.

$$\tau = t\omega\sin\alpha, \qquad k = \frac{\gamma}{2\omega\sin\alpha}$$

В новых переменных вместо (1.1) получим нелинейную систему

$$x' - 2k(1 - x) + 2xy = 0, \qquad y' + 2ky + y^2 - x^2 = 0 \qquad (2.1)$$

где, как и в дальнейшем, штрихами обозначены производные по τ.

Эта система эквивалентна одному уравнению с разделяющимися переменными на комплексной плоскости $z = x + iy$. В самом деле, умножая второе из уравнений (2.1) на i и складывая с первым, найдем

$$z' - iz^2 + 2kz - 2k = 0 \qquad (2.2)$$

Комплексная плоскость $z = x + iy$ представляет собой фазовую плоскость, наглядно характеризующую различные компоненты скорости материальной точки, движущейся внутри конуса (фиг. 3). [illegible] $= y = 0$ материальная точка находится в абсолютном покое, [illegible] $y = 0$ — в относительном покое. Верхняя полуплоскость y [illegible] ствует движению точки к выходному сечению конуса, а нижняя [illegible] [illegible] к его вершине. При $x = 1$ материальная [illegible] [illegible] вовлечена во вращательное движение конуса, при [illegible] [illegible] перемещается вдоль его образующей.

Перепишем (2.2) в виде

$$z' = i(z - z_1)[illegible]$$

где z_1 и z_2 — корни квадратного уравнения

$$z^2 + 2kiz - 2ki = 0$$

Нетрудно вычислить, что

$$z_1 = x_1 + iy_1 = x_1 + ix_1\sqrt{\frac{1-x_1}{1+x_1}} = x_1 + ik\frac{1-x_1}{x_1}$$

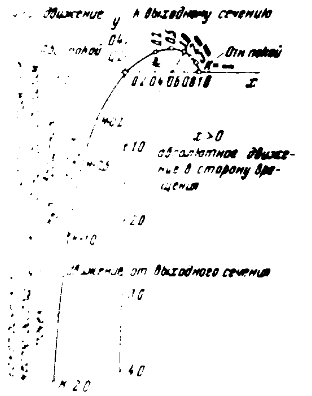
$$z_2 = x_2 + iy_2 = x_2 + ix_2\sqrt{\frac{1-x_2}{1+x_2}} = -x_1 - ik\frac{1+x_1}{x_1} \qquad (2.5)$$

причем

$$x_1 = -x_2 = \sqrt{[illegible]k^2 + \sqrt{\tfrac{1}{4}k^4 - \tfrac{1}{2}k^2}}$$

Интегрирование (2.3) с учетом начальных данных $\tau = 0$, $z = z_0$ дает

$$\frac{z - z_1}{z - z_2} = \frac{z_0 - z_1}{z_0 - z_2} e^{i(z_1 - z_2)\tau} \qquad (2.6)$$



Фиг. 3

откуда сразу видно поведение изображающей точки на фазовой плоскости. Действительно, поскольку

$$i(z_1 - z_2) = -2\left(\frac{k}{x_1} - ix_1\right)$$

экспоненциальный множитель в (2.6) убывает с течением времени и $z \to z_1$. Это стремление тем быстрее, чем больше k, так как согласно табл. 1, значения $2k/x_1$ возрастают вместе с k. Аналогично получим, что $z \to z_2$ при $\tau \to -\infty$. Таким образом, фазовые траектории представляют собой спирали, разматывающиеся с точки z_2 и наматывающиеся на z_1. Эти точки являются особыми для фазовой плоскости соответственно типа неустойчивого и устойчивого фокуса. Согласно (2.5) геометрическое место z_1 и z_2 при различных коэффициентах трения k представляет собой кривую

$$y = x\sqrt{\frac{1-x}{1+x}}$$

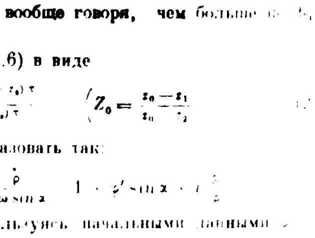
которая изображена на фиг. 3. Эта кривая определяется в промежутке $-1 < x < 1$, причем $z_1(k)$ соответствует значениям $x > 0$, а $z_2(k)$ — значениям $x < 0$.

На фиг. 4 показаны фазовые траектории при $k = 0.5$. Изменение k в принципе не нарушает показанной картины. При увеличении k полюс z_1 стремится к $z = 1$ (табл. 1), полюс z_2 удаляется в бесконечность и фазовые траектории соответственно вытягиваются. При [illegible] k оба полюса приближаются к $z = 0$, что также [illegible]

Таблица 1

k	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	$b(x_1)$	$b(x_2)$
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0	2.00	2.00
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.942	1.40	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.008	1.396	1.27	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.406	1.796	1.20	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.887	2.17	1.15	[illegible]
1.0	[illegible]	0.271	2.27	2.54	1.12	[illegible]
2.0	[illegible]	0.195	4.20	4.40	[illegible]	[illegible]
3.0	[illegible]	0.145	6.14	6.28	[illegible]	[illegible]
4.0	0.970	0.124	8.12	8.2[illegible]	[illegible]	[illegible]
5.0	0.980	0.102	10.1	10.2	[illegible]	[illegible]
10.0	0.995	0.050	20.0	20.0	[illegible]	[illegible]
∞	1.000	0	∞	∞	1.00	[illegible]

деформации траекторий. Во всех случаях изображающая точка стремится к своему предельному значению $z_1(k)$. Скорость изображающей точки определяется формулой (2.3), откуда модуль скорости равен $|z - z_1(k)||z - z_2(k)|$ и при фиксированном z и возрастании k, вообще говоря, увеличивается из-за увеличения модуля $z_2(k)$.



Фиг. 4

Из изложенного выше следует, что при движении материальной точки по внутренней поверхности быстро вращающегося конуса ее угловая скорость — x и логарифмическая скорость в направлении образующей — y асимптотически стремятся к некоторым предельным значениям x_1, y_1 тем быстрее, вообще говоря, чем больше коэффициент сопротивления.

Для дальнейшего представим (2.6) в виде

$$z = z_1 + \frac{(z_1 - z_2) Z_0 e^{i(z_1 - z_2)\tau}}{1 - Z_0 e^{i(z_1 - z_2)\tau}} \qquad \left(Z_0 = \frac{z_0 - z_1}{z_0 - z_2}\right) \qquad (2.7)$$

Левую часть (2.7) можно преобразовать так:

$$z = x + iy = \frac{\omega + \dot\varphi}{\omega} + i\frac{\dot\rho}{\rho\omega\sin\alpha} = 1 + \varphi'\sin\alpha + i\frac{\rho'}{\rho}$$

Отсюда, интегрируя (2.7) и пользуясь начальными данными $\varphi = 0$, $\rho = \rho_0$, получим

$$\tau + \varphi\sin\alpha + i\ln\frac{\rho}{\rho_0} = z_1\tau + i\ln\frac{1 - Z_0 e^{[illegible]}}{1 - Z_0} \qquad (2.8)$$

Отделяя здесь вещественную часть от мнимой и потенцируя, найдем [illegible] уравнения движения материальной точки в виде

$$\rho = [illegible] \Bigg| e^{y_1\tau}, \qquad \varphi\sin\alpha = (x_1 - 1)\tau + \arg\frac{1 - Z_0 e^{[illegible]}}{1 - Z_0} \qquad (2.9)$$

Значения [illegible]

v_0	x_0 \ k	0.5	1.0	2.0	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.711	0.804	0.906	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.845	0.873	0.931	[illegible]
[illegible]	[illegible]	1.025	0.966	0.971	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.962	1.007	1.080
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.022	1.033	1.088
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.102	1.067	1.052

где [illegible] предыдущего, все параметры определены [illegible] симости [illegible] k и начальных скоростей

$$[illegible] \quad \frac{\dot\rho_0}{\rho_0\omega\sin\alpha}$$

[illegible]

$$[illegible] \quad 1 \quad Z_0 \quad \frac{z_1 - z_2}{z_0 - z_2}\Big)$$

$$[illegible] \quad x_v \sqrt{\frac{1-x_v}{1+x_v}} \qquad (v=1,2)$$

$$[illegible] \quad 2\left(\frac{k}{x_1} - ix_1\right)$$

[illegible] общее решение поставленной задачи для случая [illegible] пропорционального первой степени скорости.

[illegible] Частные случаи. Полученное решение несколько громоздко для [illegible] расчетов. Поэтому отметим возможные варианты упрощ[illegible] [illegible] рассмотрим экспоненциальный член из (2.9), котор[illegible] [illegible] формe

$$Z_0 \quad [illegible] \quad \frac{z_1}{z_2}\exp\left[-2\left(\frac{k}{x_1} - ix_1\right)\tau\right] \qquad (3.[illegible])$$

[illegible] убывает при увеличении k за счет увеличения [illegible] [illegible] табл. 1), а также при увеличении безразмерного времени [illegible] при таких k и [illegible] когда (3.1) пренебрежимо по сравнению [illegible] единицей [illegible] достаточной точностью, можно пользоваться более простыми формулами

$$[illegible] \quad (x_1 - 1)\tau - \arg\frac{z_0 - z_2}{z_1 - z_2} \qquad (3.[illegible])$$

Табл. [illegible] возможность дальнейших упрощений при достаточно [illegible] начальных скоростей, обычных для техники [illegible] изменения при таких k модуль и аргумент входящие [illegible] единицей и нулем, получим формулы

$$[illegible] \quad \varphi\sin\alpha = (x_1 - 1)\tau, \qquad (3.3)$$

точно [illegible] тем больше, чем больше коэффициент сопротивления k. Эти формулы уже не содержат начальной скорости, что [illegible] при большом сопротивлении.

Таблица [illegible]

[illegible]	[illegible]	5.0	10.0
[illegible]	0.141	0.093	0.049
[illegible]	0.062	0.049	0.025
−0.084	−0.013	0.000	[illegible]
[illegible]	0.201	0.151	[illegible]
0.119	0.101	0.079	[illegible]
0.019	0.007	0.012	[illegible]

[illegible] больших k согласно (2.5), можно положить

$$x_1 = 1 - \frac{1}{2k^2}, \qquad y_1 = \frac{1}{2k}$$

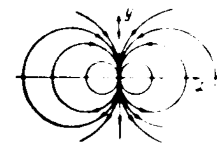
Учитывая, кроме того, что $\tau = t\omega\sin\alpha$, получим из [illegible] расчетные формулы в виде

$$\rho = \rho_0\exp\left(-\frac{\omega\sin\alpha}{2k}t\right), \qquad [illegible] \quad \frac{\omega}{2k^2}t \qquad (3.4)$$

Формулы (3.2) и (3.4) относятся к случаю больших сопротивлений. Отметим теперь противоположный случай пренебрежимых сопротивлений.

Интегрирование (2.2) в случае $k = 0$ дает

$$z = \frac{z_0}{1 - iz_0\tau} \qquad (3.5)$$



Фиг. [illegible]

Отсюда видно, что при любом z_0 и $\tau \to \infty$ будем иметь $z \to 0$, т. е. в случае пренебрежимого сопротивления предельным состоянием материальной точки внутри конуса будет состояние абсолютного покоя.

Разделяя в (3.5) вещественную и мнимые части, найдем

$$x = \frac{x_0}{x_0^2\tau^2 + (1 + y_0\tau)^2}, \qquad y = \frac{y_0 + (x_0^2 + y_0^2)\tau}{x_0^2\tau^2 + (1 + y_0\tau)^2} \qquad [illegible]$$

Соответственно для фазовых траекторий получим окружности

$$\left(x - \frac{x_0^2 + y_0^2}{2x_0}\right)^2 + y^2 = \left(\frac{x_0^2 + y_0^2}{2x_0}\right)^2 \qquad [illegible]$$

показанные на фиг. 5. Согласно (2.2) скорость движения изображающей точки по этим окружностям прямо пропорциональна квадрату расстояния от начала координат.

Уравнения движения материальной точки внутри конуса при $k = 0$ можно найти, переписывая (3.5) в виде

$$1 + \varphi'\sin\alpha + i\frac{\rho'}{\rho} = \frac{1}{[illegible]} \frac{z_0}{[illegible]}$$

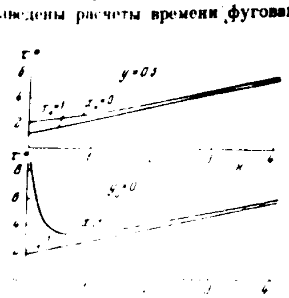
и интегрируя это равенство с учетом начальных данных [illegible], что дает

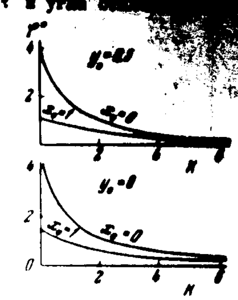
$$\tau + \varphi\sin\alpha + i\ln\frac{\rho}{\rho_0} = i\ln(1 - iz_0\tau)$$

Отсюда находим искомые уравнения

$$\rho = \rho_0 \sqrt{x_0^2\tau^2 + (1 + y_0\tau)^2}, \quad \varphi \sin \alpha = \ldots$$

Для иллюстрации полученных формул (3.2), (3.6) ... проведены расчеты времени фугования τ^* и угла ...





Фиг. 7

... начальных скоростях x_0, y_0 и различных коэффи... ... k. При расчетах, в соответствии с реальными ... центрифуг, принималось $\rho^* = 2\rho_0$ и $\alpha = 30$ ... на фиг. 6 и 7.

... видно, что начальная окружная скорость ... отражается на результативных хара... по сравнению с начальной скоростью ... сопротивления влияние начальных скоростей ст... Кроме того, при возрастании k угол φ^* ... траектории сливаются с образующими кону... что существенное увеличение времени ф... либо при малых сопротивлениях ... условиям абсолютного покоя, ко... сопротивлениях независимо от нача...

4. Различные формы уравнений при сухом трении. Перейдем к ... частицы во вращающемся кону... Кулона $T = fN$, где f — коэффи... реакции, определяемая формулой (1.2 ... безразмерным величинам x, y, ... фазовой плоскости, получим систему:

$$x' \ldots \qquad y' \ldots \frac{bx^2y}{\sqrt{(1 - x)^2 + y^2}} + y^2 - x^2 = 0 \quad (4.1)$$

где b ... характеристика сухого трения.

Эта система может быть переписана в виде дифференциальной формы, удобной для геометрических интерпретаций

$$d\frac{x^2 + y^2}{x} - b\sqrt{(1 - x)^2 + y^2}\, d \operatorname{arctg} \frac{y}{1 - x} \qquad (4.2)$$

... полярные коорди-...

$$y = R \sin \theta \qquad (4.3)$$

... координатах приобретают вид

$$\ldots, \qquad R\theta' = (1 + R^2)\cos\theta - 2R \qquad (4.4)$$

... координатах получим

$$d\frac{1 - R^2}{1 - R\cos\theta} + bR\,d\theta = 0 \qquad (4.5)$$

5. Особые точки фазовой плоскости. Точки фазовой плоскости, где x' и y' или соответственно R' и $R\theta'$ обращаются одновременно в нуль или теряют смысл, называются особыми.

При помощи (4.1) можно сразу отметить две такие точки, не зависящие от коэффициента сопротивления b: начало декартовых координат ($x = y = 0$), что соответствует абсолютному покою, и начало полярных координат ($x = 1$, $y = 0$), которое соответствует относительному покою материальной точки в конусе. Для первой из них обращаются в нуль x' и y', а для второй эти производные получаются неопределенными.

Чтобы найти остальные особые точки, приравняем нулю правые части уравнений (4.4); при этом из последнего имеем

$$\cos\theta = \frac{2R}{1 + R^2}, \qquad \sin\theta = \pm\frac{1 - R^2}{1 + R^2}$$

Согласно первому из уравнений (4.4) получим для R

$$\frac{(1 - R^2)^2}{1 + R^2}\left(\pm 1 - \frac{b}{1 + R^2}\right) = 0$$

Случай $R = 1$ соответствует $\theta = 0$, т. е. $x = y = 0$, и уже ... Кроме того, $b > 0$, и поэтому нужно сохранить только ... Особые точки фазовой плоскости в полярных координатах ...

$$R = \sqrt{b - 1}, \qquad \sin\theta = \frac{2 - b}{b}, \qquad \cos\theta = \frac{2\sqrt{b - 1}}{b} \qquad (5.1)$$

Из (5.1) видно, что каждому значению коэффициента ... большему единицы, соответствует определенная, вообще говоря ... ственная, особая точка фазовой плоскости. Единственные ... только при $b = 1$ и $b = 2$, особые точки для которых ... ками $x = 1$, $y = 0$ и $x = y = 0$. Последние, как указывалось ... особыми при любых b.

В декартовых координатах особые точки определяются формулами

$$x = 1 - R\cos\theta = \frac{2 - b}{b}, \qquad y = R\sin\theta = \ldots$$

Исключая отсюда b, получим уравнение геометрического места особых точек в виде

$$y = x\sqrt{\frac{1 - x}{1 + x}}$$

что полностью совпадает с аналогичным геометрическим местом ... случая сопротивления, пропорционального скорости (фиг. 3).

6. Особая точка в начале координат. [illegible] нулю, пренебрежем в уравнениях (4.1) членами [illegible] порядка малости, что дает

$$x' = bx^2 - 2xy, \qquad y' = x^2 - y^2 \quad (6.1)$$

Отсюда для фазовых траекторий получим уравнение

$$\frac{dy}{dx} = \frac{x^2 - y^2}{bx^2 - 2xy}$$

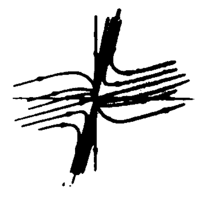
решение которого имеет вид

$$x^2 - bxy + y^2 - cx = 0 \qquad (6.2)$$

[illegible] постоянная интегрирования.

[illegible] фазовые траектории в зависимости от коэффициента [illegible] либо эллипсы ($b < 2$), либо параболы ($b = 2$), [illegible]

Фиг. 9



Фиг. 10

[illegible] Все траектории проходят через начало координат [illegible] оси y, если $c \neq 0$. Направление движения изображающей точки вдоль траектории очевидно из второго уравнения [illegible]. При $y^2 < x^2$, т. е. внутри области, заключенной между прямыми $y = \pm x$, движение происходит в сторону увеличения y и вне [illegible] области — в обратном направлении.

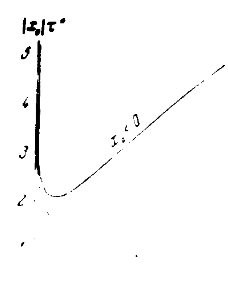
Фазовые траектории (6.2) изображены для различных b на фиг. 8, 9, 10. Во всех случаях положительная и отрицательная ветви оси y представляют собой также фазовые траектории. В случае $b < 2$ особую точку $x = y = 0$ можно считать устойчивой в смысле Ляпунова, если исключить отрицательное направление оси y. В случае $b = 2$, как видно из фиг. 9, область $y > x$ соответствует асимптотическому приближению изображающей точки к положению покоя, а область $y < x$ — удалению от покоя. В случае $b > 2$ (фиг. 10) вырожденная гипербола, образуемая прямыми

$$y = (\tfrac{1}{2}b \pm \sqrt{\tfrac{1}{4}b^2 - 1})\,x,$$

делит окрестность особой точки на четыре характерные области. Изображающая точка, перемещаясь внутри тупых углов, образованных этими прямыми, асимптотически приближается или удаляется относительно начала кооординат, а при перемещении внутри острых углов вовсе не проходит через точку $x = y = 0$.

Чтобы получить уравнения движения изображающей точки, найдем из (6.2) y как функцию x и подставим в первое из уравнений (6.1).

[illegible] от τ, x_0, y_0, а следовательно [illegible] y. В [illegible]



Фиг. 11

$$[illegible] \qquad (6.3)$$

где

$$c = \frac{x_0^2 - bx_0y_0 + y_0^2}{x_0}, \qquad \delta_0 = \frac{y_0}{x_0} - \frac{b}{2}$$

Из этих уравнений снова видно, что точка $x = y = 0$ является особой, которая достигается изображающей точкой при $\tau = \pm\infty$. При $b = 2$ и $x_0 = y_0$ уравнения (6.3) дают неопределенность типа $0:0$. Однако в этом случае непосредственно из (6.1) следует $x' = y' = 0$, и, следовательно, биссектриса $x = y$ при $b = 2$ вблизи начала координат является геометрическим местом особых точек, имеющих, как видно из фиг. 9, неустойчивый характер.

При помощи (6.3) нетрудно получить уравнения движения материальной точки в быстро вращающемся конусе вблизи положения, соответствующего абсолютному покою. Подставляя в левые части (6.3)

$$x = 1 + \varphi' \sin\alpha, \qquad y = \frac{\rho'}{\rho}$$

и интегрируя, найдем при различных значениях b

$$\rho^2 = \rho_0^2 \frac{(c\tau + \delta_0)^2 + 1 - \tfrac{1}{4}b^2}{\delta_0^2 + 1 - \tfrac{1}{4}b^2} e^{bF}, \qquad \varphi \sin\alpha = -\tau + F$$

где

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 - \tfrac{1}{4}b^2}} \operatorname{arctg} \frac{c\sqrt{1 - \tfrac{1}{4}b^2}\,\tau}{\delta_0(c\tau + \delta_0) + 1 - \tfrac{1}{4}b^2}$$

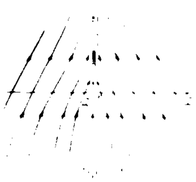
$$F = \frac{c\tau}{\delta_0(c\tau + \delta_0)}$$

$$F = \frac{1}{\sqrt{\tfrac{1}{4}b^2 - 1}} \ln \frac{c\tau + \delta_0 - \sqrt{\tfrac{1}{4}b^2 - 1}}{c\tau + \delta_0 + \sqrt{\tfrac{1}{4}b^2 - 1}} \cdot \frac{\delta_0 + \sqrt{\tfrac{1}{4}b^2 - 1}}{\delta_0 - \sqrt{\tfrac{1}{4}b^2 - 1}}$$

По этим формулам можно подсчитать время пребывания частицы в конусе, траектории частицы, а также углы отклонения на выходе. Для иллюстрации произведены подсчеты времени схода, которое [illegible] (6.4), обратно пропорционально арифметическому значению [illegible]. При расчетах значение ρ на выходе принималось равным [illegible] начальные данные выбирались на оси x, т. е. x_0 [illegible], $y_0 = 0$. [illegible] время схода представлено фиг. 11. Полученный график показывает [illegible] при работе центрифуги вблизи $x = y = 0$ и выбранных [illegible] в сто [illegible]

ных данных, второй квадрант ...
Углы отклонения на выходе ...
ле $\varphi^\circ \sin\alpha = -\tau^\circ$. Траектории частицы ...
расчетов и представляют собой в рассматриваемом ...
спирали, близкие к кривым $\rho = \mathrm{const}$.

7. Особая точка $x = 1$, $y = 0$. Для изучения ... щей точки при сухом трении вблизи положения, ... относительному покою материальной частицы внутри ... уемой дифференциальной формой (4.5). Замечая, что в ...



окрестности полярная координата ... имеем с точностью до слагаемых второго порядка малости

$$\frac{1-R^2}{1-R\cos\theta} \approx 1 + R\cos\theta$$

Поэтому (4.5) дает

$$\frac{dR}{R} = \frac{\sin\theta - b}{\cos\theta}\, d\theta \qquad (7.1)$$

... находим уравнение фазовой траектории в следующем виде

$$R = A\cos^{-1}\theta\, \mathrm{tg}^{-b}\left(\tfrac{1}{4}\pi+\tfrac{1}{2}\theta\right) \qquad (7.2)$$

... постоянная интегрирования.

... постоянной A достаточно задать координаты R_1, θ_1 произвольной ... положенной на кривой (7.2). В качестве такой точки ... пересечение фазовой траектории с осью абсцисс, т. е. положим θ_1 ... Тогда

$$A = R_1\cos\theta_1\, \mathrm{tg}^b\left(\tfrac{1}{4}\pi+\tfrac{1}{2}\theta\right) = \begin{cases} 1-x_1 & (\theta_1 = 0) \\ (-1)^b(1-x_1) & (\theta_1 = \pi) \end{cases} \qquad (7.3)$$

... абсцисса указанного пересечения.

... декартовых координатах вместо (7.2) получим

$$y = \frac{1}{2}\left[\frac{1-x}{A}\right]^{\dots} - \dots$$

Пользуясь (7.3) и (7.4) и вводя новые обозначения, запишем уравнение фазовых траекторий в виде

$$\dots \qquad \left(\chi = \frac{1-x}{1-x_1}\right) \qquad (7.5)$$

Из (7.5) ... фазовые кривые располагаются симметрично относительно ... их координаты пропорциональны величине $|1-x_1|$ ... кривой на оси абсцисс (фиг. 12, 13, 14).

Перейдем ... зависимости координат изображающей точки от времени τ. ... перепишем первое из уравнений (4.3) с учетом малости R в виде $R' = \sin\theta - b$. Исключая отсюда R ... (7.2), получим

$$A\theta' = \cos^2\theta\, \mathrm{tg}^b\left(\tfrac{1}{4}\pi+\tfrac{1}{2}\theta\right)$$

... $\int (\mathrm{tg}^{-b} + \mathrm{tg}^{-b-2})\, d\theta$

... $+\tfrac{1}{2}\theta)$

... зависимость между полярным углом θ и ...

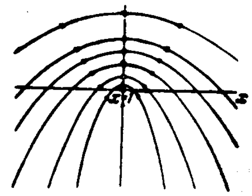
... $\left(\tfrac{1}{4}\pi+\tfrac{1}{2}\theta\right) - (1-b)\,\mathrm{tg}\dots\left(\tfrac{1}{4}\pi+\tfrac{1}{2}\theta\right)$ ...

... $\left(\tfrac{1}{4}\pi+\tfrac{1}{2}\theta\right) - \tfrac{1}{2}\mathrm{tg}^{-2}\left(\tfrac{1}{4}\pi+\tfrac{1}{2}\theta\right)\Big| + C_2$ ... (7.6)

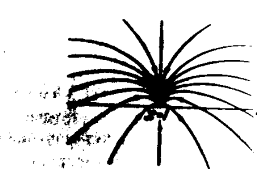
Возвращаясь к декартовым координатам, заметим согласно (7.2) и (4.3), что

$$\mathrm{tg}^{-b}\left(\tfrac{1}{4}\pi+\tfrac{1}{2}\theta\right) = \frac{1-x}{A}$$

Кроме того, для простоты ограничимся случаем $x_0 = x_1$, т. е. случаем, когда изображающая точка в начальный момент времени находится на оси



Фиг. 13



Фиг. 14

абсцисс. Тогда, вычисляя постоянные интегрирования C_1 и C_2 и преобразовывая (7.6), получим зависимость между вспомогательной координатой $\chi = (1-x)/(1-x_1)$ и τ в виде

$$\frac{\tau}{|1-x_1|} = \frac{1}{2(1-b^2)}\chi\left[(1+b)\chi^{-\frac{1}{b}} - (1-b)\chi^{\frac{1}{b}}\right] - \frac{b}{1-b^2} \quad (b \neq 1)$$

$$\frac{\tau}{|1-x_1|} = -\frac{1}{2}\ln\chi - \frac{1}{4}\chi^2 + \frac{1}{4} \quad (b = 1) \qquad (7.7)$$

Отсюда нетрудно установить, что от своего начального положения на оси абсцисс (когда $\chi = 1$) изображающая точка движется к ... $x = 1$, что соответствует направлению движения, ... 13, 14. Однако характер этого движения существенно зависит ... при небольшом трении, когда $b < 1$, вертикаль $x = 1$ ... для фазовых траекторий. Изображающая точка ... удаляется от особого положения, замедляя свою скорость ... приближаясь к асимптоте (фиг. 12). При $b = 1$ вертикаль $x = 1$ ... геометрическим местом устойчивых положений равновесия ... изображающая точка приходит за бесконечный промежуток времени ... Наконец, при $b > 1$ (фиг. 14) изображающая точка ...

ходит в особое положение за ...

В технологической практике устойчивое ... внутри вращающегося конуса называется ... мого материала. Формула (7.8) показывает ... клинивания при рассмотренных начальных ... при этом заклинивание может и не иметь места, ... стица успеет выйти из конуса. Для выяснения этого ... тересного вопроса нужно ... $\rho(\tau)$, которая, в свою ... установления зависимости $y = \rho^{*}$ ... исключая χ из (7.5) и (7. ...

$$\lambda = \frac{\tau}{|1 - x_1|}$$

$$\eta - \frac{1}{2}\eta = 0 \qquad \dot\varphi = 0. \qquad (7.9)$$

... различных b показаны ... путем графического интегри... зависимость между ... по формуле

$$\ln\frac{\rho}{\rho_0} = |1 - x_1|^2 \int_0^{\lambda} \eta(\lambda)\, d\lambda \qquad \left(\lambda = \frac{\tau}{|1 - x_1|}\right) \qquad (7.10)$$

... однако, установлением границ для времени фугования ... условия, гарантирующего при выбранных начальных дан... заклинивания внутри конуса.

... 1 величина η согласно (7.5) заключена между нулем ... Поэтому из (7.9) имеем в этом случае

$$\frac{1}{4}\ln(1 - 2\eta) < \lambda < -\frac{1}{4}\ln(1 - 2\eta) + \frac{1}{4}$$

откуда

$$1 - e^{-4\lambda} < 2\eta(\lambda) < 1 - e^{-4\lambda}$$

Далее при помощи (7.10) находим

$$\lambda - \frac{1}{4}(1 - e^{-4\lambda}) < \frac{1}{|1 - x_1|^2}\ln\frac{\rho}{\rho_0} < \lambda - \frac{1}{4}(1 - e^{-4\lambda})$$

или, усиливая, неравенства,

$$\frac{2}{|1 - x_1|^2}\ln\frac{\rho}{\rho_0} < \lambda$$

Полагая теперь ... перейдем к переменной τ. Тогда ... неравенства для соответствующего времени фугования τ^{*} ...

$$\frac{1}{|1 - x_1|}\ln\frac{\rho^{*}}{\rho_0} < \tau^{*} < \frac{2}{|1 - x_1|}\ln\frac{\rho^{*}}{\rho_0} + \frac{|1 - x_1|}{4} \qquad (7.11)$$

Формула (7.11) дает весьма узкие пределы для ... при $b = 1$ ввиду малости $|1 - x_1|$ вблизи рассмотр...

Аналогичные неравенства можно вывести и ...

... фугования. ... границу для τ^{*}

$$(7.12)$$

... определяется из условия, что ... должно быть меньше, чем время, не... согласно (7.8).

$$\frac{b}{b - 1}|1 - x_1| \qquad (7.13)$$

... получаем условие для коэффициента трения ... при рассмотренных начальных данных, от за...

$$\frac{b}{b - 1} > \frac{2}{|1 - x_1|^2}\ln\frac{\rho^{*}}{\rho_0}$$

Решая полученное неравенство относительно b и учитывая малость величины ..., получим окончательно

$$b < 1 + \frac{|1 - x_1|^2}{4\ln(\rho^{*}/\rho_0)} \qquad (7.14)$$

Условие (7.14) является некоторым, хотя и незначительным, расширением общепринятого условия ...

и указывает на ... при коэффициентах сопротивления, ... значения. Из (7.14) видно, что с увеличением ... начальной угловой скорости частицы в ..., диапазон допустимых значений b увеличивается.

8. Случай особой ... Кроме особых точек с координатами (0, 0), (1, ...) ... x, y при каждом коэффициенте трения $b > 1$, ... в уравнении 5, имеется еще одна особая точка, координаты которой определяются формулами (5.1) или (5.2). Рассмотрим скрытость такой особой точки.

Пусть полярные координаты этой точки $\bar R$ и $\bar\theta$. Введем малые величины ρ и ψ так, чтобы $R = \bar R + \rho$, $\theta = \bar\theta + \psi$.

Используя (5.1), а также малость ρ, ψ, имеем

$$R = \sqrt{b - 1} + \rho, \qquad \sin\theta = \frac{2 - b}{b} + \frac{2\sqrt{b - 1}}{b}\psi, \qquad \cos\theta = \frac{2\sqrt{b - 1}}{b} \ldots \qquad (8.1)$$

Подставим (8.1) в уравнения (4.4) и сохраним слагаемые не выше первого порядка малости. Тогда после вычислений найдем

$$\rho' = \ldots\sqrt{b - 1}\,[\rho + (b - 1)\psi], \qquad \psi' = -\frac{2 - b}{b\sqrt{b - 1}}(2\rho + \ldots) \qquad (8.2)$$

... характеристическое уравнение имеет вид

$$\mu^2 + \frac{(2 - b)^2}{b\sqrt{b - 1}}\mu - 2\frac{(2 - b)^2}{b^2} = 0 \qquad (8.3)$$

Отбрасывая [illegible]
$b = 1$ $(x = 1,\ y = 0)$ и [illegible]

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2}\frac{(3-b)}{b\sqrt{b-1}}(\ldots) \quad [illegible]$$

Подкоренное выражение в (8.4) [illegible] цательно при $b > 2$. Отсюда заключаем, что в [illegible] ристическое уравнение (8.3) имеет положительн[illegible] тельно, соответствующие особые точки неустойчивы. [illegible] оба корня комплексны с вещественной отрицательной [illegible] тельно, соответствующие особые точки имеют характер [illegible] фокуса.

Любопытно сопоставить особые точки в изучаемом случа[illegible] нии с особыми [illegible] для случая сопротивления, пр[illegible] нального скор[illegible] Как уже указывалось, в обоих случаях [illegible] ские места [illegible] совпадают и представляют одну [illegible] кривую (5.3). Для [illegible] особых точек при различных [illegible] сопротивления достаточно [illegible] их абсцисс, т. е. согласно (5.3) и [illegible] коэффициенты трения должны удовлетворять соотношению

$$\ldots \; k^2 + \ldots k^2 - \ldots k^2 \qquad (8.5)$$

Если изображающая точка находится в окрестности особой точки и [illegible] удовлетворяется, то в обоих вариантах сопротивления движение [illegible] частицы внутри конуса будет идентичным, а именно, ча[illegible] будет перемещаться с постоянной логарифмической спиралью y [illegible] и с постоянной угловой скоростью [illegible]
Соответствующие значения коэффициентов b [illegible] 1. [illegible] каждому k соответствует два значения b [illegible] знака [illegible]

[illegible] отличие при различных законах сопротивления имеет [illegible] особых точек. Если при сопротивлении, пропорциональном ско[illegible], устойчивые особые точки заполняют ту ветвь кривой (5.3), кото[illegible] находится в первом квадранте фазовой плоскости, а неустойчивые образуют ветвь этой кривой в третьем квадранте, то при сухом трении наблюдаем обратную картину. В частности, при сухом трении возможно устойчивое движение материальной частицы в направлении к вершине конуса, что на первый взгляд кажется парадоксальным.

9. Построение фазовой плоскости в целом для случая сухого трения. Для построения «портрета» фазовой плоскости в целом перепишем уравнения (4.2) и (4.5) в виде

$$d\,\frac{x^2+y^2}{x} = bR\,d\theta \qquad (9.1)$$

который допускает простую геометрическую интерпретацию.
С целью ее выяснения заметим (фиг. 16), что

$$\frac{x^2+y^2}{x} = \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{x/\sqrt{x^2+y^2}} = \frac{OM}{\cos\varphi} = ON = u(\ldots)$$

[illegible] θ и [illegible] известна еще [illegible] до двух. [illegible] построить проходящий [illegible] соседнюю точку M_1. [illegible] элементарным приращением du [illegible]

Фиг. 16

[illegible] MD [illegible] раст[illegible] M_1 долж[illegible] AD и, [illegible] другой [illegible] располагаться [illegible] радиуса $\frac{1}{2}(u +$ [illegible] оси абсцисс в точке [illegible]. Таким образом, M_1 определяется как пересечение указанной окружности с прямой AD. Очевидно из двух возможных точек пересечения следует выбирать ближайшую к M. На фиг. 16 построена также точка M_{-1}, соответствующая отрицательному значению du.

При указанном построении возможен особый случай, когда новый радиус $\frac{1}{2}(u + du)$ не дает пересечения с отрезком AD. В таком случае при графическом построении следует уменьшать du. В пределе особый случай соответствует [illegible] OM перпендикулярно AM. Раскрывая в [illegible] при этом соотношение $\overline{AM}^2 + \overline{CM}^2 = \overline{CA}^2$, [illegible] место точек M, где нарушается возможность графического [illegible]

$$(1 + R^2)\cos\theta - \ldots = 0 \qquad (9.2)$$

Сопоставляя (9.2) с (4.4), видим, что для изучаемых точек [illegible] т. е. (9.2) представляет собой одну из изоклин фазовой плоскости. В этом случае соседняя точка M_1 располагается вместе с исходной точкой M на одном и том же полярном радиусе. Отметим попутно и другие изоклины. Полагая $R' = 0$, найдем из (4.4) геометрическое место точек, для которых касательная к фазовой траектории направлена перпендикулярно к полярному радиусу

$$R = \frac{b \pm \operatorname{tg}\theta\sqrt{1 - b\sin\theta}}{\operatorname{tg}\theta + b\cos\theta}$$

Изоклину $x' = 0$, $dy/dx = \infty$ найдем из (4.1). Эта прямая [illegible] на [illegible] и кривую, которая в полярных координатах [illegible]

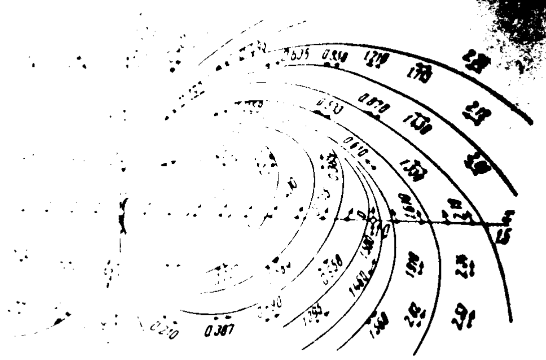
$$R = \left(\cos\theta + \frac{2}{b}\operatorname{tg}\theta\right)^{-1}$$

[illegible] $y' = 0$, $dy/dx = 0$ имеет уравнение

$$\ldots \left[\cos\theta \pm \frac{\sin\theta}{\sqrt{1 - b\sin\theta}}\right]^{-1}$$

Изоклины (9.2) — (9.5) [illegible] скости. Зная эти изоклины, можно уточ[illegible] рий вблизи особых точек, полученную при [illegible] 6. 7. 8. Пользуясь изоклинами, можно также [illegible] строение траекторий по элементам для точек, котор[illegible] от особых.

При помощи указанного графического приема, [illegible] также с учетом малых окрестностей особых точек были [illegible]



Фиг. 17

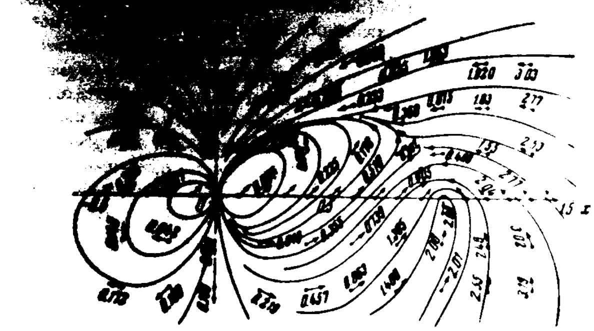
[illegible] фиг. 17, 18, 19) при различных значениях коэ[illegible] [illegible] наглядности, на «портретах» указаны скорос[illegible] применительно к равноотстоящим ее положениям [illegible] скорости определяется формулой

$$[illegible] \; V^2 = (x^2 + y^2)^2 + b^2x^4 + 2bx^2y\,\frac{(1-x)^2+y^2-1}{\sqrt{(1-x)^2+y^2}} \qquad (9.[illegible]$$

[illegible] к рассмотрению полученных «портретов».

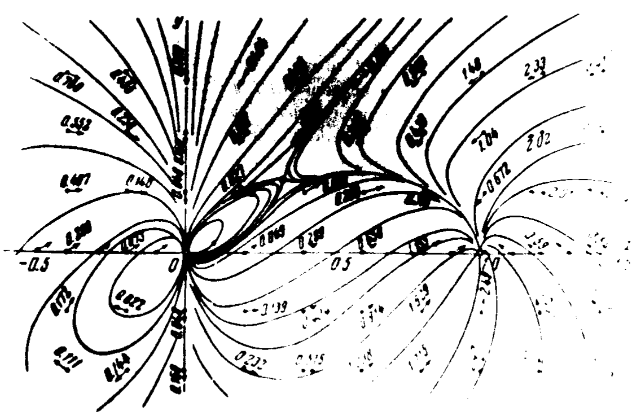
[illegible] (фиг. 17) изображающая точка может находиться в поко[illegible] [illegible] начале координат. В случае любого другого ее исходного поло[illegible] жения она будет перемещаться по замкнутым траекториям, стремя[illegible] к предельной точке (0,0). При этом движение происходит в направлении противоположном вращению часовой стрелки, если $x > 0$, и в обратном направлении, если $x < 0$. Скорость движения меняется, вообще говоря, непрерывно увеличиваясь по мере удаления от начала координат. Непрерывность нарушается только на [illegible] траектории, проходящей через точку (1.0). Здесь при b [illegible] 0.5 фазовая скорость получает скачок от $V = 1.5$ до $V = 0.5$. Последнее обстоятельство объясняется тем, что изображающая точка проходит положение (1,0), соответствующее относительному покою материальной точки в конусе в вертикальном направлении. При этом материальная точка движется строго по образующей конуса, и [illegible] [illegible] y равноценно перемене направления силы трения на [illegible] [illegible] без изменения ее величины. Скачкообразное [illegible], де[illegible]

[illegible] на фа[illegible] [illegible] превращается на пре[illegible] [illegible], как и во всех осталь[illegible]



Фиг. 18

Вспоминая физический смысл фазовых координат x, y, можно утверждать, что при коэффициенте сухого трения $b < 1$ предельным состоянием материальной частицы в быстро вращающемся конусе, независимо от начальных данных, будет состояние абсолютного покоя.



Фиг. [illegible]

При $b = 1$ (фиг. 18) картина фазовых траекторий [illegible] [illegible] не изменяется. Заметное отличие наблюдается [illegible] гой особой точки (1,0). Как и в случае $b < 1$, через [illegible] [illegible] траектория, соединяющая ее с началом координат [illegible] [illegible] траектории изображающая точка подходит [illegible] положению снизу вверх со [illegible] новится равной нулю, т. е. [illegible] заклинивается. На этом траектория [illegible] на фазовой плоскости огибают рассматриваемую [illegible] справа (фиг. 18). Скорость изображающей точки [illegible] Это соответствует медленному движению в конусе по [illegible] сливающейся с образующей последнего. Изображающая [illegible] ливает [illegible] положения, а медленно поворач[illegible]у [illegible] Про[illegible] за движением таких точек при [illegible], [illegible] себе кривую, соединяющую в [illegible] [illegible] плоскости, с которой сливаются все [illegible], [illegible] к которой асимптотически приближаются все [illegible] Эта кривая на фигуре не изображена.

[illegible] частица в конусе при $b = 1$ может стре- [illegible], либо при соответствующих на- [illegible] исключения), либо, если началь- [illegible] изображающей точки к (1.0), мо- [illegible] скоростью по траектории. [illegible] В последнем случае, однако, [illegible] материальная частица прибли- [illegible] внутри конуса.

[illegible] точки. Так, при $b = 1.$[illegible] [illegible] точка покоя с координатами [illegible] неустойчивого седла. В не[illegible] [illegible] четыре траектории, выде- [illegible] линиями на фигуре, которые определяют области при- [illegible] двух особых точек, очевидные из рисунка.

[illegible] точка перемещается в области притяжения на [illegible] частица внутри конуса имеет своим предельным со[illegible] покой, который достигается при $\tau = \infty$. При [illegible] области соответствующая частица за конечны[illegible] [illegible] приходит к относительному покою, т. е. к закли[illegible]

При [illegible] возрастании b фазовый «портрет» будет соотве[illegible] изменяться за счет движения промежуточной особой точки [illegible] (b = 3). Когда эта точка попадет в третий квадрант фазовой плос[illegible] (b = 2), она примет характер устойчивого фокуса и с ней будет свя- зана некоторая область притяжения, обеспечивающая движение материа- ла в конусе по направлению к его вершине. Эта область (также и область, связанная с заклиниванием материала в конусе) будет увеличиваться по мере возрастания коэффициента b, соответственно будет уменьшаться область фазовой плоскости, обеспечивающая предельное состояние аб- солютного покоя для центрифугируемого материала.

Рассмотренная картина представляет собой результат качественной интеграции нелинейной системы (5.1) и дает наглядное представление о поведении материальной точки внутри быстро вращающегося конуса при различных коэффициентах сухого трения.

Поступило 18 III [illegible]

[illegible] ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ТЕОРИИ СВЯЗИ

Ф. Л. БЛОХ и А. А. ХАРКЕВИЧ

(*Москва*)

Представление закономерностей теории связи в геометрических [illegible] применено в работах В. А. Котельникова (1946), К. Шэннона[1] (194[illegible]) [illegible] настоящему времени довольно широкое распространение.

Геометрические представления могут применяться в целях [illegible] результатов, добытых аналитическим путем. Но они могут играть и [illegible] роль: вся теория может развиваться как теория геометрическая [illegible] [illegible]ать, что такое направление в теории плодотворно [illegible] [illegible]лученные чисто геометрическим путем, и можно рассчитывать [illegible] развитие геометрической теории будет полезным.

Цель настоящей статьи — дать краткий, но по возможности систематический [illegible]ерк геометрических представлений современной теории связи. Какие-либо конкре[illegible] [illegible] технические проблемы в этом очерке не рассматриваются.

1. Случайный вектор. Геометрические представления, используемые [illegible] теории связи, рождаются на грани двух математических дисциплин [illegible]метрии (геометрии n-мерного пространства) и теории вероятностей. [illegible] результате возникает одно из основных вероятностно-геометрических [illegible]нятий — понятие о *случайном векторе*.

Мы определяем случайный вектор как вектор, составляющие которого [illegible]ражаются членами некоторой случайной последовательности. Если [illegible] случайная величина, и η_k — отдельное ее значение, то, располагая [illegible] значениями η_k, можно представить случайную величину η вектором [illegible] пространстве n измерений

$$\eta = \sum i_k \eta_k$$

[illegible]де i_k — орт k-ой оси.

Важной для дальнейшего особенностью случайного вектора является [illegible], что положение его конца в пространстве не является определенным. Нам может быть известно лишь распределение вероятностей для состав- [illegible]ляющих вектора. Следовательно, конец вектора может находиться в той или иной области пространства с той или иной вероятностью. Применяя понятие о геометрическом месте конца вектора к случайному вектору, мы должны принять, что такое место может описываться лишь как «об- лако», т. е. расплывчатое образование, переменная плотность которого отображает многомерную плотность вероятностей. Однако всегда возможно выделить отчетливо ограниченные области, внутри которых с заданной вероятностью будет находиться конец случайного вектора.

Длина случайного вектора выражается равенством

$$\|\eta\|^2 = \eta_1^2 + \cdots + \eta_n^2 \qquad (1)$$

Условимся сразу ввести ... ставляющих вектора значения η_k, ... кими составляющими имеем

$$\ldots = \frac{1}{n}\|\eta\|^2 = \frac{1}{n}(\eta_1^2 + \cdots + \ldots) \quad (2)$$

Будем в дальнейшем полагать, что среднее значение ... равно нулю и что все η_k имеют одно и то же ...

$$\lim \ldots (\eta_1^2 + \cdots + \eta_n^2) = D\{\eta\} = \sigma_\eta^2$$

... стремится к среднеквадратичному значению ...

... зрения (1) выражает ... мощность.

2. ... случайные величины ξ и η. Пред... составляющими соответственно $\xi_k/\sqrt{n}$ ...

$$\ldots \sum (\xi_k + \eta_k)^2 =$$

$$\ldots + \|y\|^2 + \frac{2}{n}\sum \xi_k \eta_k$$

... в виде

$$\ldots 2\|x\|\|y\|\frac{\xi_1\eta_1 + \cdots + \xi_n\eta_n}{\sqrt{(\xi_1^2 + \cdots + \xi_n^2)(\eta_1^2 + \cdots + \eta_n^2)}}$$

... члене есть не что иное, как косинус уг...

$$\frac{\xi_1\eta_1 + \cdots + \xi_n\eta_n}{\sqrt{(\xi_1^2 + \cdots + \xi_n^2)(\eta_1^2 + \cdots + \eta_n^2)}}$$

... увеличении числа измерений косинус угла меж... стремится к значению нормированного коэффициен... корреляции между последовательностями ξ и ... равном нулю

$$\lim \ldots = r_{\xi\eta}(0)$$

Фиг. 1

... 0, $\alpha = \frac{1}{2}\pi$ (при $n \to \infty$ ... независимы, т. е. если между ними отсутствует ... Таким образом, отсутствие корреляции между двумя ... отображается геометрически ... эти последовательности векторов. ...

$$\ldots \|x\| \ldots \|y\|^2$$

и ... треугольник, в котором z — гипотенуза ...

При ... будет случайной величиной, ...

... функция будет определена ...

$$\Delta t = \frac{1}{2F}$$

где F — ... спектра. Таким образом, на интервале T функция будет определена

$$n = \frac{T}{\Delta t} = 2FT$$

значениями, образующими дискретную последовательность. Это позволяет представить отрезок длительностью T непрерывной функции с ограниченным спектром вектором в пространстве конечного числа измерений.

4. Сообщение и сигнал. Подлежащее передаче сообщение может иметь либо дискретную природу (текст, цифровые данные), либо непрерывную (звук, изображение). В последнем случае ширина спектра может быть ограничена с учетом свойств получателя (т. е. свойств слуха и зрения), и, следовательно, в обоих случаях, т. е. как при дискретном, так и непрерывном сообщении, дело сводится к передаче некоторой дискретной последовательности. Передача происходит путем преобразования сообщения в сигнал, который поступает в линию связи, и преобразовывается снова в сообщение на приемном конце системы связи.

Фиг. 2

Обозначим поданное сообщение через u, соответствующий сигнал через f и принятое сообщение — через v. Соотношение между этими величинами в аналитической форме имеет вид

$$f = \Psi(u), \quad v = \Psi^{-1}(f)$$

где Ψ — оператор преобразования. Между сообщением и сигналом должно быть одно однозначное соответствие; при правильной работе системы должно быть $v = u$, т. е.

$$\Psi\Psi^{-1} = 1$$

С геометрической точки зрения дело сводится к преобразованию пространства сообщений A_u в пространство сигналов A_f с последующим преобразованием пространства A_f в пространство A_v. Эти преобразования показаны схематически на фиг. 2, на которой изображены два сообщения u_I и u_{II}, соответствующие им сигналы f_I и f_{II} и принятые сообщения v_I и v_{II}. Пространство сигналов A_f может иметь иное число измерений, чем пространства сообщений A_u и A_v. Так, например, ... для ... частотную модуляцию, мы имеем ширину спектра сигнала, ... большую, чем ширина спектра сообщения, ... что и означает увеличение $n = 2FT$.

Все возможные сообщения [illegible] зуют ансамбль сообщений. Если [illegible] то и соответствующие сигналы также образу[illegible] членов (по условию однозначности соответст[illegible] широко применяется *квантование* сообщения; при [illegible] только конечные приращения, и, следовательно, [illegible] ансамбля сообщений будет совокупность N дискрет[illegible] странстве [illegible] Таким же свойством будет обладать и [illegible] он представляется совокупностью N точек в пространстве [illegible]

[illegible] данным; построение ансамбля [illegible] Выбор закономерностей, [illegible] построения [illegible] называется в общем смысле [illegible]

5. Сигнал и помеха [illegible] передачи на сигнал налагаются помехи [illegible] переданный сигнал и принятый сигнал. Если переданный сигнал обозначен через f, а помеха через ξ, то принятый сигнал будет

$$x = f + \xi, \quad \text{или} \quad x_k = f_k + \xi_k$$

Мы полагаем, что помеха выражается вектором с тем же числом составляющих, что и сигнал, так как и сигнал и помеха [illegible] канал связи с определенной [illegible] Практически во всех интересующих нас случаях [illegible] независимы. Повтому соотношение меж[illegible] сигналами может быть при $n \to \infty$ записано

$$x^2 = f^2 + |\xi|^2$$

[illegible] вектору переданного сигнала.

[illegible]

$$P_x = P_f + P_n$$

$$P_n = \lim \frac{1}{n}(\xi_1^2 + \cdots + \xi_n^2)$$

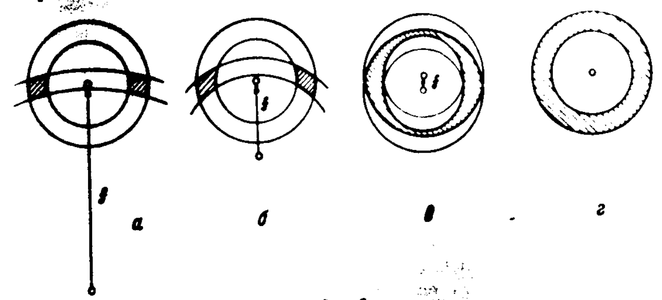
[illegible] помехи.

[illegible] ортогональной вектору f, завис[illegible] качестве места конца век[illegible] радиуса $\sqrt{P_n}$ с центром в конце вектора f [illegible] Фиг. 4 изображает пределание (при $n \to \infty$) [illegible] длина вектора $\xi/\sqrt{n}$ будет флюктуировать [illegible] $\sqrt{P_n}$, а угол между f и ξ будет флюктуировать [illegible] область, представляющая место конца вектора x, будет [illegible] (относительно f) симметрична, [illegible], в которую [illegible] вероятностью попадает конец вектора [illegible] тороидальной формы.

[illegible] разделяются [illegible] установить [illegible] укладываются [illegible] сигнала:

$$[illegible] \leq P_n, \quad R_1 < |x| < R_2 \qquad (3)$$

[illegible] представляются двумя шаровыми слоями [illegible] фиг. 4. Но конец вектора x и конец вектора ξ — это [illegible] точка. Поэтому эта точка должна с наибольшей вероятностью [illegible] в области, удовлетворяющей обоим неравенствам (3) [illegible]. Эта область получается в результате пересечения двух шаровых слоев и имеет тороидальное строение. На фиг. 4 [illegible] заштриховано.



Фиг. 5

Такое представление позволяет разъяснить возникающий иногда вопрос о том, почему наличие сигнала нарушает сферическую симметрию геометрического образа помехи.

Ответ на этот вопрос можно почерпнуть из фиг. 5, на которой построение фиг. 4 повторено для нескольких постепенно убывающих значений мощности сигнала при неизменной мощности помехи.

Как видим, тороидальная область постепенно деформируется, превращаясь в пределе при $P_f \to 0$ в шаровой слой. Фиг. 5, г изображает этот предельный случай, когда $x = \xi$.

6. Помехоустойчивость. В результате наложения помехи на передаваемый сигнал образуется новый ансамбль принятых сигналов. Возможно, что помеха будет такова, что вектор помехи, будучи прибавлен к вектору фактически переданного сигнала, [illegible] сигнал, [illegible] дающий не с фактически переданным сигналом [illegible] Тогда, очевидно, при обратном преобразовании [illegible] получим сообщение, не соответствующее переданному [illegible] мы определили как ошибку. Вероятность ошибки [illegible] действий приемника.

[illegible] распространенным является определение [illegible] по [illegible]. С геометрической точки зрения это [illegible] (для [illegible] равновероятных сигналов) сводится к тому, [illegible] отождествляет принятый сигнал с тем … торому принятый сигнал ближе. На фиг. … два возможных сигнала f_I и f_{II}; фактически пере… добавляется помеха ξ. При представленных на фиг. … описанный идеальный приемник отождествит приня… с f_{II}, т. е. будет совер… ясно, что вероятность ошибк… вероятностью перехода конца … линию (штрих-пунктир … 6), … место точек, … пространств… I и II. Вероятность перехода … может быть подсчитана … вероятность, если известно … . Но сейчас важно лишь … ошибки тем меньше …

Фи…

… (при неизменной мощности) зависит … свойства системы передачи. Для одной … можно построить различные ансамбл… которой наименьшее расстояние … считается более помехоустойчивой в … такой системе при заданной поме…

… реализуется; длина вектора ξ сходит…

$\sqrt{P_n}$ = const

… Поэтому, если взять …

… неограниченно убывать. Необ… способ приема … именно, отрезок сигнала … Иначе говоря, прием… построить вектор x … сигналов и отождествить … к которому он ближе … приемника по Котельникову … идеального прием… способ приема) не является … представить себе приемник, ото… из возможных переданных, … которого он находится на заданном … помехи, которая предполагается …

… по сигналам … определяется … определение

$$I = \log_2 N$$

Т… пропускной способности имеем

$$C = \frac{I}{T} = \frac{1}{T}\log_2 N$$

В этих формулах все возможные сообщения мы предполагаем равновероятными.

Рассмотрим ансамбль из N сигналов с одинаковой средней м… В пределе любой сигнал, выражаемый процессом, имеющим … дисперсию, удовлетворяет этому условию. Но применяются … сигналов, обладающих постоянной мощностью на любом промежутке времени. Таков, например, двоичный сигнал вида … сигнал ЧМ, ФМ и др. Так как в выбранном нами масштабе мощность изображается длиной вектора, то все сигналы одинаковой мощности располагаются на поверхности сферы соответствующего числа измерений. Чем больше число сигналов, образующих ансамбль, тем больше пропускная способность, тем теснее располагаются точки (концы векторов) сигналов на поверхности сферы, т. е. тем меньше расстояние между ближайшими сигналами. С другой стороны, чем меньше расстояние, тем больше вероятность ошибки, т. е. тем ниже помехоустойчивость. Таким образом, повышая пропускную способность, мы понижаем помехоустойчивость, и наоборот. Очевидно, что при заданном наименьшем расстоянии между точками сигналов их следует располагать на поверхности сферы с наибольшей равномерной плотностью. Это положение относится к равновероятным сигналам. Если же сигналы не равновероятны, то можно получить более выгодные соотношения, располагая точки маловероятных сигналов гуще, а точки наиболее вероятных сигналов — реже. Такое наивыгоднейшее расположение точек сигналов есть геометрическое толкование того, что называется оптимальным кодированием.

8. Предельная пропускная способность. Требования высокой пропускной способности и высокой помехоустойчивости, … как мы видели, противоречивы. … при сколько угодно малой вероятности … ленная пропускная способность … неограниченного уменьшения вероятности … флюктуаций длины и положения вектора помехи … измерений n. В пределе вектор помехи … $r_n = \sqrt{P_n}$, и если разнести точки сигналов так, чтобы … описанные из различных точек сигналов не пересекались, … (по Котельникову) приемник безошибочно отождествит принятые с фактически переданным. Теперь ясно, что нахождение предельной пропускной способности сводится к чисто геометрической задаче … ния на поверхности сферы радиуса $\sqrt{P}$ … P_n шаровых сегментов …

7 Отд. яз ...

Approved For Release 2007/11/08 : CIA-RDP83-00418R004600130001-5

[illegible] на круги радиуса $\sqrt{P_n}$, [illegible] сегмент показан в разрезе.

Точное решение задачи, как, впрочем, и [illegible] более плотной укладке в n-мерном пространстве, [illegible]. [illegible] давно установлены [2] следующие оценки для числа N [illegible] шаровых сегментов с углом раскрытия θ:

$$(1+\varepsilon_1)(\sin 2\theta)^{-1} \leqslant N^{1/n} \leqslant (1+\varepsilon_2)(1+n)^{1/n}(\sqrt{2}\sin\theta)^{-1}$$

где ε_1 и ε_2 — функции n, убывающие как n^{-1}. Пользуясь соотношениями фиг. 6, можно представить эти неравенства в виде

$$A\left[\frac{1}{4}\left(2+\frac{P}{P_n}+\frac{P_n}{P}\right)\right]^{n/2} \leqslant N \leqslant nB\left[\frac{1}{2}\left(1+\frac{P}{P_n}\right)\right]^{n/2}$$

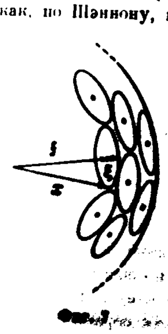
Логарифмируя и пренебрегая $\log_2 A$, $\log_2 B$ и $\log_2 n$ по сравнению с n, [illegible]учаем для предельной пропускной способности

$$F\left[\log_2\left(2+\frac{P}{P_n}+\frac{P_n}{P}\right)-2\right] \leqslant C \leqslant F\left[\log\left(1+\frac{P}{P_n}\right)-1\right]$$

Это соотношение отличается от известной формулы Шеннона [illegible]

$$C = F\log_2\left(1+\frac{P}{P_n}\right)$$

В частности, при $P = P_n$ обе оценки сходятся и [illegible] тогда как, по Шэннону, при этих условиях $C = F$. [illegible] пропускная способность обра[illegible]ет, конечно, невозможности [illegible] предельной пропускной способ[illegible] чает лишь невозможность [illegible] P_n конечной пропускной спос[illegible] при малой вероятности ош[illegible]



Фиг. 7

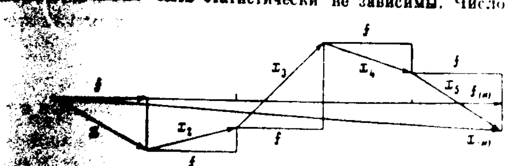
Фиг. 8

Что [illegible] ний при P [illegible] но отметить, [illegible] вероятност[illegible] ся скачком [illegible] будет [illegible] значени[illegible] ности. Этот результат получен геометрический [illegible] [illegible] увеличение пропускной [illegible] P_n приводит к [illegible] увеличению числа сегментов, [illegible] [illegible] поверхность сферы. [illegible] все [illegible] о предельных соотношениях при $n \to \infty$, [illegible]

При конечном n, что следует из всего [illegible] ошибки конечна, а пропускная способность тем [illegible] пускаемая вероятность ошибки.

Выполнение соответствующих расчетов для [illegible] новить связь между помехоустойчивостью и [illegible].

[illegible]ения. Применяя специальный метод передачи, можно и [illegible]новить положение, т. е. осуществить прием со сколь угодно [illegible]тностью ошибки. Речь идет о методе накопления. [illegible] накопления состоит в том, что складывается несколько [illegible] и того же сигнала, по-разному искаженных помехой. Для [illegible] получить несколько экземпляров сигнала, необходимо, чтобы [illegible] передавали по соответствующему числу независимых каналов. Независимость каналов здесь следует понимать в том смысле, что помехи в [illegible] должны быть статистически не зависимы. Число возмож[illegible]



Фиг. 9

вар[illegible]ода накопления определяется числом [illegible] ния [illegible]альной связи, т. е. числом способов разделения [illegible]. Так, [illegible] частотное разделение, временное разделение, про[illegible]ное [illegible] мы оставим в стороне, так как этот вид разделения [illegible] матр[illegible], собственно говоря, не несколько каналов (на одной [illegible] а [illegible] линий.

П[illegible]о складываемых экземпляров сигнала, равное числу каналов, [illegible] через m. Если применяется временное разделение, длит[illegible] сигнала возрастает в m раз, если же каналы разделены по [illegible]то во столько же раз возрастает полоса частот. Таким об[illegible] [illegible] случаях увеличение числа каналов в m раз увеличива[illegible] n [illegible] имеем $n_m = mn$. С другой стороны, вследствие той же [illegible] и некогерентности помех суммирование сигналов и помех [illegible] по разным законам. Процесс суммирования поясняется фиг. [illegible], на которой складывается $m = 5$ сигналов.

[illegible] принятый сигнал выражается соотношением

$$x_{(m)} = \sum_{i=1}^{m} x_i = \sum_{i=1}^{m}(f+\xi_i) = mf + \sum_{i=1}^{m}\xi_i$$

$$\xi_{(m)} = \sum_{i=1}^{m}\xi_i$$

[illegible]ности, нормальной к вектору mf; его длина флюктуиру[illegible]

$$\sqrt{\sum \|\xi_i\|^2} = \sqrt{m}\,\sigma_n$$

[illegible], отношение длины вектора результирующей помехи [illegible] вектора результирующего сигнала

$$f_{(m)} = mf$$

[illegible]. Таким образом, накопление эквивалентно увеличению [illegible]

10. Разделение сигналов. Выше упоминалось разделение сигнал[illegible] Речь идет о том, что при многоканальной связи, т. е. при передач[illegible] по одной и той же линии нескольких независимых сигналов, необходим[illegible] на приемном конце произвести разделение сигналов с тем, чтобы напра[illegible] вить каждый из них по своему назначению. Для этого необходим[illegible] чтобы сигналы определенным образом различались между собой; ра[illegible] ление и основывается на использовании этого различия.

Общему принципу разделения можно дать простое геометриче[illegible] толкование. Пусть передаваемые сигналы различаются по некоторому па[illegible] метру λ, который может, в частности, иметь смысл частоты или врем[illegible] Записав выражение для сигнала в виде

$$f \; [illegible] (t, \lambda)$$

положим, что сигналы одного какого-либо канала укладываются в ин[illegible] вал значений («полосу»)

$$\lambda_1 < \lambda_i < \lambda_2$$

и что полосы различных каналов не перекрываются, т. е. что гран[illegible] каждой полосы лежат вне других. С геометрической точки зрения [illegible] означает, что пространство Λ параметра λ делится на линейно незав[illegible] мые подпространства Λ_i. Тогда операция разделения истолковыв[illegible] как операция проектирования пространства Λ на соответствующие пространства Λ_i [6].

Отсюда следует важное утверждение о том, что условие потенц[illegible] ной разделимости сигналов [illegible] независимость [7]. В[illegible] описанная операция [illegible] точки зрения операция разложения по [illegible] функциям.

Заключение. Как [illegible] очерка, геометрич[illegible] теория позволяет не только [illegible] главнейшие пр[illegible] теории связи, но и [illegible] их разрешения. Поэтом[illegible] метрическая теория [illegible] разработки. Это отн[illegible] не только к прикладным ее [illegible] и к чисто математич[illegible] Так, были бы весьма [illegible] усилия в направ[illegible] решения задач о наиболее плотной укладке тел в n-мерном простр[illegible] Улучшение существующих в настоящее время оценок позволило [illegible] шить ряд прикладных задач при конечном n.

Поступило 14 IV 1[illegible]

ЛИТЕРАТУРА

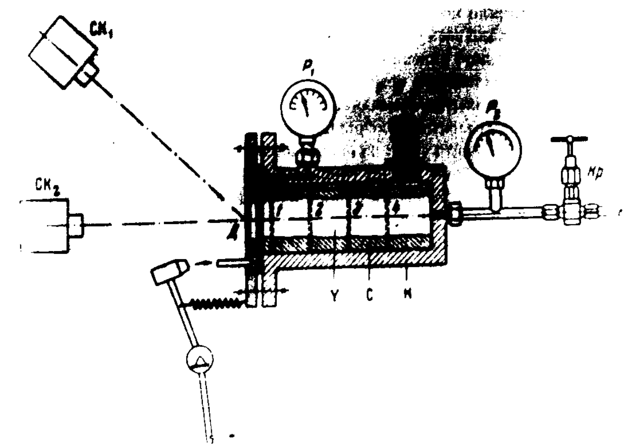
1 Shannon C. E. Communication in the presence of noise. PIRE 37, 1[illegible]
2 Chabauty C. Resultats sur l'empilement de calottes égales sur une s[illegible] de R^n. CR 236, 146[illegible], 19[illegible]
3 Шэннон К. [illegible] передачи электрических сигналов. Теория передачи [illegible] при наличии помех, под. ред. Н. [illegible] [illegible]
4 [illegible] А. А. Геометрическая теория порога прон[illegible] Радиотехника, № 7, 1955.
[illegible] О предельной пропускной способ[illegible] [illegible] № [illegible] 1955.
[illegible] Fundamental aspects of linear multipl[illegible]
[illegible] теория линейной селекции. НТ Сб. ЛИИС, № 10, 195[illegible]

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
ОТДЕЛЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК
№ 6 1955

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ И МЕХАНИЗМЕ ВНЕЗАПНЫХ ВЫБРОСОВ УГЛЯ И ГАЗА

В. С. КРАВЧЕНКО
(Москва)

Изучение природы и механизма внезапных выбросов угля и газа, проведенное в Электромеханической лаборатории ИГД АН СССР по инициативе А. А. Скочинского, привело к обнаружению нового интересного механического явления[1].



Фиг. 1 [illegible]

Оказалось, что при [illegible] газом (быстрое понижение [illegible] женной поверхности [illegible] Фронт дробления [illegible] большой скоростью [illegible] дробления». В противо[illegible] мельченный уголь.

[1] Опыты и расчеты выполнены [illegible] лаборантом В. М. Лавренов[illegible]

чение и выброс угля из камеры ...

Если брались образцы угля ... (со-противление разрыву 0. 9—1.0 кг/см²) ... кг/см² ... выбросы угля ограничивались неглубокими ... выбросы быстро затухали. При этом ... на-чальное давление газа. Если образцы угля ... разрыву составляло менее 0.5 кг/см²), то, ... чало и выбрасывало весь угольный образец уже при ... 20—30 кг/см². Описанное явление было ... хоро-шо воспроизводившимися опытами.

Проведенные опыты ... угольных пластах газовые ... чтобы измельчить и выбросить уг... кг/см² ... на разрыв), независимо ... сил газа необходимо обна... женной поверхности угля.

Необходимый перепад ... при внезапном обнажении ... образом. ... внезапное обнажение ... быть одной из причин внезапных выбросов угля ...

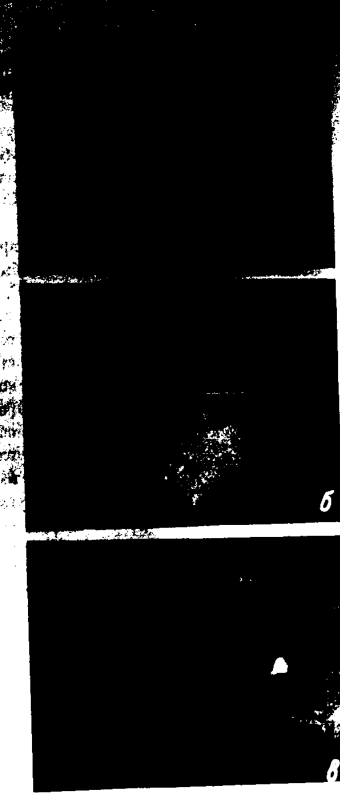
В естественных условиях ... зон угля возможно при вскрытии угольного пласта ... при веществ, при сотрясательном взрывании, а также ... естествен-некоторых других случаях. Во всех этих случаях ... ные выбросы угля и газа.

О механизме разрушения угля при ... по двум кинофильмам, снятым двумя ... СК₂ (фиг. 1). Несколько первых ... дены на фиг. 2. Эти фильмы дали ... как о механизме разрушения ...

Однако лучшим методом ... осциллографирование. ... странения волны ...

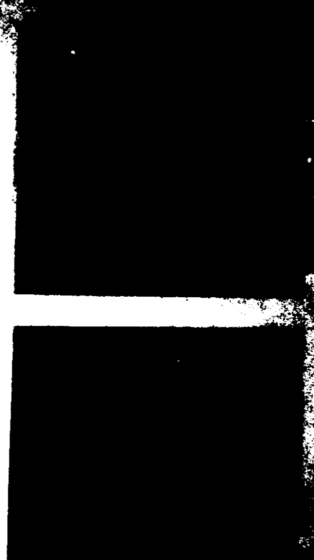
Для осциллогра... предварительно ...

... было су-... на ос-... 0.8 ... образцов ... обеспечивало ... строе-... с естествен-... отсутствовали ... позволяло получать ... заранее задан-... на разрыв. ... естественных об-... пористость ... были по-... на фиг. 3.



Фиг. 2. Кадры скоростной киносъемки ... угля и газа: а — перед выбросом ... бойку); б — облако углекислого газа ...; в — выброс угля и газа.

... что разрушение начинается с датчика ... поверхности угля; далее разрушались второй ... датчики, что свидетельствовало о передвижении ... обнаженной поверхности в глубь образца ... осциллографирование убедительно показало, что волна ... разрушения угля в описанных случаях ...



Фиг. 3. Осциллограммы ... чиков *1*, *2*, *3*, *4* при ... волны дробления ...

$$\frac{v}{a_0} = \sqrt{\ldots} \qquad (1)$$

Здесь v/a_0 — ... звука в данном газе при ... сек для CO_2); z — ... (3); m — коэффициент пористости угля (... объема ... угля); p_0/p_* — отношение давления газа на ... к давлению газа в глубине массива; $\rho_{ист}/\rho_*$ — ... отности угля (включая газ, сорбированный ...) ... газа при давлении p_* (под истинной ... шение массы куска к его объему за ...); b — величина, характеризующая сорб... вая по формуле

$$b = \rho_1 \frac{q_*}{273} \ldots$$

							v_1		v_{12}	
				q_*, м³	... датчиков	расчетная	измеренная	измеренная	расчетная
Ку...	...0.1	5	40	57	28.5	*2—3*	42	—	14	42
	...0.1	5	40	70	35.0	*1—2—3*	42	14	7	42
	...0.1	5	55	67	33.6	*1—2—3*	59	59	28	59
Бр...	...±0.1	20	55	200	100	*1—2—3—4*	45	62	66	135
с...	...±0.1	20	55	200	100	*1—2—3—4*	45	62	91	135
						1—2		52		
						1—2—4		89	[illegible]	
Бр... с...	...45±0.1	40	30	200	100	*1—2—3—4*	31	40	66	[illegible]
						1—2—3		40	40	
						1—2—3—4		40	87	

З... ...ная плотность угля (исключая сорбированный газ), $p_{ат}$ — ... давление (1 ат); q_* и q_0 — сорбционные емкости угля при ... p_0; T_* — температура в глубине массива; 0.1 коэф... ...ений, что в момент сброса газового давления (доли секу...) ...ся всего лишь 0.1 от всего объема сорбированного газа ... ...ном угле). Для разрушенного угля эта доля увеличив... Разрушающие напряжения, ...нные в угле га... опре...

$$\ldots \frac{p_*}{p_0}\left(1+\frac{0.1b}{m}\right)\left(1+\frac{0.1b}{m}-\frac{1}{\tau}\,\frac{p_0}{p_*}\right)\ldots \qquad \ldots$$

... тот же смысл, что и в формуле (2) с ... следует теперь взять кажущуюся пл... массы куска угля и его объему, включая об... в другую величину $\acute{e}$ будем считать промежуто... определяемыми из написанных ниже уравнений и ... на их физическом смысле.

$$\ldots \frac{z-1}{2}\alpha^2 \ldots \frac{z-1}{1+\frac{v}{a_0}\frac{1}{\alpha}}, \qquad \alpha = \frac{v}{a_0}\left[\left(1+\frac{0.1b}{m}\right)\tau\frac{p_*}{p_0}-1\right] \qquad (4)$$

...улы справедливы только в определенных пределах ... в свою очередь зависят от p_*.

...деления p_0 и τ следует пользоваться формулой

$$\ldots\sqrt{\frac{2z}{z+1}}\,\frac{v}{a_0}\,\frac{1}{\tau_{кр}}\,\frac{p_{кр}}{p_*}\left(1+\sqrt{\frac{2}{z(z+1)}\,\frac{a_0}{v}}\right)\Big] \qquad (5)$$

[illegible]

$$[illegible] \frac{1}{[illegible]}\left[1+\sqrt{\frac{[illegible]}{\sigma(\sigma+1)}}\,[illegible]\right] \qquad (6)$$

$$[illegible] \frac{2}{\sigma(\sigma+1)}$$

[illegible] базису из приведенных уравнений, [illegible] напряжения σ, [illegible] в угле газом и разрушающим [illegible] при распространении волны дробления, а также [illegible] распространения волны дробления v в [illegible] от [illegible] свойств угля: прочности [illegible] пористости [illegible] плотности угля.

При вычислениях [illegible] давления (при разрушении [illegible] на фронте волны дробления p_0 [illegible] газовых давлений составляет [illegible]

По мере распростр[illegible] давление газа на фронте волны дробления p_0 [illegible] давлений в разрушающемся слое угля [illegible] величины p_* — [illegible]

В соответствии с этим [illegible] скорости волны дробления — начальная (меньшая) и [illegible] (бо́льшая).

Результаты вычислений [illegible] в табл. 1, где для сопоставления приведены также измеренные значения скорости волны дробления [illegible] различных образцов угля.

Начальная скорость волны дробления фактически измерялась не [illegible] мгновенная, а как средняя скорость v_{12} на участке в 4 см между [illegible] чиками 1 и 2 [illegible] измерялась с завышением против истинного значе[illegible]

[illegible] скорость измерялась как средняя скорость v_{23} [illegible] см между датчиками 2 и 3, т. е. на расстоян[illegible]

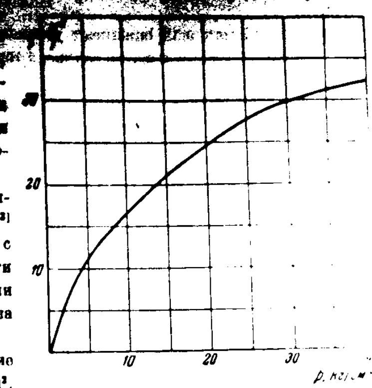
[illegible] размеры 20 см установившийся процесс не достигал[illegible] v_{34} на участках между датчиками 3 и 4 падал[illegible] были ниже вычисленных. Как видно, чтобы [illegible] процесс, необходимо пользоваться образцами [illegible]

[illegible] результаты измерений показали, что измеренные скорости [illegible] (начальная и установившаяся), как и [illegible] между вычисленными начальной и [illegible] во всех опытах с полным выбросом (при [illegible]).

Таким образом, полученные экспериментальные [illegible] показали [illegible] опыта и теории и тем самым [illegible]

[illegible] условия, [illegible] угля [illegible] угля.

[illegible] при[illegible] данные [3] (для угля с [illegible] пористости m [illegible] сорбции которой [illegible] изображена на фиг. [illegible]



Фиг. 4. Изотерма сорбции метана

[illegible] давление газа [illegible] $p_* = 20$ кг/см². При [illegible] давлении метана [illegible] емкость угля [illegible] приблизительно 25 м³/т. Примем, что в неразрушенном [illegible] угля 10 % сорбированного газа способно к мгновенному выделению, а в [illegible] угле — 20 %. Далее примем $a_* = 430.5$ м/сек и [illegible] (для [illegible]).

На основании приведенных уравнений и принятых исходных данных на фиг. 5 построены зависимости $\sigma = \sigma(p_0/p_*)$ и $v = v(p_0/p_*)$ для [illegible] скольких значений максимальных давлений $p_* = 20$, 30, 40 кг/см².

Имея эти зависимости и зная фактическую прочность угля на разрыв, легко установить возможность или [illegible] существования волны дробления, т. е. решить вопрос о [illegible] или невозможности распространения выброса. Так, например, при p_* [illegible] кг/см² и при прочности угля на разрыв более 0.5 кг/см² выброс угля не распространится, так как для его поддержания необходимо [illegible] за волной дробления [illegible] 0.3 кг/см² выброс [illegible] $p_0 = 0$, что невозможно. При прочности угля [illegible] 0.3 кг/см² при общем [illegible] угля будет поддерживаться ($p_0/p_* = 0.[illegible]$, p_0 [illegible] кг/см² [illegible] давлений 8.4 кг/см²).

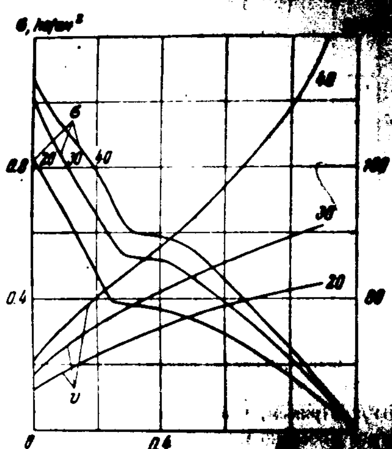
Для определения скорости волны дробления можно воспользоваться [illegible] фиг. 5, из которой нетрудно установить, что при $\sigma = 0.3$ кг/см² и $p_0/p_* = 0.58$ скорость волны дробления составляет 74 м/сек.

[illegible] опыты и теория не учитывают [illegible] горного давления, [illegible] несомненно, участвует в процессе формирования внезапных [illegible] несомненно [illegible] угля и газа. Роль горного давления [illegible] не может быть оценена [illegible] уравнения (3).

[illegible] пласте пористость m понижается и в связи с этим уменьшается [illegible] сила газа (напряжения σ). С разгрузкой пласта от горного [illegible] увеличивается пористость m и разрушающие усилия возрастают пласта.

Проведенный ...

вания внезапных ...



Фиг. 5. Разрушающие ... волны дробления v в зависимости ... p_0/p_* ($m = 0.05$; CH_4; $p_0 = 20$, ...

... что: 1) дегазацию пласта ... следует рекомендовать как главный метод борьбы с ... выбросами угля и газа, 2) не следует применять методы разработки, ... к внезапному обнажению газированных пластов, ... выбросам угля и газа.

Дальнейшее изучение природы и механизма внезапных выбросов угля и газа должно быть направлено на изучение других причин, ... это явление, и, в частности, на изучение роли горного ... в формировании внезапного выброса.

Поступило 11 IX 1955

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский А. А. О волнах внезапного выброса газированных ... ДАН СССР, т. 88, № 4, 1953.
2. Никольский А. А. О волнах разрушения газированных ... ДАН СССР, т. 91, № 6, 1953.
3. Христианович С. А. О волне дробления. Изв. АН СССР, ... 1953.

... НЕКОТОРЫХ ... СПЛАВОВ

... ГУЛЯНИЦКАЯ и Н. Н. БОГОВАРОВА

(Москва)

... твердых штейнов или сплавов сульфидов металлов ... последнего времени преимущественно исследованием ... В настоящей работе приведены данные по определе... ...ности и теплопроводности некоторых составов суль... ... системе Cu-Ni-Fe-S.

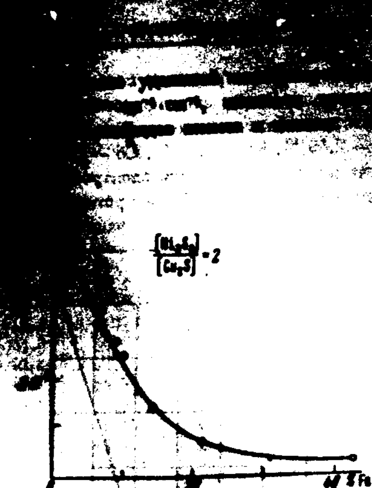
...тная равновесная система Cu-Ni-Fe-S изучена ... детальному изучению были подвергнуты лишь сплавы ... системы Cu-Ni-S. Часть тройной системы ... практическое значение для металлургии никеля, ... и Д. Лейвиковой [1]. Полученная ими часть ... системы Cu-Ni-S построена по данным ... структурного анализа. Д. Лейвиковой был также ... двух медно-никелевых производственных штейнов ... [Cu] ≈ 2, а количество железа равнялось 29.6 и ... исследования по определению электропроводности ... медно-никелевых сульфидных сплавов нами ... фазовые составы изучаемых сплавов ... материалами при приготовлении сплавов были ... и железа, полученные в лабораторных условиях ... серы.

... электропроводности и теплопроводности ... сплавов сульфидов двух видов: сплавы первого ... путем сплавления отдельных сульфидов в ... отношениях с получением сплавов двух (Cu_2S ...) (табл. ...) и трех сульфидов (Cu_2S ... Ni_3S_2 ... FeS) (табл. 2). Получен...

Таблица ...

Состав сплавов сульфидов меди и никеля

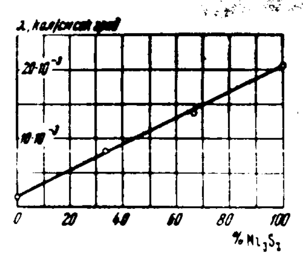
	Состав сплавов, % мол								
[illegible]	100	90	80	75	66.6	60	50	[illegible]	[illegible]
[illegible]	—	10	20	25	33.3	40	50	[illegible]	[illegible]



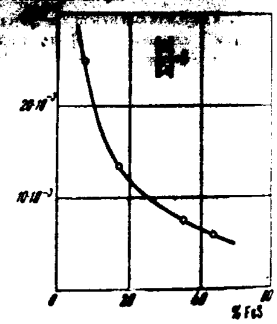
Фиг. 3. [illegible] сти γ ом⁻¹см⁻¹ [illegible] никеля и железа [illegible]

Фиг. 4. [illegible] электропроводности [illegible] медно-[illegible] с различным [illegible]

Заслуживает [illegible] никеля на величину электро[illegible] никеля было получено [illegible]. Из-мерение удельной [illegible]сти этих образцов [illegible] колебании содер[illegible] фиде никеля от 30.[illegible]



Фиг. 5. Значения удельной теплопроводности сплавов сульфида меди и никеля λ кал/см сек град.



Фиг. 6. Удельная теплопроводность медно-никелевых штейнов

удельная электропроводность изменяется от $3.1 \cdot 10^4$ до $6.5 \cdot 10^4$ ом⁻¹·см⁻¹, т. е. с уменьшением серы электропроводность сульфида [illegible]ается.

Результаты измерения удельной электропро[illegible] сульфида меди и никеля (фиг. 1) показывают, что с [illegible] в сплавах

[illegible] удельная электропроводность уменьшается от [illegible] $0.097 \cdot 10^4$ ом⁻¹·см⁻¹ у Cu_2S.

[illegible] электропроводности для металлизированных мед-[illegible]фидных сплавов (фиг. 2), содержащих: Ni от 60 до 15 % мол. [illegible] до 60 % мол., S 25 % мол., получились того же порядка, что [illegible] сульфидных сплавов. С возрастанием в сплавах количе-ства [illegible]довательно, и Cu_2S электропроводность их уменьшается. При [illegible] к сплавам сульфидов меди и никеля, взятых в соотно-шении [illegible] : $[Cu_2S] \approx 2$, сульфида железа, наблюдается понижение элe-ктро[illegible]ости сплавов (фиг. 3). Изменение величины удельной электро-прово[illegible] медно-никелевых штейнов с различным содержанием железа предст[illegible] на фиг. 4.

Да[illegible] по измерению теплопроводности медно-никелевых и медно-никеле[illegible]езных сульфидных сплавов (фиг. 5 и 6) имеют характер, аналоги[illegible] удельной электропроводности. При возрастании содер-жании в [illegible] сульфида меди (фиг. 5) и сульфида железа (фиг. 6) тепло-прово[illegible] сплавов уменьшается, однако уменьшение удельной теплопро-водно[illegible] менее резко, чем у удельной электропроводности.

Выводы

1. [illegible] медно-никелевых сульфидных сплавов, содержащих желез[illegible] %, по данным термического и микроструктурно[illegible] анал[illegible] раствора Ni — Cu — Fe, сульфида меди хим[illegible] $(FeS)_x Ni_y S_z$, сульфида никеля и [illegible] (FeS)[illegible]

2. [illegible] меди, никеля и железа — наименьшей [illegible] прово[illegible] железа (γ = 3.78 ом⁻¹см⁻¹), [illegible] сульф[illegible] ом⁻¹см⁻¹); наибольшая электропро[illegible] у суль[illegible] (γ = [illegible]·10⁴ ом⁻¹см⁻¹).

3. Опр[illegible] электропроводности твердых медно-никелевых [illegible] никелево-[illegible] сульфидных сплавов при температуре 20 [illegible] что увеличение содержания в сплавах сульфида меди и сульфида [illegible] понижает электропроводность сплавов.

4. Теплопроводность твердых медно-никелевых сульфидных [illegible] медно-никелевых штейнов с увеличением содержания сульфида [illegible] сульфида железа уменьшается

Поступило [illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов В. И. Металлургия [illegible] Металлургиздат [illegible]

О КИНЕТИКЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ АУСТЕНИТА

А. П. ГУЛЯЕВ, В. М. ЗАЛКИН

(Москва)

Методика большинства опубликованных ранее исследований (например [1,2,3,4]), в которых определялась кинетика изотермического превращения перлита в аустенит, была в основном однотипной (нагрев и выдержка тонких стальных образцов в расплавленных солях или свинце) и обусловливала некоторые существенные количественные погрешности в результатах экспериментов.

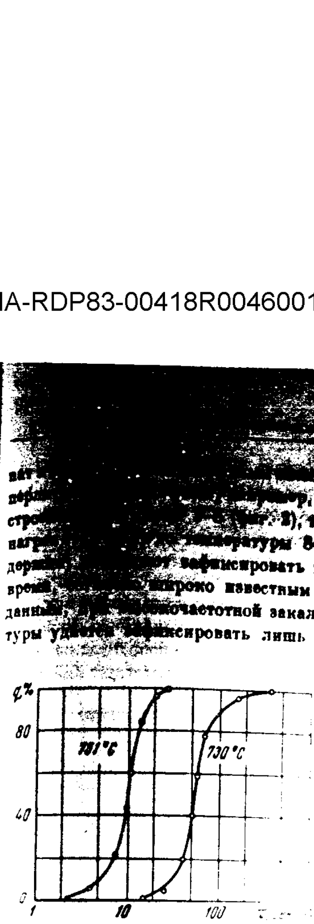
Так, в работах, выполненных по указанной методике, временем нагрева образца до температуры ванны либо пренебрегали вовсе, либо учитывали с небходимой точностью замедления в нагреве образца по мере уменьшения температурного градиента между ним и ванной.

Следует также указать, что исследователи, как правило, игнорировали развитие превращения во время нагрева до температуры выдержки. В связи со значительной скоростью нагрева тонких стальных образцов в расплавленных солях предполагалось, что практически удается перегреть перлит, не претерпевший каких-либо существенных изменений до температуры выдержки (в надкритической области), при которой, после «инкубационного периода» и начинается изотермическое образование аустенита.

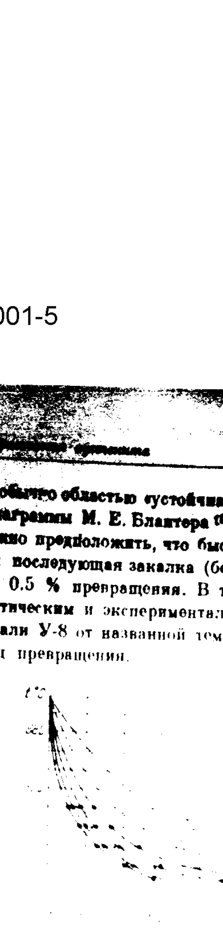
За длительность «инкубационного периода» принимали время от начала изотермической выдержки, в течение которого не отмечается изменений величины контролируемого физического свойства (твердости, электросопротивления и др.) исследуемых образцов. Построенные по данным таких работ кривые кинетики изотермического превращения при различных температурах, как это видно, например, на фиг. 1 (исследование Робертса и Мэля [5]), отсекают на оси абсцисс (по которой отложено время выдержки) определенные отрезки, характеризующие время «устойчивости» перлита при соответствующей температуре.

В действительности, в названных исследованиях практически фиксировалось [illegible] начало превращения, а та его степень, которая [illegible] метода исследования позволяла впервые [illegible] кинетических кривых изотермического [illegible] пересечения с осью абсцисс не является [illegible]

[illegible] относится и к сводным кинетическим диаграммам [illegible] аустенита, у которых область между осями координат [illegible] обычно областью «устойчивости» перлита [illegible], из диаграммы М. Е. Блантера [6], построенной [illegible] (фиг. 2), то можно предположить, что быстрый нагрев [illegible] температуры 840° и последующая закалка (без выдержки) [illegible] зафиксировать менее 0.5 % превращения. В то же время [illegible] широко известным практическим и экспериментальным данным, при высокочастотной закалке стали У-8 от названной температуры удается зафиксировать лишь конец превращения.



Фиг. 1. Кинетика изотермического [illegible] перлита в аустенит при температуре [illegible] по исследованиям Робертса и Мэля [illegible] количество аустенита % [illegible] время [illegible] термической выдержки [illegible]



Фиг. 2. Диаграмма кинетики изотермического образования [illegible] сталь У-8, температура [illegible] время τ в сек. [illegible] М. Е. Блантера [6]

Одной из особенностей поставленных нами экспериментов по исследованию изотермического превращения перлита в аустенит было применение для нагрева образцов метода электронагрева непосредственным пропусканием электротока промышленной частоты. После окончания нагрева образцов до заданной температуры, контролируемой фотопирометром, начиналась изотермическая выдержка.

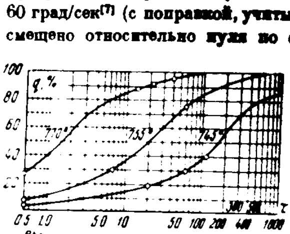
Температура выдержки автоматически поддерживалась на уровне (точнее, в узком интервале температур ± 2–5° от заданной) при помощи того же фотопирометра, осуществлявшего [illegible] включения и выключения [illegible]. В течении заданного [illegible] изотермической выдержки [illegible]. Изменения температуры образцов на протяжении [illegible] осциллографировались. Это позволяло точно [illegible] температуру выдержки и время [illegible]

Скорость нагрева до температуры [illegible] экспериментов данного исследования [illegible]

Кинетика изотермического [illegible] исходная структура — пластинчатый [illegible] ки 745, 755 и 770°.

На фиг. 3 приведены кривые кинетики [illegible] построенные по данным количественного [illegible] микроструктуры образцов, закаленных [illegible] должительности.

[illegible] кинетических кривых учитывалось (на [illegible] [illegible] и экспериментальных данных [5, 6, 7] [illegible] нагрева превращение начинается сразу после пере[illegible] [illegible] к моменту достижения температуры изотермической выдержки превращение уже получает определенное развитие. Показанная на фиг. 3 степень превращения, достигнутая к моменту начала изотермической выдержки при различных температурах, определена по данным о кинетике превращения перлита в аустенит при непрерывном нагреве со скоростью 60 град/сек[7] (с поправкой, учитывающей, что начало координат на фиг. 3 смещено относительно нуля по оси времени и соответствует 0.5 сек.).



Фиг. 3. Кинетика изотермического превращения перлита в аустенит стали У-8 при температурах 745°, 755 и 770° (скорость нагрева до температуры выдержки — 60 град/сек); количество аустенита q в %, время выдержки τ в сек.

Фиг. 4. Сводная [illegible] изотермического [illegible] перлита в аустенит стали У-8 [illegible] нагрева до температуры [illegible] град/сек). Время изотермической [illegible] τ [illegible] сек., температура [illegible]

Таким образом, точки пересечения кинетических [illegible] на фиг. 3 с осью ординат получены не путем экстраполяции, а на основе экспериментальных данных.

То обстоятельство, что кинетические кривые изотермического превращения отсекают определенные отрезки не на оси абсцисс, а на оси ординат, является принципиальной особенностью рассматриваемых графиков: на них полностью отсутствует «инкубационный период» и [illegible] развитие превращения во время нагрева до температуры [illegible] (фиг. 1). Очевидно, для каждой заданной температуры изотермического процесса степень превращения, достигаемая к началу выдержки, будет уменьшаться с увеличением скорости нагрева. Однако при любой скорости нагрева и любой температуре выдержки (выше A_1) начало изотермического процесса не будет совпадать с началом превращения.

Отсюда следует, что при увеличении скорости нагрева [illegible], отсекаемый кинетической кривой на оси ординат, будет [illegible], но он не может быть равен нулю. Другими словами, в [illegible] нагрева так называемое «изотермическое образование [illegible] является по сути комбинированным процессом, состоящим [illegible] протекающей при непрерывном нагреве от A_1 [illegible] второй, идущей при постоянной [illegible]

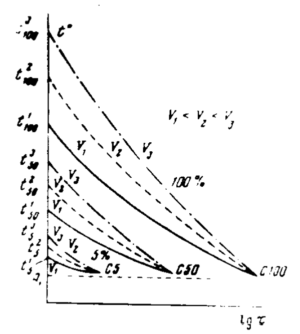
По экспериментальным данным о [illegible] аустенит при непрерывном нагреве [illegible] (фиг. 3) построены сводные диаграммы [illegible]

[illegible] стали У-8 такая диаграмма (для скорости [illegible] [изот]ермической выдержки — 60 град/сек) [illegible] на ней показывают время, необходимое для развития [illegible] 50 и 100% при различных температурах.

[illegible] пересечения с осью ординат линий диаграммы, соответствую[щих] [illegible] и 100% превращения, отложены в соответствии с данными о ки[нетике] превращения при непрерывном нагреве со скоростью 60 град/сек. [Остальные] точки взяты по кривым [ки]нетики изотермического процесса [п]ри температурах 745, 755 и [7]70°.

Как показывает диаграмма, к началу изотермической выдержки при температуре 760° уже имеется около 10% аустенита. Для окончания [illegible] при этой температуре [illegible] выдержка продолжительностью 200 сек. Изотермический процесс при температуре 790° начинается при наличии 50% аустенита, [illegible] завершения процесса при [illegible] температуре требуется [illegible]

При [illegible] 820° превращение пол[illegible] еще во время нагре[ва] [illegible] изотермической выдер[жки] [illegible] лишь процесс [illegible] аустенита и собирательной рекристалли[illegible]



Фиг. 5. Влияние скорости нагре[ва] [на] кинетику образования аустенита [illegible] время изотермической выдержки [illegible] температура t °C

Фиг. [illegible] кинетику превращения перлита в аустен[ит] [при] любой [illegible] A_1, но при одной определенной скорости [illegible] A_1 [illegible] температуры выдержки.

По[illegible] точек пересечения кривых фиг. 4 с осью ордина[т] непост[illegible] и изменяется в зависимости от скорости нагрева [illegible] [интер]вале [illegible] температуры выдержки.

На фиг. 5 приведена схема, показывающая влияние изменения [ско]рости [illegible] на кинетику изотермического образования [illegible] Точки [illegible] горизонтали, близкой к A_1, обозначенные нами [illegible] характеризуют время окончания [illegible] этапов аустени[illegible] при [illegible] перенагреве, при [illegible] превращения. [illegible] точек не зависит [illegible] является исходной [illegible] характеризующих [illegible] [illegible] по мере увели[illegible] характеризует кинетику [illegible] при постоянной температуре [illegible] скоростями. Она наглядно [illegible] нагрева до температуры изотермической [illegible] полного завершения превращения при [illegible] пературе, увеличивается, так как при этом уменьшается степень ... щения, достигаемая в процессе нагрева, до начала ...

Поступило 19 III 1953

ЛИТЕРАТУРА

1. Штейнберг С. С. Кинетика превращения аустенита ... в углеродистой стали. Тр. Уральск. индустриальн. инст., № 4, 1937.
2. Миркин И. Л. и Блантер М. Е. Кинетика ... в аустенит. Металлург, № 1, 1937.
3. Блантер М. Е. Образование аустенита и структура ... стали. Сб. «Новое в металловедении», Внитомаш, 1948.
4. Roberts D. and Mehl R. The mechanism and the Rate formation of austenite. Trans. of Amer. Soc. for Met., v. 31, 1943.
5. Гуляев А. П. и Залкин В. М. К вопросу об анализе термических кривых скоростного нагрева стали. ЖТФ, XXIV, 1954.
6. Гуляев А. П. и Залкин В. М. Влияние скорости нагрева на положение температурного интервала превращения перлита в аустенит. ЖТФ, вып. 2, ...
7. Гуляев А. П. и Залкин В. М. К теории фазовых превращений в стали при нагреве. Изв. АН СССР, ОТН, 19...
8. Глаголев А. А. Геометрические методы количественного анализа агрегатов под микроскопом. Госгеолиздат, 1941.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
ОТДЕЛЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК
№ 6 1955

... ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ СЛО... ...ОВАННОЙ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ

М. П. БРАУН и Е. Е. МАЙСТРЕНКО
(Киев)

Изготовление крупногабаритных деталей ответственного, и особенно турбинного, машиностроения требует такой стали, которая могла бы обеспечить сложный комплекс свойств прочности и пластичности при достаточно высокой вязкости и минимальной склонности к отпускной хрупкости.

Работа, проведенная в условиях Ново-Краматорского машиностроительного завода им. Сталина, преследовала цель изучить влияние малых добавок некоторых легирующих элементов на свойства хромомарганцовоникелевой и хромоникелевой стали.

Из работ [1,2] следует, что марганец и хром повышают твердость и ... сть конструкционной стали; особенно благотворно влияние ... прокаливаемость стали, что важно для крупногабаритных ...

Дополнительное легирование хромомарганцевой стали ... творно действует в смысле повышения вязкости и пластичн...

Было намечено исследовать стали I группы с содержанием ... II группы 2.3 – 2.7 % никеля (табл. 1).

Стали обеих групп дополнительно легировались небольшими ... ствами следующих элементов: ванадия, вольфрама ... раздельно и в комплексе. В качестве комплексного был... ование двумя и тремя элементами: титаном и вольфр... вольфрамом и титаном, ванадием и вольфрамом.

Выплавка опытных ... ионной печи емкостью ... редиеуглеродистая ... ферросплавов, за исключением ... аллическом виде. Плав...

...литки расковывал... ...мпературе 850—86...

Определение механ... ...ьных стандартных ... ...адрелом Менаже...

Заготовки разрывных ... и последующему отпуску при ... ...ые 50°. Охлаждение после отпуска ...

Таблица 1

Химический состав исследованных сталей

Композиция и № плавок		C	Mn	Cr	Ni	Si	S	P
I группа								
Cr—Mn—Ni	16	0.39	1.48	1.15	1.30	0.35	0.030	[illegible]
Cr—Mn—Ni—Ti	72	0.36	1.35	1.16	1.54	0.30	0.027	[illegible]
Cr—Mn—Ni—V	54	0.38	1.47	1.17	1.40	0.34	0.028	0.021
[illegible]—Mn—Ni—W	19	0.37	1.25	1.06	1.57	0.24	0.029	[illegible]
[illegible]—Mn—Ni—Mo	35	0.36	1.20	1.07	1.54	0.19	0.030	0.022
[illegible]—Ni—Nb	127	0.36	0.99	1.01	1.58	0.30	0.018	
[illegible]—Ni—Ti—W	60	0.36	1.12	1.04	1.56	0.24	0.029	0.018
[illegible]—Ni—V—W	49	0.35	1.39	1.09	1.45	0.24	0.018	[illegible]
[illegible]—Ni—Ti—V—W	113	0.36	1.24	1.09	1.68	0.29	0.020	[illegible]
II группа								
[illegible]	36	0.36	1.32	1.11	2.23	0.37	0.029	0.022
[illegible]	74	0.36	1.36	1.27	2.51	0.26	0.015	[illegible]
[illegible]	100	0.36	1.06	1.09	2.61	0.17	0.015	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.37	1.36	1.16	2.35	0.27	0.028	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.07	2.20	0.29	0.030	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.47	0.30	0.016	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.51	0.30	0.015	0.027
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.30	0.34	0.029	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.44	0.28	0.019	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.37	0.60	1.85	1.73	0.24	0.029	0.019
[illegible]	114	0.36	0.75	1.10	1.68	0.29	[illegible]	[illegible]
[illegible]—W	59	0.36	0.63	1.01	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

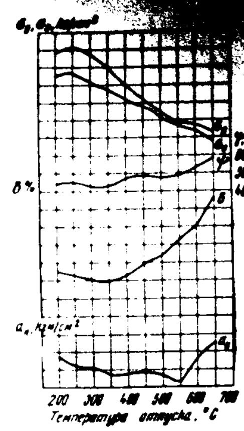
[illegible] характеристик опытных сталей после закалки и высокого [illegible] [illegible] указана в табл. 1 (см. № плавки)

№ плавки	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	T—600° δ	ψ	a_k
[illegible]	95.4	—	8.4	48.3	3.0	92.5	86.2	11.4	55.2	[illegible]
[illegible]	104.4	96.2	8.7	52.8	4.8	92.3	80.7	11.9	62.9	[illegible]
54	141.7	106.0	8.0	46.0	2.75	133.2	128	6.9	44.1	[illegible]
19	113.7	104.9	9.4	55.7	5.85	97.9	90.2	13.5	[illegible]	[illegible]
35	105.0	97.6	8.9	96.6	10.9	96.1	86.5	11.2	[illegible]	[illegible]
127	110.0	106.1	8.4	52.3	5.50	94.4	85.7	10.0	[illegible]	[illegible]
60	113.5	108.9	8.5	48.9	7.1	96.1	90.5	13.0	52.9	[illegible]
49	118.0	111.1	8.7	46.0	5.70	110.3	103.8	11.2	[illegible]	[illegible]
113	[illegible]	[illegible]	7.5	45.9	3.8	111.7	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

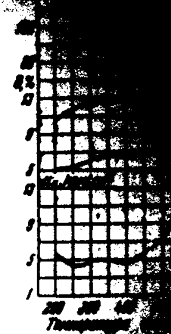
Сравнение основных механических характеристик опытных сталей после закалки и высокотемпературного [illegible] стали указана в табл. 1 (см. № плавки)

№ плавки	T—550° σ_b	σ_s	δ	ψ	a_k	T—600° σ_b	σ_s	δ	[illegible]	[illegible]
36	[illegible]	93.0	9.3	49.6	2.38	95.6	84.4	10.9	53.7	[illegible]
74	121.[illegible]	99.1	9.3	[illegible]	[illegible]	105.5	89.5	10.0	[illegible]	[illegible]
100	[illegible]	[illegible]	8.2	[illegible]	[illegible]	108.[illegible]	[illegible]	8.[illegible]	56.[illegible]	[illegible]
[illegible]	111.[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	91.1	[illegible]	58.[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible] прочностью.

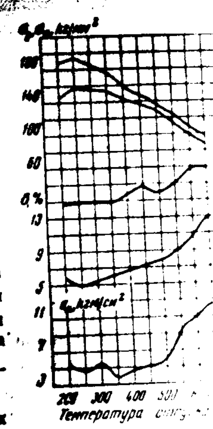


Фиг. 5. Изменение механических свойств стали 35ХГН2 в зависимости от температуры отпуска T; плавка 36



Фиг. 6. [illegible]

[illegible]



Фиг. 7. Изменение [illegible] ских свойств стали [illegible] зависимости от [illegible] отпуска T [illegible]

П[illegible]ышение прочности и пониж[illegible] темпе[illegible]рах 550—600°, видимо, связано [illegible] выделения [illegible] мартенсита сложных, содержащих ванадий, карбидов в [illegible] диспер[illegible] форме. При более высокой температуре отпуска (650°) происходит [illegible] карбидов, в силу чего снижаются свойства прочности и не[illegible] повышаются свойства вязкости и пластичности.

Несомненный интерес представляет сложнолегированная сталь, содер[illegible]жащая вольфрам. Прежде всего следует отметить, что у этой [illegible] после отпуска при 550 и 600° показатели свойств прочности, [illegible] и вязкости значительно превосходят показатели свойств [illegible] стали. При этом легирование стали вольфрамом понижает [illegible] пределом текучести и пределом прочности и при температурах [illegible] 500—650° различие между σ_b и σ_s составляет лишь 8—10 кг/[illegible] 2).

Вольфрам хотя и кристаллизуется в объемноцент[illegible] кубической решетке, подобно α-железу, но значительно [illegible] большим атомным радиусом (1.408 Å), что вызывает [illegible] ние решетки. Необходимо обратить внимание, что [illegible] содержит 0.37 % C при несколько меньшем [illegible] (1.25 %), чем у исходной стали.

[illegible] Mn, [illegible] обладает [illegible] прочности [illegible] отпуска при [illegible] σ_b = 105 кг/мм², [illegible] кгм/см².

[illegible] приведенных [illegible] заключение о [illegible] содержания [illegible] стали углерода, [illegible] на нижнем пределе. [illegible]дует, что совершенно [illegible] необходимо сделать у [illegible]легированной стали, [illegible]. Эта сталь, несмотря на [illegible] марганца (и отчасти [illegible] более высокие значения [illegible] a_k (a_k более 9 кгм/см² [illegible] 650° (с медленным охла-[illegible]

[illegible] карбидообразующих [illegible], ниобий) яно-[illegible] наиболее отличается [illegible] атомного радиуса [illegible] кристаллизуется в [illegible] кубической [illegible]у, но его решетка имеет значи[illegible] Å), чем у α-железа (2.861 Å).

[illegible] позволяют сделать заключение, что [illegible] решетки α-железа еще в большей ме[illegible] тем карбиды сложного состава, содержащие [illegible] отпуске, очевидно, выделяются в менее ди[illegible] [illegible]ды, содержащие ванадий, вследствие чего [illegible] вязкости стали, дополнительно легирова[illegible] [illegible]ом, какое имеется у стали, дополнительно [illegible] При наличии в стали вольфрама и ниобия [illegible] гранях кристаллитов [illegible]; из числа исследованных [illegible] [illegible]тание свойств [illegible] легированной вольфрамом [illegible] при 600—650 [illegible]

[illegible] σ_s = 90÷82 $\frac{кг}{мм^2}$ [illegible]

[illegible] эти свойства аналогичны свойствам [illegible] значительным количеством молибдена [illegible]

[illegible] рованная сталь [illegible] дием и титаном, [illegible] прочности и пластичности, [illegible] высокой вязкости.

Данные о свойствах прочности, [illegible] II группы, содержащих больше никеля [illegible], чем стали I группы (1.3—1.7 %), позволяют сделать следующие выводы.

Повышение содержания никеля в стали исходного состава (плавка 36) не вызывает никаких существенных изменений (фиг. 5).

У стали, дополнительно легированной титаном (плавка 74), наблюдается малое понижение динамической вязкости, а у стали, дополнительно легированной ванадием (плавка 100),— незначительное ее повышение.

[illegible] сочетание свойств прочности и вязкости обеспечиваются [illegible] дополнительно легированной вольфрамом (плавка 71) либо ни[illegible] (28). Однако свойства сохраняются на том же уровне, что [illegible] I группы соответствующего состава. Из сравнения данных табл. [illegible] можно сделать вывод, что повышение содержания никеля до 2.5% [illegible] стали рассмотренных композиций, не изменяет существенно [illegible] механические свойства. При этом мы не касаемся вопроса влияния подобного повышения содержания никеля на прокаливаемость стали, так как этот вопрос будет рассмотрен в отдельной статье.

Высказанные выше соображения на основании проведенных экспериментов позволили подвергнуть более углубленному изучению сложно[illegible]легированную сталь 35ХГНВ (фиг. 6). Результаты определения свойств [illegible] стали и стали хромоникельмолибденовой (35ХНМ, фиг. 7) показали, что первая сталь обладает не только теми же свойствами прочности [illegible] пластичности, что и сталь 35ХНМ, но и более высокой динамической вязкостью.

Поступило 24 II 1955

ЛИТЕРАТУРА

1. Браун М. П. Основные свойства конструкционной хромомарганцевой стали. Изд. АН УССР, 1953.
2. Браун М. П. Комплекснолегированные конструкционные стали. Изд. АН УССР, 1952.

№ [illegible] 1955

[illegible]НИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ СМАЧИВАЕМОСТИ [illegible]ЛОВ В НЕФТЯНЫХ КОЛЛЕКТОРАХ

[illegible]МАН, В. Б. ШНЕЕРСОН и А. Г. МАМИКОНОВ

(Москва)

Проблема нефтеотдачи из продуктивных пластов обычно рассматривается в зависимости дебита от давления. Американские авторы (Маскет, Джонс, [illegible]) считали, что поверхностные явления оказывают влияние на распределение нефти и воды в залежи и не зависят от давления[1]. Применение различных методов интенсификации добычи нефти, особенно закачки воды, показало, что роль поверхностных явлений весьма велика и сильнее всего выражена в процессах отмывки нефтей различными водами. Поэтому влияние давления на изменение поверхностных свойств нефтей и вмещающих горных пород представляет особый интерес.

В последнее время в нефтяных научно-исследовательских учреждениях большое внимание уделяется исследованиям при высоких давлениях. [illegible] части работ по технологии добычи нефти проводится определение различных физических и физико-химических характеристик нефтей и пластовых вод при высоких давлениях и температурах (вязкость, плотность и [illegible]).

М. М. Кусаков, Н. М. Лубман, А. Ю. Кошевник провели [illegible] по исследованию молекулярно-поверхностных свойств [illegible] нефтепродуктов при повышенных давлениях и температурах [illegible] нию поверхностного натяжения на границе нефть —газ, нефть [illegible] установили зависимость этих характеристик от полярности [illegible] газовой фазы [2,6,7]. До сих пор, однако, сравнительно мало [illegible] явление смачивания, которое играет большую роль в процессах [illegible] чения нефти из пласта, оно является чувствительным методом [illegible] вания и позволяет изучать поверхностные явления, происходящие [illegible] при его разработке.

Впервые работы по определению краевых углов смачивания при высоких давлениях были поставлены в Институте азотной промышленности [illegible] в лаборатории И. Р. Кричевского П. Е. Большаковым [8]. Наблюдалось изменение смачиваемости металлов различными жидкостями на границе с азотом, водородом, углекислым [illegible] при давлениях от 1 до 800 кг/см². В этих условиях [illegible] смачиваемость с увеличением давления ухудшалась.

М. М. Кусаковым, Н. М. Лубман и [illegible] изменения смачиваемости при высоких давлениях [illegible] работа была проведена на границе с парафином [illegible] ние о том, что величина краевого угла весьма мал[illegible]

[illegible] следовал[illegible] [illegible] ов, входя[illegible] щих в [illegible] влиянием нефтей поверхност[illegible] образовани[illegible] прочной, химически [illegible] этих рабо[illegible] был объяснен механизм [illegible] предложен спос[illegible] повышения нефтеотдачи при помощи [illegible] ктивны[illegible] ществ при площадном заводнении [illegible]

Для использования результатов, [illegible] ферном [illegible]лении в условиях пласта, необходимо было [illegible] ответству[illegible] испытания при давлениях до 350 кг/см² и высоких [illegible] турах (до 90°) на границе с различными газами, с тем чтобы [illegible] влияние [illegible] факторов. Наблюдение смачиваемости велось в присутствии азота и у[illegible] кислого газа, что представляло особый интерес, так как эти газы [illegible] можно использовать при газо-водяной репрессии для повышения неф[illegible] отдачи [illegible]. Как показали многолетние лабораторные опыты[40], присутст[illegible] газовой фазы в воде повышает ее нефтевымывающие свойства.

Настоящая статья посвящена результатам исследования смачив[illegible] мости кальцита, обработанного различными нефтями при высоких да[illegible] лениях (до 350 кг/см²) на границе с азотом; несколько опытов прове[illegible] на границе с углекислым газом при давлениях до 50 кг / см². В каче[illegible] смачивающей среды была взята дистиллированная вода двойной пе[illegible] гонки и только в отдельных случаях — водопроводная вода или [illegible] вой раствор (NaCl).

Предыдущими работами было показано, что под влиянием нефти пове[illegible] ностные свойства различных минералов (кварца, кальцита и поле[illegible] шпата), являющихся основными компонентами нефтяных коллек[illegible] изменяются аналогично, т. е. во всех случаях наблюдается гидро[illegible] зация поверхности. В качестве твердой фазы был выбран кальци[illegible] как он представляет ряд преимуществ при работе (дает более резк[illegible] нения гидрофобизации под влиянием поверхностно-активных [illegible] прозрачен и легко раскалывается по граням спайности, давая [illegible] чистую поверхность).

Исследование смачивания проводилось в гистерезисных [illegible] (B_{12})[14], т. е. вначале при атмосферном давлении шлифы кальци[illegible] батывались в течение часа толуольными растворами нефти, а [illegible] сухую поверхность шлифа при различных давлениях наносила[illegible] воды или раствора[11]. Измерение [illegible] на границе [illegible] капля воды [illegible] азот или углекислый [illegible] атмосферном давл[illegible] духе. Эта серия опытов [illegible] при комнатной температуре.

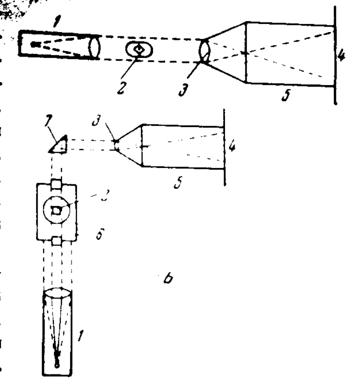
Для измерения краевых [illegible] смачивания при высоких дав[illegible] нами была [illegible] камера [illegible] давления, которую [illegible] [illegible] для измерения краевых углов см[illegible]

[illegible] минералами месторождения Майдан [illegible] с исландским шпатом из Якутии.

Шлифы [illegible] получались раскалыванием минерала по граням [illegible] перед обработкой.

[illegible] ферн[illegible] при атмос[illegible] [illegible] столик 2, фотоап[illegible] парат [illegible] оптич[illegible] ния [illegible] личен[illegible] рат сн[illegible] кой 5, [illegible] кую [illegible] аппарата. Экран 4 [illegible] ром подвижн[illegible] нитей, предлож[illegible] Липец[15], для измерения краевых углов. [illegible] насадке [illegible] имеются пазы для [illegible] тографической кассеты.

При работе под высоким дав[illegible]лением (фиг. 1, Б) используется [illegible] ера высокого давления 6, [illegible] три которой помещается [illegible] ктный столик 2. Осветитель [illegible] камера 6 расположены [illegible] том случае под прямым [illegible] ом к [illegible] оптической [illegible] для того чтобы [illegible] ть наблюдения [illegible] [illegible] разрыва [illegible] стекол. Против камеры на [illegible] мье закрепляется призма полного внутреннего отражения [illegible] учения изображения капли на экране, осуществляющ[illegible] светового луча на 90°.



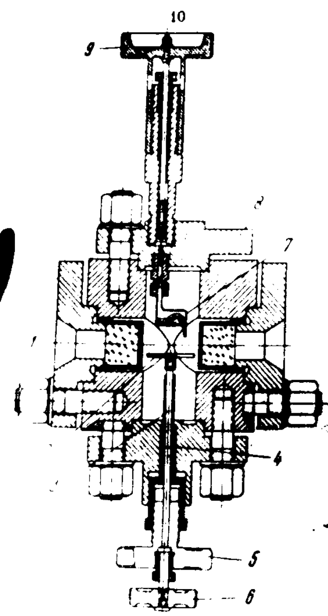
Фиг. 1. Оптическая схема установки [illegible] мерения краевых углов смачивания при [illegible] сферном давлении — *А* и при [высоко[illegible] нии — *Б*

Камера высокого давления, изображенная схематич[illegible] олнена из нержавеющей стали. В стенках камеры, ра[illegible] пендикулярно ее оптической оси, закреплены плоско-пара[illegible] тельно пришлифованные стекла 1 толщиной 20 мм. [illegible] предохранительный щиток [illegible] лический щиток. Объек[illegible] й исследуемый образец [illegible] с образцом, помещенным [illegible] рый через сальник 4 выходи[illegible] 5 перемещается по вертика[illegible] ной плоскости. В столике [illegible] на контрольных капель [illegible] ения. Эти капли собираются [illegible] ложенный на дне камеры. [illegible] ителем жидкости с насыщающим [illegible]

[illegible] тановка была изготовлена [illegible] ута нефти АН СССР.

[illegible] капилляра [illegible] часть камеры ввернут штуцер [illegible]

При работе с давлением до 100 [illegible] средственно из баллона (фиг. 3); при [illegible]

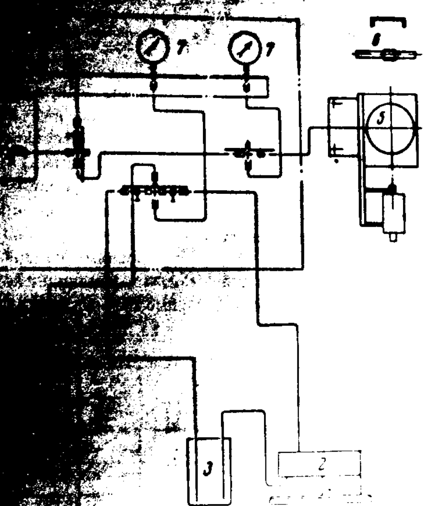


Фиг. [illegible] Схема камеры высокого давления

[illegible] на. [illegible] стакан [illegible] металлический [illegible] немного [illegible] ных до [illegible] стакан — [illegible] через штуцер [illegible] насосом ГИВД [illegible] ностью 1 л/час. [illegible] над ртутью в этом [illegible] заполнено вазелиновым [illegible], которое нагнетается [illegible] из масляного бачка 3. При [illegible] масло поступает в этот же бачок. Второй стакан — газовый — может соединиться с газовым баллоном 1 и камерой высокого давления [illegible] При работе насоса [illegible] вытесняет ртуть в газовый стакан, уменьшая объем и, следовательно, [illegible] давление газа в стакане и в камере высокого давления. Уровень ртути в стаканах контролируется по объему масла [illegible] сливном масляном бачке, изготовленном из плексигласа.

Для сигнализации крайних положений ртути предусмотрена электрическая схема (фиг. 4). К металлическому электроду, ввернутому в крышку газового стакана, прикреплен стержень из плексигласа, длина которого на 2 см меньше длины камеры стакана. На нижнем конце стержня помещен второй [illegible] металлический электрод, соединенный с верхним проволочным сопротивлением [illegible] ом. К выпрямителю 4 последовательно подсоединены [illegible] реле [illegible] сопротивление между электродами. Ток срабатывания реле 1 [illegible] ма, а реле 2—30 ма. Когда ртуть находится ниже нижнего [illegible] цепь разомкнута и реле 1 через нормально замкнутый контакт [illegible] сигнальную зеленую лампочку 7 на щитке и гудок, сигнализирующие о достижении ртутью нижнего уровня. Если ртуть находится между верхним и нижним контактами электрода, то в цепи реле протекает ток около 20 ма, реле 1 срабатывает и размыкает свои контакты, вследствие чего зеленая лампочка гаснет и гудок прекращается.

[illegible] автоматически [illegible]



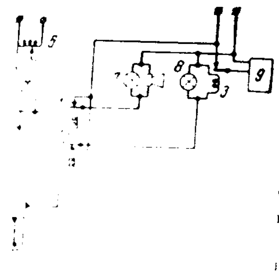
[illegible] Схема установки высокого давления

При [illegible] масла из поджимки, под небольшим давлением [illegible] ся световой и звуковой сигналы о достижении ртутью [illegible] а при нагнетании масла — световой сигнал о достижении [illegible] го уровня, и автоматически прекращается нагнетание.

Измерение краевых углов смачивания в [illegible] при высоком давлении производится следующим образом. [illegible] сокого давления на объектный столик помещают [illegible] рала, предварительно обработанные исследуемым [illegible] В капельницу наливают дистиллированную [illegible] после чего он закрепляется в крышке камеры [illegible] так, чтобы шарик попал под кончик капельницы [illegible] оптическая система (по кончику капельницы [illegible] Когда давление в камере и капельнице [illegible] в капельнице прекращается (движение [illegible]

[illegible] чтобы сжатию подвергалась [illegible] должна быть предварительно [illegible] стакан. Увеличение [illegible] из масляного стакана в бачок при [illegible] ртуть в масляном стакане поднимается до [illegible]

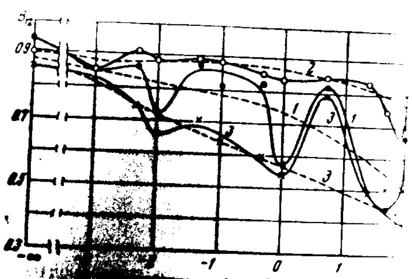
Когда достигается необходимое давление [illegible] вают, [illegible] изолируя [illegible] стемы и приступают [illegible]



Все исследования [illegible] так, что капля наносилась при определенном, заранее заданном давлении. Краевые углы измерялись несколько раз до получения устойчивых результатов и брались средние данные.

На границе с азотом смачивание наблюдалось при разных давлениях — от 1 до 350 кг/см². Были исследованы четыре нефти из разных месторождений Советского Союза: ромашкинского, туймазинского, бугульминского и им. Ленина. Первые две — девонские из районов Второго Баку, а вторые две, бакинские, — из подкирмакинской свиты.

Особенно подробно изучено влияние ромашкинской нефти. В этом случае были исследованы концентрации толуольных растворов, которые нами изучались ранее [9,11] на других нефтях, в пределах от 0,001 до 100 %. Такие опыты проведены при атмосферном давлении, при 150 и 350 кг/см² и с семью различными концентрациями нефти в толуоле при всех указанных выше давлениях (фиг. 5 и 6).

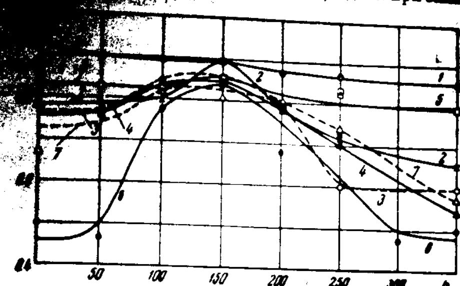


Фиг. 5. [illegible] смачиваемости кальцита, об[работанного] толуольными растворами ромашкинской нефти, при атмосферном и при высоком давлении. Гистерезисное смачивание $B_{12} = f(c)$: кальцит — капля воды — воздух: ● — 1 кг/см²; ○ — 150 кг/см², × — 350 кг/см²; пунктиром показана основная закономерность изменения смачиваемости от давления

Кривая смачивания $B_{12} = \cos\theta$, полученная с ромашкинской нефтью при атмосферном давлении, дает изломы в зависимости от изменения концентрации нефти в толуоле (фиг. 5). Взяты логарифмы концентраций, так как последние изменяются в широких пределах.

С этой нефтью капли воды после нанесения на поверхность шлифа не сразу достигали равновесия, а постепенно растекались, что особенно заметно при больших концентрациях (50—75 %) нефти в толуоле. Аналогичное явление наблюдалось только с одной из исследованных нами неф[тей] [illegible]

[illegible] поверхностной [illegible] резко изменяется: при [illegible] нефти в толуоле получены высо[кие] [illegible] B_{12} = 0.900—0.840) и даже при сам[ых] [illegible]



Фиг. 6. Изменение смачиваемости кальцита, обработанного толуольными растворами ромашкинской нефти, в зависимости от давления p (кг/см²). Гистерезисное смачивание (B_{12}) на границе: кальцит — капля воды (дест.) — азот: 1. ⊖ — 0 %, 2. × — 0.01 %, 3. ○ — 0.5% 4. ▲ — 1.0 %, 5. □ — 5.0 %, 6. ● — 25.0 %, 7. △ — 100.0 %

[ко]нцентрации [illegible] тельно выше других. Резу[льтаты] получ[енные] [illegible] отличаются от только что [illegible] [кривы]х. В [illegible], чем при атмосферном дав[лении] кривая [illegible] ниже других кривых. [illegible] [явл]яются [illegible] исходных кривых (при атмосферном [давл]ении), но [illegible]. Таким образом, кривые [illegible] [п]ри атмосферном давлении, занимают промежуточное по[ложение] [illegible] [пов]ышение давления выравнивает колебания и направляет [illegible] [опреде]ленным образом.

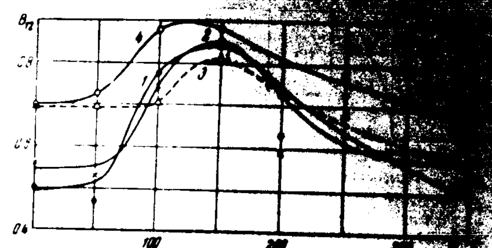
При 150 кг/см² в основном выявляется свойство [ромашкинской не]фти давать высокие значения смачивания, а при 350 кг/см² [illegible] [за]метно ухудшается. На фиг. 5 штрихами показана основн[ая закономерн]ость изменения смачивания [illegible]

Опыты по смачиванию [illegible] при [illegible] [кон]центрациях ромашкинской [illegible] [illegible] что с повышением давления [illegible] дальнейшим увеличением [illegible] 350 кг/см² достигают наименьших [illegible]

При этом давлении име[illegible] давления, смачиваемость [illegible] достигает наименьших значени[й] [illegible]

Краевые углы при этих [illegible] полученные при атмосферном [illegible] чений θ^0_{12} = 57—71° (фиг. 6) [illegible] слабаем.

При 100 %-ной [illegible] концентрацией. Слабее всего [illegible] нефти в растворе, так как с этой [illegible] дается хорошее смачивание.



Фиг. 7. Изменение смачиваемости кальцита, обрабо[illegible] толуольными растворами нефтей Второго Баку при различных давлениях p (кг/см²) на границе с азотом (или воздухом) [illegible] Ромашкинская нефть — 25 %-ный раствор нефти в толуоле: 1. ● — дистиллированная вода; 2. [illegible] — водопроводная вода; [illegible] Δ — NaCl 10 % (в дистиллированной воде). Туймазинская нефть — 1%-ный раствор нефти в толуоле. 4. ○ — дистиллированная вода.

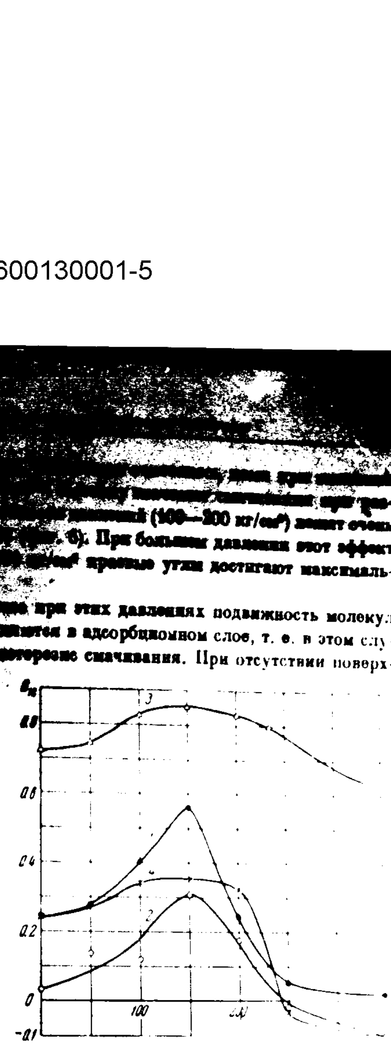
Совершенно особо стоит изменение смачивания в случае [illegible]ного [illegible], т. е. при обработке кальцита чистым толуолом. Здесь [illegible] и с ростом давления краевые углы лишь немного у[illegible]ются (от $\theta^0_{12} = 21°$ до $\theta^0_{12} = 31°$), т. е. смачивание несколько ухудш[illegible] значении $B_{12} = 0.933$ до $B_{12} = 0.857$). Эти результаты сходны с [illegible] полученными при исследованиях на чистых поверхностях [illegible] АП — лаборатория И. Р. Кричевского) и парафина [illegible]. С[illegible], при отсутствии нефти в растворе, которым обрабатывалась [illegible]фе, т. е. при отсутствии поверхностно-активных молекул [illegible]ном слое, давление действует однозначно, вызывая увели[illegible]лов смачивания.

Повышение смачивания в интервале давлений от 100 [illegible] при наличии нефтяной адсорбционной пленки, видимо, [illegible]ной ориентацией молекул в адсорбционном слое [illegible] при этих давлениях. То, что при атмосф[illegible] образно изменяется с концентрацией [illegible] ние капли на шлифе, также [illegible] ном слое сохраняют [illegible]

[illegible] при высоких свой[illegible] при раз-ных [illegible] давлений (100—200 кг/см²) лежит очень бли[illegible] (фиг. 8). При больших давлениях этот эффект осл[illegible] краевые углы достигают максималь-ных [illegible]

М[illegible] при этих давлениях подвижность молекул затру[illegible]тся в адсорбционном слое, т. е. в этом слу-чае [illegible] гистерезис смачивания. При отсутствии поверх-ност[illegible] пони[illegible] очен[illegible] зано [illegible] са, [illegible] моле[illegible] сти [illegible]процессе рабо[illegible] разами эта [illegible] должна быть [illegible] более четк[illegible]

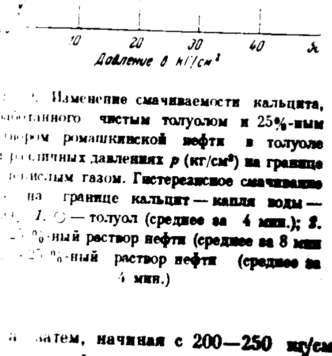
[illegible]чивания шли[illegible], обра-бот[illegible] рас-твор[illegible]ной неф-ти [illegible] вод[illegible] дво[illegible] лон[illegible] рас[illegible] кн[illegible] так[illegible] ння[illegible] чи[illegible] вод[illegible] на[illegible] неф-п[illegible] 50[illegible] 100[illegible]



Фиг. 8. Изменение смачиваемости [illegible] ботанного толуольными растворами [illegible] при различных давлениях p [illegible] смачивание (B_{12}) на границе [illegible] (дистиллированной) — азот [illegible] нефть (ПК-2) — 1 %-ный раствор [illegible] 1. ● — 1-я серия; 2. [illegible] нефть (ПК-1): 3. Δ — [illegible] в толуоле; 4. × — 1,0 %-ный [illegible] толуоле

[illegible] т. е. 10 % NaCl при атмосферном [illegible] несколько выше. При больших дав[illegible] близкие результаты для всех трех крив[illegible] были поставлены и с другими нефтями [illegible] одна концентрация толуольного р[illegible] при всех давлениях, указанных выше, от 1 [illegible] при давлении в 100—150 кг/см² наблюдается [illegible], и только при 350 кг/см² величина кра[illegible] [illegible]ет исходное значение краевого угла [illegible] проведены с двумя бакинскими [illegible] им. Ленина два опыта с 1%-ным раство[illegible]ого, то были взяты для приготовления раство[illegible] и после взбалтывания) и нефтью и бузовнинского месторождения две концентрации: 0.1 и 1.0%. На кривых при 150 атм давления имеется максимум, отвечающий наибольшему смачиванию. При больших давлениях краевые углы достигают максимальных значений и даже переходят в отрицательную область смачивания, что отвечает наибольшей гидрофобизации поверхности. С нефтью из месторождения им. Ленина при атмосферном давлении $\theta_{12 средн.} = 82°$, при 150 кг/см² $\theta'_{12 средн.} = 65°$ и при 350 кг/см² $\theta'_{средн.} = 93°$ (фиг. 8).

Аналогичные результаты получены с 1%-ным раствором бузовнинской нефти. Только при малых давлениях эффект повышения смачивания (гидрофилизации) не так четко выявлен; однако при больших давлениях (выше 200 кг/см²) наблюдается также довольно сильное ухудшение смачивания.



Фиг. 9. Изменение смачиваемости кальцита, обработанного чистым толуолом и 25%-ным раствором ромашкинской нефти в толуоле при различных давлениях p (кг/см²) на границе с углекислым газом. Гистерезисное смачивание на границе кальцит — капля воды — ... 1 — толуол (среднее за 4 мин.); 2 — 25%-ный раствор нефти (среднее за 8 мин ... 25%-ный раствор нефти (среднее за 4 мин.)

Краевой угол при 350 кг/см² равен $\theta'_{12} = 96°$, а при 150 кг/см² этот угол $\theta'_{12} = 70°$.

При малой концентрации (0.1 %) это явление аналогично, но все же с повышением давления снова заметно повышение смачивания в области 100—200 кг/см² ($\theta'_{12} = 32—34°$), а при 350 кг/см² величина краевого угла становится несколько больше, чем при атмосферном давлении; при 1 кг/см² $\theta'_{12} = 44°$, а при 350 кг/см² $\theta'_{12} = 50°$ (фиг. 8).

Таким образом, во всех исследованных случаях смачивание на границе с азотом изменяется в зависимости от давления, так что вначале, с повышением давления примерно до 150 кг/см², оно увеличивается, а затем, начиная с 200—250 кг/см², снижается. Это наблюдается со всеми нефтями, при всех концентрациях и особенно сильно выражено при больших концентрациях.

Отмеченная закономерность справедлива для туймазинской и бакинских нефтей, несмотря на то что они не обладают такой резко выраженной полярностью, как ромашкинская нефть. Только при отсутствии нефтяной адсорбционной пленки нет области максимума, и с увеличением давления смачивание лишь немного ухудшается.

При наблюдении смачиваемости кальцита в среде [illegible] обнаружено аналогичное явление. Были проведены [illegible] при различных давлениях (от 1 до 50 кг/см²); [illegible] обработанным толуолом, и другая серия [illegible] 25%-ным раствором ромашкинской нефти [illegible]

[illegible] приведены кривые по средним значениям смачиваемости, [illegible] за определенные промежутки времени с момента нанесения [illegible] (4 и 8 мин).

После обработки толуолом, с увеличением давления смачиваемость кальцита водой заметно ухудшается. Краевой угол возрастает от $\theta'_{12} = 19°$, при атмосферном давлении, до $\theta_{12} = 41°$ при 30—50 кг/см² CO_2, т. е. наблю[illegible] же закономерность, как и с азотом, но здесь она выра[illegible]

При [illegible]сорбционного слоя ромашкинской нефти, с увеличением д[illegible] газа, наблюдается обратный процесс — смачиваемо[illegible] $B_{12} = 0.342$ ($\theta_{12} = 70°$), при атмосферном давлении до B[illegible] при 30—50 кг/см² CO_2. Следовательно, при наи боле[illegible] углекислого газа (50 кг/см²) смачиваемость каль[illegible] раствором нефти в толуоле и чистым толуолом, очен[illegible]).

Р[illegible] краевых углов $\Delta\theta'_{12}$ при [illegible] составляет лишь[illegible] атмосферном давлении [illegible]

Н[illegible] растекания капли воды на поверхности кальцита [illegible] при наличии нефтяной адсорбционной пленки имеет место [illegible] времени даже при атмосферном давлении. В среде углек[illegible] при высоких давлениях капли сразу растекаются [illegible] нее и [illegible] тем быстрее, чем больше давление.

В с[illegible] обработки чистым толуолом капли стабильны и [illegible] не во [illegible] не наблюдается, несмотря на то что [illegible] более [illegible] и, следовательно, капля воды должна бы [illegible] [illegible] гидрофобизованной поверхности. [illegible] подтвер[illegible] выше предположение о том, что [illegible] твер[illegible] минерала, очевидно, растворяется [illegible] пленк[illegible] входящих в нее полярных молекул.

По[illegible] имеют большое практическое [illegible] нефтян[illegible] позволяют глубже проникнуть [illegible] процес[illegible] в пласте, и создавать наиболее [illegible] ния [illegible] давления путем [illegible]

Из [illegible] данных видно, что введение в нагнетаемые [illegible] ных [illegible] положительный результат и что в [illegible] ний [illegible] должны быть подобраны оптимальные [illegible] действ[illegible] высокие давления могут лишь ослабить [illegible] моле[illegible] взаимодействия и снизить вымывающее действие [illegible] таем[illegible] заводнении. Аналогичные данные нами получены [illegible] иссл[illegible] на границе с метаном, где эти закономерности [illegible] вы[illegible]. Данные этих работ являются предметом [illegible] ной [illegible]

[illegible]ченные в работе при высоком давлении, [illegible] об[illegible] нами в экспериментах, поставленных при ат[illegible] [illegible] о том, что нефть гидрофобизует поверхность ми[illegible] [illegible] же зависимость от концентрации нефти в ра[illegible] [illegible] выявлены новые закономерности, связанные [illegible]

Выводы

1. Исследовалась смачиваемость водой кальцита, обработанного [illegible] толуолом и толуольными растворами различных нефтей (ромашкинской, туймазинской, ленинской и бузовнинской) при разных давлениях (от 1 до 350 кг/см²) на границе с азотом и смачиваемость кальцита, обработанного толуолом и 25%-ным раствором ромашкинской нефти в толуоле, в среде углекислого газа, при давлениях от 1 до 50 кг/см².

2. Показано, что в среде азота с увеличением давления до 50 кг/см² смачиваемость водой мало изменяется, затем улучшается, достигает максимума около 150 кг/см², после чего снова снижается и при 250—350 кг/см² становится ниже, чем при атмосферном давлении.

Таким образом, в присутствии нефтяной адсорбционной пленки на поверхности минералов смачиваемость изменяется в зависимости от давления, давая на границе с азотом оптимум смачивания в области давлений 150 кг/см².

В среде углекислого газа смачиваемость кальцита, обработанного 25%-ным раствором ромашкинской нефти в толуоле, тоже улучшается [illegible] повышением давления и при 30—50 кг/см² достигает наибольших значений.

3. При отсутствии нефтяной адсо[illegible] пленки, т. е. после обработки шлифа кальцита чистым толу[illegible] (на границе с азотом и углекислым газо[illegible] смачивание [illegible]нижается.

4. Полученные данные по [illegible] в присутствии газовой фазы показ[illegible] нефти [illegible] и минеральной среды мо[illegible]ль[illegible]ловия отмывки, определ[illegible] и составом газовой фазы

[illegible]итут нефти АН СССР

Поступило 12 XI 1954

ЛИТЕРАТУРА

[illegible] М[illegible]ф[illegible] Физические основы технологии добычи нефти, Гостоп[illegible] 1953.

[illegible] М. А., Жузе Т. П., Закс С. Л. Исследование [illegible] в системе нефть — газ и влияние на них пород пласта. Труды [illegible] по развитию научно-исследовательских работ в области вторичных [illegible] нефти Изд. АН Азерб. ССР, Баку, 1953.

[illegible] М. М. Поверхностные явления и капиллярные эффекты при движении [illegible] Те же труды, 1953.

[illegible] Результаты исследования пластовых нефтей Башкирии [illegible]

[illegible] свойств нефтей восточных районов в пластовых [illegible]

[illegible] М. М., Дубман Н. М. и Кошевник А. Ю. Влияние [illegible]температуры на поверхностное натяжение нефти. ДАН, LXXXXIV.

[illegible] М. М. Установка для измерения поверхностного [illegible] нефтей [illegible] смачивания в пластовых условиях. [illegible] 1954.

[illegible] Н. Е. Смачиваемость твердых тел [illegible] Труды ГИАП, вып. 1, Госхимиздат, 19[illegible]

9. [illegible] гидрофобизации горных пород [illegible] АН СССР, т. 1, вып. 1, 1949.
10. Г[illegible] обоснование методов вторичной эксплуатации [illegible] Тр. Ин-та нефти АН СССР, т. 1, вып. 2, 1950.
11. Ш[illegible] Васильева Н. П. Влияние нефтей на поверхностные [illegible] входящих в состав нефтяных коллекторов. Тр. Ин-та нефти [illegible] 1954.
12. Г[illegible] приемистости нагнетательных скважин. Труды сов[illegible]исследовательских работ в области вторичных мето[illegible] АН Азерб. ССР, Баку, 1953.
13. Г[illegible] А. Я., Шнеерсон В. Б. и Фридман Р. А. [illegible] сульфокислот (ДС) в применении к добыче нефти. Тр. [illegible] СССР, т. VI, 1955.
14. Ре[illegible] А., Линец М. Е., Римская М. М. и Гауб[illegible] [illegible]химия флотационных процессов. Металлургиздат. М.—Л. 19[illegible]
15. Л[illegible] Транспортир для непосредственного отсчета краевых углов с[illegible]. Заводская лаборатория, № 3, 1933.

...Я АКАДЕМИИ НАУК СССР
...НИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК
195..

...ИКА РЕГЕНЕРАЦИИ ПЫЛЕВИДНЫХ КАТАЛИЗАТОРОВ

... ЖАВРОНСКИЙ и А. Л. РОЗЕНТАЛЬ
...М

[illegible] нефтяных фракции, ароматиз... [illegible] образованием кокса, отлагающ... [illegible] активную поверхность. Р... генерация катализатора [illegible] окислением кокса и... воздуха или газом с пониженным содержанием кислорода в условиях, и[с]ключающих перегрев катализатора с его дезактивацией.

В настоящем сообщении изложены результаты изучения кинетики регенерации пылевидных катализаторов, получивших широкое промышленное применение.

Окисление кокса протекает не только на внешней поверхности частиц катализатора, но и в глубине их макро- и микропор. В процессе регенерации происходит непрерывный выжиг кокса, сопровождающийся изменением величины реакционной поверхности. Скорость изменения концентрации кокса неодинакова по различным точкам частицы вследствие их неодинаковой доступности для кислорода. Это обстоятельство не имеет места при протекании процесса во внутренней кинетической области, когда концентрация кислорода по всей частице становится практически одинаковой и не отличающейся от концентрации в объеме. Уменьшение размеров частиц при прочих равных условиях способствует переходу реакции во внутреннюю кинетическую область.

Ниже показано, что на пылевидных катализаторах при обычных температурах регенерации процесс протекает во внутренней кинетической области. В этом случае для расчета процесса достаточно найти порядок реакции по кислороду и закономерности изменения величины реакционной поверхности во времени. Последняя задача эквивалентна определению зависимости величины реакционной поверхности, а следовательно, и скорости реакции от концентрации кокса на частице.

Рассмотрению окисления различных сортов углерода посвящено большое число исследований, позволивших наметить расчетные методы и установить механизм процесса [1, 2], однако вопросы регенерации катализаторов не получили достаточного освещения.

Кинетика регенерации пылевидных катализаторов [illegible] не описана. В опубликованных работах [3—6] рассм[illegible] ности окисления кокса на алюмосиликатных [illegible] крупных размеров, причем выводы отдельных [illegible] чины

Хагербаумер и Ли [3] изучали регенерацию шарикового катализатора в движущемся слое. Рассматривая результаты, полученные упомянутыми авторами, можно заключить, что средняя скорость регенерации возра[стает] при увеличении содержания кокса на катализаторе до 3 % весов; дальнейшее повышение содержания кокса почти не меняет скорости регенерации.

Панченков и Голованов [4] изучали регенерацию отдельных гранул катализатора при помощи пружинных кварцевых весов. При содержании [кокса] на катализаторе меньше 1,6 % весов. и температурах ниже 600° [реакция] окисления протекала во внутренней кинетической области. [При] температурах до 520° относительная скорость окисления кокса не [зависела] от степени закоксованности катализатора. Порядок реакции [оказался] первым при содержании кислорода в газах до 30 % объема, [и д]робным при более высоких концентрациях кислорода. При темпе[рат]урах ниже 450° при подаче воздуха происходило увеличение веса катализатора, которое было отождествлено авторами с образованием [уг]ерод-[illegible] комплекса на поверхности катализатора. Авторы [illegible] расчета скорости регенерации катализатора, для использ[illegible]ого необходимо знать две кинетические константы [illegible] комплекса) и начальное содержание компл[екс]а [illegible]

[illegible] на основании экспериментальных данных [illegible] частиц природного катализатора [illegible] что скорость регенерации [illegible] в квадрату концентрации кокса

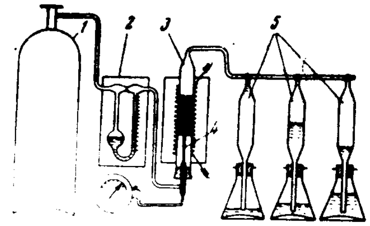
[illegible] работ является отсутствие учета [illegible] кокса. Реакции окисления [illegible] количества тепла, вследствие [illegible] быть выше температуры окружающей [illegible] реакции возможно воспламенение [illegible] диффузионную область.

Так, [illegible] Панченковым и Головановым [illegible] на основании которых [illegible] скорости окисления [illegible] отдельных случаях [illegible] скорость реакции [illegible] частиц [illegible] приближалась к [illegible]

[illegible] между [illegible] найденная в работе [illegible] концентрации [illegible], но и [illegible]

[illegible] и экспериментальные результаты [illegible] атмосферном давлении [illegible] кварцевого реактора [illegible] кожух 3, баллона 1 [illegible] Применение прозрачного реактора [illegible] слоя. Измерение температуры [illegible]

[illegible] при помощи хромель-алюмелевой термопары с голым спаем [illegible] Реактор, на котором были проведены опыты при повышенных дав[illegible] [illegible], представлял собой кварцевую трубку с электрообогревом, зак[illegible]



[illegible] установки для изучения регенерации катализаторов

ченную в металлический [illegible]жух. Внутри реактора [illegible] установлен карман д[illegible] термопары.

Перед началом опы[illegible] аппаратура была заполне[illegible] воздухом. После нагре[illegible] реактора до желаемой те[illegible]пературы через аппарату[illegible] несколько минут пропуска[illegible]ся воздух, а затем произ[illegible]дил последовательный отб[illegible] проб газа в [illegible] Измерялось [illegible] [illegible] течение которого происходило наполнение [illegible] [illegible] отобранного газа.

Га[illegible] анализировали на содержание углекислоты, [illegible] [illegible]лерода. По данным анализа рассчитывалось коли[illegible] [illegible]лерода и атомное отношение водорода к углероду в [illegible] [illegible]ния, причем при определении последней величины коли[illegible] находилось по разности между количеством кислорода в [illegible] [illegible]вом свободного и связанного кислорода в сухих газах [illegible]

Из приведенных ниже экспер[illegible] данных, [illegible] регенерации пылевидных катал[illegible], следует, что р[illegible] [illegible]ния кокса имеет первый поряд[illegible] [illegible]роду. В [illegible] [illegible]арном случае распределение [illegible] кислорода [illegible] катализатора (для реакции [illegible]) может быть [illegible] уравнения

[illegible]

где v — скорость фильтра[illegible] [illegible]ната в направ[illegible] потока; S — величина р[illegible]ности в [illegible] рата; k_1 — постоянная, [illegible]ратуры.

Уравнение (1) [illegible], когда [illegible] ции происходит за [illegible] реакции и сопро[illegible] менения объема. В [illegible] слое изменение концен[illegible] исходить не только вследствие реакции, но и за счет [illegible] увлекаемого движущимися частицами. На лаборато[illegible] [illegible] осуществлялась при скорости потока, [illegible] которой слой начинает «кипеть», частицы двига[illegible] большой скоростью, и поток газа [illegible] меньше потока гс. Регенерация [illegible] виях (во времени изменялись [illegible] поверхности), однако за то [illegible] через слой, эти изменения [illegible]

вать ур[illegible] изменения концентраций в потоке дви[illegible]жущего[illegible] объема газов при регенерации катализатора воздух[illegible] [illegible] const и интегрируя (1) по высоте слоя (в пре[illegible] получаем:

$$\ln\frac{c}{c_0} = -\frac{k_1 S V_c}{w} \tag{2}$$

где c_0 — [illegible]рода на входе в слой при $lx = 0$; c — то же на выхо[illegible] $= l$; $V_c = Fl$ — объем слоя; $w = Fv$ — объемная ско[illegible] газа, проходящего через аппарат в единицу времени [illegible] поперечного сечения аппарата.

Из (2) [illegible]

$$\frac{dS}{dg} = -k_1 w \frac{d\ln c}{dg} \tag{3}$$

где $\bar{g}$ — [illegible]рода, т. е. количество углерода в единице объема сло[illegible] количество углерода в аппарате. Соотношение (3) испо[illegible]ем для определения зависимости реакционной по[illegible]трации углерода.

При [illegible]ментальных результатов опытные значения логари[illegible] концентрации, найденные в последовательно отобр[illegible] приведены к одной и той же температуре T К и к одн[illegible]рости газа (1 л/мин в условиях регенерации) при [illegible]

$$[illegible] \exp\left(-\frac{E(T-T_0)}{RT_0^2}\right)\lg\frac{(c_0)}{(c)}$$

где (c[illegible] в дутье (21 % объемн[illegible] центр[illegible] объемн.; $V_г$ — объем [illegible] натно[illegible] — время отбора проб[illegible] P — [illegible] отбора пробы в ата, t темп[illegible] пробы, c — значение кисл[illegible]пературе T_0 и объеме [illegible] 1 л/[illegible], E — энергия активации, R — [illegible]/моль·град.

З[illegible]вались на графике, [illegible] явл[illegible] разности между средним [illegible] род[illegible] отбора пробы g и количеством [illegible] ш[illegible] отбора последней пробы [illegible] ты[illegible]но

$$g - g_к = \frac{\Delta g_i}{2} + \sum \Delta [illegible]$$

г[illegible]рода, сгоревшего при [illegible] [illegible]ревшего при отборе всех [illegible] [illegible] (c_0/c) до пересечения [illegible] [illegible]нию от точки пересечения [illegible] [illegible] среднее количество углерода [illegible] [illegible] окисления кокса было прове[illegible] [illegible]катных катализаторов № 1 [illegible] [illegible] 0.1÷0.25 мм соответственно [illegible]

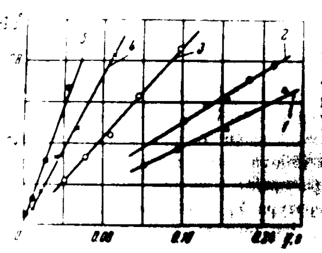
Таблица 1

Регенерация катализатора № 3. Вес катализатора 3.535 г. Содержание углерода на катализаторе до регенерации, g_0 = 0.221 г. Значения lg (c_0/c) приведены к температуре 600°

Время отбора пробы τ, сек.	Температура t°	Объем пробы $V_г$	Анализ газа (% объемн.) CO_2	O_2	CO	Δg, г	H/C	lg $\frac{c_0}{c}$	g, г	$\frac{g}{g_0}$
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.650	0.173	0.78
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.640	0.133	0.60
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]		0.555	0.095	0.43
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]		0.368	0.062	0.28
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]		0.215	0.036	0.163
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]		0.116	0.022	0.09
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]		0.076	0.014	0.063
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]		0.042	0.007	0.032

ных при крекинге [illegible] фракции нефти, и на алюмохромовом катализаторе крупности 0.1—0.2 мм, закоксованном при ароматизации лигроина.

В табл. 1 показаны результаты одного из опытов с катализатором № 3 и приведены: время отбора пробы, объем пробы при комнатной температуре, температура слоя и анализ газа. При определении количества сгоревшего углерода Δg и атомного отношения водорода к углероду в продуктах сгорания H/C использовались соотношения:



Фиг. 2. Окисление кокса на алюмосиликатном катализаторе № 1 при атмосферном давлении: *1* — 550°; *2* — 570°; *3* — 600°; *4* — 630°; *5* — 665°

$$\Delta g = 0.5 \cdot 10^{-3} V_г \frac{(CO_2) + (CO)}{100}$$

$$\frac{H}{C} = \frac{4 \Delta O_2}{(CO_2) + (CO)} \qquad (5)$$

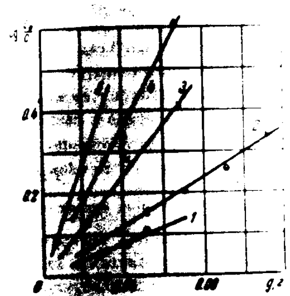
где $V_г$ — объем пробы газа при комнатной температуре; CO_2 и CO — объемный процент двуокиси и окиси углерода в газе; ΔO_2 — число см³ кислорода, [illegible] на окисление водорода при отборе 100 см³ пробы. При содержании в дутье 21% объемн. кислорода $\Delta O_2 = 1.265\,(21 - CO_2 - O_2 - 0.605\,CO)$. В случае ΔO_2 < 0.5 численное значение этой величины становилось сравнимым с ошибкой газового анализа, и расчет [illegible] отношения H/C не производился. В табл. 1 приведены значения [illegible], а также g/g_0 (g_0 — количество углерода в аппарате перед началом регенерации), использованные для построения графиков.

На фиг. 2—4 показаны кинетические кривые окисления [illegible] на алюмосиликатных катализаторах № 1 и 3, первоначально [illegible] и 6.26% весов. углерода соответственно. Осью ординат [illegible] являются значения $\lg(c_0/c)$, приведенные к объемной [illegible]

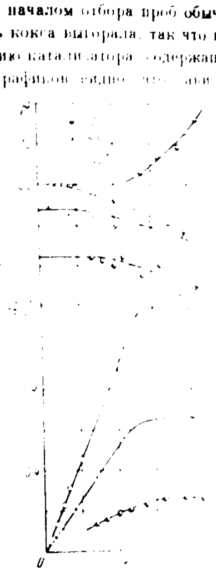
в условиях регенерации. На оси абсцисс фиг. 2 и 3 отложено среднее количество углерода в аппарате, а на фиг. 4 — относительное количество углерода.

Через слой катализатора № 1 перед началом отбора проб обычно некоторое время проходил воздух и часть кокса выгорала, так что кривые на фиг. 2 и 3 характеризуют регенерацию катализатора, содержащего не выше 2—2.5 % весов. углерода. Из графиков видно, что зависимость $\lg(c_0/c)$ от количества углерода в аппарате является линейной как при атмосферном (фиг. 2), так и при повышенных (фиг. 3) давлениях.

Для алюмосиликатного катализатора № 3 с первоначальным содержанием 6.26 % весов. углерода такая зависимость имела место при относительно [illegible] содержании углерода на катализаторе [illegible]



Фиг. 3. [illegible] кокса на алюмосиликатном [illegible] № 1 при повышенных [illegible]: *1* — 540°, 4.32 ата; *2* — 570°, [illegible]; *3* — 600°, 4.1 ата; *4* — [illegible]; *5* — 650°, 5.0 ата



Фиг. 4. [illegible] алюмосиликатном [illegible]

[illegible] чему соответствует 2.5—3.0 % весов углерода на [illegible] ный период регенерации, при высоком содержании кокса оказались [illegible] оси абсцисс, причем пересечение происходило при одном и том же содержании углерода [illegible] 3.1 % [illegible], независимо от температуры.

Кривые, характеризующие окисление кокса на [illegible] катализаторе [illegible] и на алюмохромовом катализаторе [illegible] гичными рассмотренным выше [illegible] катализатора № 2 с исходным [illegible] и для алюмохромового катализатора [illegible] 1.13 [illegible] зависимость lg [illegible] [illegible] всего периода [illegible] окисления [illegible] на катализаторе № 2 [illegible] да, [illegible] же вид, как и [illegible]

Величина [illegible] отношения CO/CO_2 в газах регенерации алюмосиликатных [illegible] менялась в пределах 0.5—1.2 при атмосферном и [illegible] давлениях.

На фиг. 3 [illegible] объемного отношения $(CO)/(CO_2)$ при [illegible] № [illegible]. В табл. 2 приведена величина

Таблица 2

[illegible] соотношения CO к CO_2 при концен[illegible] газах 10 % объемн. для ка[illegible] атмосферном давлении и то же при [illegible] давлениях

[illegible] давлениях для катализатора № 1 [illegible] газах 10 % объемн. Из этих данных [illegible] отношение CO/CO_2 возрастает по мере выжига кокса, несмотря на увеличение содержания кислорода в газах, растет с повышением температуры и падает с увеличением давления.

Таблица 3

Атомное отношение β водорода к углероду в газах регенерации алюмосиликатного катализатора № 1

[illegible]	94.5	86.9	78.8	69.8	63.7
[illegible]	0.20	0.10	0.07	0.06	0.0[illegible]
[illegible]	95.5	86.5	80.3	71.4	64.5
[illegible]	0.14	0.11	0.06	0.05	0.03

В газах регенерации алюмохромового катализатора окиси углерода обнаружено не было.

На фиг. 4 показано изменение атомного отношения водорода к углероду в газах регенерации алюмосиликатного катализатора № 3. В табл. 3 приведены аналогичные данные для катализатора № 1. Из фиг. 4 и табл. 3 следует, что на алюмосиликатных катализаторах водород выгорает значительно быстрее углерода.

Рассмотрение результатов. При невысоком содержании кокса на катализаторе во всех случаях зависимость [illegible] количества углерода в аппарате оказалась линейной. [illegible]

$$[illegible] \qquad (6)$$

т. е. изменения величины реакционной поверхности во времени пропорциональны изменениям концентрации углерода и вся масса кокса является равнодоступной. Последнее условие однозначно указывает на протекание реакции во внутренней кинетической области.

При высоких содержаниях кокса масса кокса перестает быть равнодоступной, а скорость регенерации не зависит от содержания кокса на катализаторе.

Для области невысоких содержаний кокса [illegible] принимает вид:

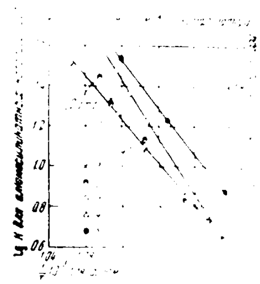
$$\ln [illegible]$$

где $k = k_1 \cdot k_2$ — константа, не зависящая от [illegible] кокса на катализаторе и зависящая [illegible]

Значения логарифма этой константы [illegible] величины, обратной температуре. [illegible] указанная зависимость является линейной.

Константы скорости регенерации алюмосиликатных катализаторов № 1 [illegible] совпадают, а энергия активации, вычисленная по наклону прямых на [фиг.] 5, оказалась равной 24 500 [кал]/моль. При прочих одинаковых условиях скорость регенерации катализатора № 2 несколько выше, чем катализаторов № 1 и 3, а величина энергии активации [illegible] 900 кал/моль. [Ско]рость [illegible]мохромового ката[illegible] превышает скоро[illegible] алюмосиликатных [illegible] Значение энергии [illegible] катализатора 26 00[illegible]

Совпа[illegible] констант для катализато[illegible] при атмосферном и повы[illegible] давлениях (фиг. 5) однозначно указывает на первый порядок реакции окисления кокса по кислороду.



Фиг. 5. [illegible] константы [illegible] чины, обр[illegible] 1 — алюмо[illegible] № 1, [illegible] алюмо[illegible] повышенн[illegible] ликатный [illegible] алюм[illegible]

Изложенный материал показывает [illegible] пылевидных катализаторов [illegible] достаточно пользоваться [illegible]

При непрерывной регенерации [illegible] считывается количество угле[ро]да в аппарате до заданного [illegible] кислорода в газах при [illegible]

При периодической регенерации [illegible] количество катализатора [illegible] писать уравнение баланса [illegible] где γ — коэффициент, величина которого находится из стехиометрических соотношений. С учетом (7) уравнение (8) записывается в виде:

$$-\frac{dg}{dt} = \gamma \kappa c_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{kg}{w}\right)\right] \qquad (9)$$

Интегрирование (9) позволяет найти количество углерода в любой момент времени. При $w \to \infty$ уравнение (9) принимает вид:

$$-\frac{dg}{dt} = c_0 \gamma k g \qquad (10)$$

Уравнение (10) определяет изменение количества углерода в аппа[illegible] частице) при постоянной концентрации кислорода [illegible] следует важный практический вывод, что ско[illegible] возрастает пропорционально давлению, поскольку про[illegible] растет концентрация кислорода.

Поступило 24 IV 1954

ЛИТЕРАТУРА

[illegible] Цуханова О. А., [illegible] Горение углерода. Изд. АН СССР, 1949.
Чуханов З. Ф. Окисление углерода. ДАН, XXVIII, № 1, 1940.
Hagerbaumer W. R. and Lee Russel. Combustion of Coke Deposits on Synthetic Bead Catalyst, Petroleum Refiner v. 26, No. 6, 1947.
Панченков Г. М. и Голованов Н. В. Кинетика регенерации алюмосиликатных катализаторов. Изв. АН СССР, ОТН, № 10, 1951; № 3, 1952.
Dart G. C., Savage R. T., and Kirkbride C. G. Regeneration Characteristics of Clay Cracking Catalyst, Chemical Engineering Progress, v. [illegible] No. 2, 1949.
Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд. АН СССР, 1947.

[illegible] АКАДЕМИИ НАУК СССР
[illegible] ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК
№ 6 1955

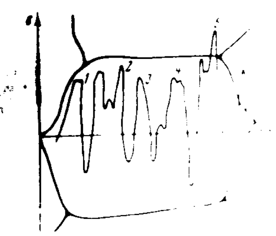
О ПЕРИОДИЧНОСТИ РАСПАДА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

В. И. ПРОСВИРИН
(Москва)

Иногда при дисперсионном распаде [illegible] жаропрочных (сталей) удавалось наблюдать интересные особенности [illegible] на периодичность стадий [illegible]ность) распада твердых растворов. [illegible] мы связываем с наблюдающейся периодичностью в изменении некоторых свойств после изотермического нагрева, которая косвенно указывала [illegible] выпадение из твердого раствора вторичных фаз, так и на их растворение. Эту периодичность мы замечали в изменении микроструктуры, твердости парамагнитной восприимчивости (фиг. 1), где приведено дисперсионное твердение стали ЭИ69 при 650° и стали ЭИ257 при 450°; T — продолжительность нагрева (в часах), R_B — твердость.

Ниже делается попытка объяснить это явление, исходя из предположения, что каждое микрозерно метастабильного твердого раствора аустенита в реальных сплавах [illegible]могенно по микроструктуре и гетерогенно по составу.

Фиг. 1.



Фи[illegible]

В любом направлении микрозерна концентрация [illegible] значительно колебаться от среднего химического [illegible] сторону. Эту концентрационную неоднородность [illegible] ционных максимумов 1, 2, ..., [illegible]

Концентрационная величина [illegible] пределах. Наряду с существованием [illegible] превышающей среднюю концентр[illegible] емы с меньшей концентрацией [illegible] вить концентрационной [illegible] фиг. 3, где по вертикальной [illegible] (%) в данном объеме, а по [illegible] что максимумов с минимальной [illegible] чем максимумов с какой-либо [illegible] концентрационных максимумов [illegible] $x_{ср}$, которая в зависимости от [illegible] обработки будет располагаться [illegible] твердого раствора, т. е. может [illegible]

При распаде твердого раствора [illegible] кристаллов второй фазы будет [illegible]

[illegible] Н. Н. [illegible]
[illegible]

[illegible] СХЕМА РАСПАДА La^{140}

1. Введение

[illegible] распада La^{140} посвящено много работ [1—26, 40]. [illegible] этих [illegible] можно резюмировать в следующих пунктах.

1. Период полураспада La^{140}. Он измерялся в 13 работах [1—13]. Наиболее точными были, повидимому, измерения [illegible] в работе [13]: $T = 40{,}22 \pm 0{,}02$ часа.

Обычно встречающийся в лабораториях лантан [illegible] отделимые примеси, главным образом редких земель [illegible] получаемый по реакции (n, γ), часто оказывается [illegible] ми радиоактивными веществами. Отделение лантана от [illegible] облучения затруднительно; это, вероятно, и привело к ряду ошибочных определений периода. Однако достаточно чистый лантан после облучения нейтронами дает активность, спадающую строго экспоненциально на протяжении 320 час [8].

Распад La^{140}, полученного при облучении лантана дейтонами, прослежен на протяжении 11 периодов [13] и оказался простым.

La^{140} может быть химически выделен из растворов, содержащих Ba^{140}, получающийся при делении тяжелых элементов. Распад La^{140}, полученного этим путем, прослежен на протяжении 574 час [13] и также оказался простым.

Образование La^{140} наблюдалось [illegible] Ba^{138} тепловыми нейтронами: последовательный [illegible] приводит к Ba^{140}, из которого возникает La^{140} [illegible]

2. Непрерывный β-спектр [illegible] исследован при помощи магнитных спектрометров и [illegible] [9, 14—16]. Совпадающие выводы этих работ сводится [illegible]

а) верхняя граница самой жесткой [illegible] β-спектра лежит между 2,12 и 2,26 MeV, согласно [9] $E_{гр} = 2{,}20 \pm 0{,}02$ MeV;

б) относительная интенсивность этой компоненты составляет 7—10%, согласно [9] $8 \pm 1\%$;

в) график Ферми для La^{140} криволинеен почти на всем своем протяжении.

Положение и относительная интенсивность мягких компонент β-спектра по упомянутым работам различны. Повидимому, можно считать достоверным, что имеются компоненты с энергией 1,6—1,7 MeV и 1,3—1,4 MeV.

В последних двух работах [9, 16] даны следующие компоненты:

Башилов и др. [9]			Пиков и др. [16]		
$E_{гр} = 2{,}20 \pm 0{,}02$	MeV	($8 \pm 1\%$)	$E_{гр} = 2{,}15$	MeV	(7%)
$= 1{,}62 \pm 0{,}02$	»	($14 \pm 1\%$)	$= 1{,}67$	»	(10%)
$= 1{,}36 \pm 0{,}02$	»	([illegible])	$= 1{,}34$	»	(45%)
$= 1{,}15 \pm 0{,}03$	»	($20 \pm 1\%$)	$= 1{,}10$	»	(26%)
$= 0{,}86 \pm 0{,}03$	»	($12 \pm 2\%$)	$= 0{,}83$	»	(12%)
$= 0{,}42 \pm 0{,}04$	»	([illegible])	—		

Работа доложена на Совещании [illegible] февраля 1954 г. В статье в дискуссии учтены [illegible] работ.

Уточнение границ и относительных интенсивностей [illegible] сложного β-спектра не может быть сделано непосредс[illegible] спектра, так как неизвестна истинная форма спектра [illegible], которые нужно вычитать, чтобы найти мягкие. В этом слу[illegible] экспериментальное выделение парциальных β-спектров при [illegible] β — γ-совпадений может дать достаточно однозначные сведения.

Для наиболее жесткой компоненты β-спектра La^{140} $fT \sim 10^{?}$ [illegible] значение свидетельствует о том, что распад сильно запрещен. Для более мягких компонент fT меньше, но все же превосходит $2 \cdot 10^{7}$, и, следо[illegible] [illegible] также являются запрещенными.

[illegible] электроны La^{140}. γ-Излучение La^{140} [illegible] в работе Корка и др. [17] замечены кон[illegible] [illegible] пятнадцати γ-линиям. Однако все [illegible] малую интенсивность. Сопоставление [illegible] и Ba^{140}, находящегося в равнове[illegible] [illegible] количества конверсионных элек[illegible] [illegible] распадов. Более точное число по[illegible] [illegible]. Согласно [9] суммарное [illegible] в интервале 200 ÷ 2000 keV [illegible] до 200 keV, согласно [illegible] этого числа. Таким образом, [illegible] чем в 3% распадов. [illegible] интенсивности конверсионных [illegible] в табл. 4.

[illegible] Относительные интенсивности γ-линий до на[illegible] [illegible] определялись только по фотоэлектронам [14, 16, [illegible] фотонейтронам и фотопротонам [14, 15, 18, 19, 21—24]. Ре[illegible] [illegible] в табл. 1; они весьма противоречивы.

Таблица 1

[illegible]сительные интенсивности γ-линий La^{140}, измеренные различными авторами по фотоэлектронам и фотонейтронам

[illegible]	Осборн и Пикок [15]	Миллер и [illegible]	Рада и Вил[illegible] [illegible]	Баннерман и др. [20, 4е]	Пинон и др. [16]
328,[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,05	0,10
4[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,39	0,10
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,20	0,10
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,00	1,00	1,00
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,08	0,05	—

[illegible] изучались в 5 работах [14, 20, 21, 25, [illegible] выполненных при помощи счетчиков, не раз[illegible] [illegible] энергиям, можно сделать только тот вывод, [illegible] совпадения мало зависят от фильтрации β-ча[illegible] [illegible] выполненной с двумя кристаллическими счетчиками, [illegible] γ-лучей по энергии. В результате был получ[illegible] [illegible] вывод: «γ-лучи с $h\nu = 1{,}60$ MeV дают β — γ-совпадения [illegible] спектрами β-частицами».

γ — γ-Совпадения. Они отмечались в работах [14, 21, [illegible]] [illegible] разделением по энергиям изучались только в работах [20, 26]. [illegible] [illegible], что γ-линии с $h\nu \approx 816$ и 1597 keV дают γ — γ-совпад[illegible] [illegible] корреляция совпадает с теоретически рассчитанной для [illegible]

[illegible] 4—2—0. [illegible] 1597 keV [illegible] keV, но не дают [illegible] утвержде[illegible] [illegible] схеме γ-линия [illegible] со слабой линией $h\nu \approx 926$ keV.

[illegible] Эти схемы предлагались трижды [15—1[illegible]] [illegible] Корка и др. [17] явно противоречат [illegible] Пинона и др. [16] (1954) в основных чертах совпадает со схемой, вытекающей из настоящей работы; схема распада La^{140} будет подробнее обсуждена в параграфе 4.

2. Исследование γ-спектра La^{140}

Спектр γ-лучей La^{140} был исследован нами при помощи [illegible] γ-спектрометра, использующего электроны отдачи [27, 28]. [illegible] измерения (две серии) произведены в условиях, близких к тем, [illegible] были осуществлены при исследовании γ-спектров: Fe^{59} [29], [illegible], Cu^{64} [31], Br^{80} [32], Cs^{134} [33], Sb^{124} [34], Ag^{110} [35], Ir^{192} [35а].

Мишенью служила целлофановая пленка толщиной ~50 μ (0,15 мг/см²); обе щели спектрометра были шириной 2 мм. В первой серии измерений прибор был наполнен чистым гелием (32 см рт. ст.), а окна первого счетчика были заклеены целлофановой пленкой толщиной 17 μ (те [illegible]

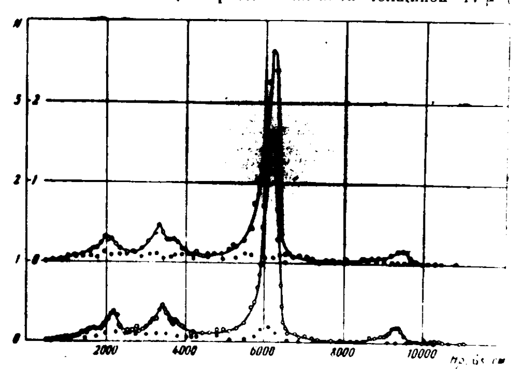
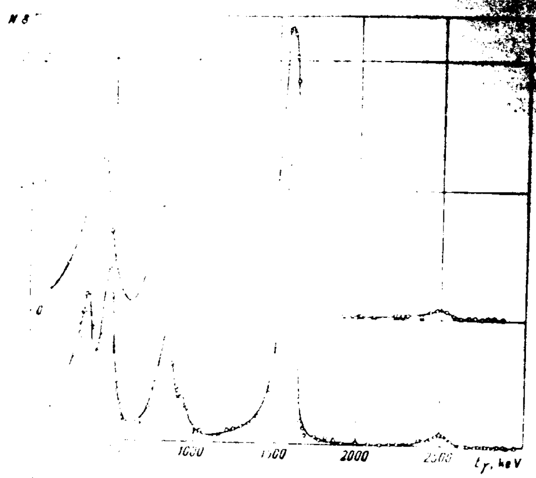


Рис. 1. γ-Спектр La^{140}. Экспериментальные кривые: вверху — первая серия измерений, внизу — вторая

условия, что в работах [29—35а]); во второй сери[illegible] [illegible] наполнялся смесью гелия и метана (96% He и 4[illegible] CH_4 [illegible] лении 32 см рт. ст.), а окна счетчиков для уменьшен[illegible] [illegible] электронов заклеивались более тонкими целлофановыми [illegible] (1—2 μ). Эти изменения условий привели к тому, что [illegible] работать устойчивее, а полуширина γ-линий немного [illegible] [illegible] 12% при $h\nu = 815{,}6$ keV она стала равной 10,5[illegible] [illegible] при энергии γ-лучей 250 keV, в то время как [illegible] [illegible] 400 keV.

[illegible] излучения служил La_2O_3, облученный нейтронами [illegible] [illegible] 1,9 г, во второй — 2,5 г; источник — диск ⌀ 14 мм

На рис. 1 изображены экспериментальные [illegible] На оси абсцисс отложена величина $H\rho$, на оси [illegible] дений в единицу времени. Светлые точки — число [illegible] шени, находящейся в пучке, черные точки — фон, т. [illegible] ний при опущенной мишени.



[illegible] же спектр, что на рис. 1, но в обработанном виде

[illegible] изображен тот же спектр в обработанном виде: учтен фон, [illegible] равным интервалам энергии γ-лучей и равной эффек[illegible] и после этого разложен [illegible] линии: разло-

Таблица 2

Результаты измерения энергии и [illegible] при помощи ритрона

[illegible]	[illegible]	Число квантов на 100 распадов (см. стр. 280)
	0,10	18
	0,41	39
	0,37	35***
	0,12	11
[illegible]	1,00	94
[illegible]	0,058	5,5
[illegible]	<0,002	<0,2.

[illegible] измерений, в скобках указаны значения энер- [illegible]

** [illegible] (см. ниже).

*** [illegible] принадлежит линия 751,8 keV, наблюдающийся [illegible]

[illegible] энергии, [illegible] Ag[illegible], [illegible] компоненты [illegible], вероятно, в ко- [illegible] прибора (до 14% для [illegible] чувствительность прибора (п[illegible] после чего все компоненты были [illegible]

[illegible] по положению пиков (пересечение [illegible] по градуировочной кривой, приведенной [illegible] [28].

Относительные интенсивности γ-линий даны в табл. 2.

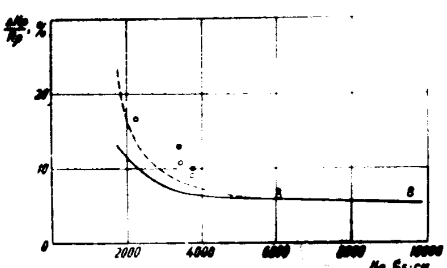


Рис. 3. Относительная [illegible] спектральных линий La^{140}. Черные [illegible] кривая относятся к первой [illegible] точки и сплошная кривая [illegible]; кривые [illegible]

На рис. 3 изображена [illegible] полуширины линии для условий первой и второй [illegible] La^{140} от энергии γ-лучей. Кривые заимствованы из [26]; на кривые нанесены точки, соответствующие наблюдающимся линиям La^{140}; точки лежат выше соответствующих кривых, что, вероятно, связано с большой шириной источника γ-лучей. Для проверки того, что все изучавшиеся линии не принадлежат примесям, измерения их интенсивности производились повторно несколько раз на протяжении приблизительно 80 час. В результате можно было опре-

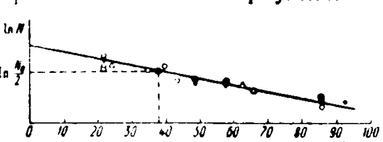


Рис. 4. Кривая распада La^{140}. Различные точки относятся к разным γ-линиям

делить период спадания интенсивности для каждой линии. Результаты даны на рис. 4; прямая линия соответствует периоду полураспада 40 час, а точки относятся к различным γ-линиям.

Дополнительная серия измерений с толстой мишенью

На кривых рис. 1 и 2 нет указаний на существование слабой γ-линии с энергией 2,9 MeV, замеченной ранее в опытах с фотопротонами [23]. Мы попытались проверить существование указанной линии и с этой [illegible] провели серию измерений в [illegible] постановлена бериллиевая мишень толщиной [illegible] расширены до 7 мм. В этих условиях [illegible] (приблизительно в два раза на линии 1597 keV) [illegible] резко возрастает: скорость счета на вершине линии [illegible] растает в 22 раза, а площадь линии — в 47 раз.

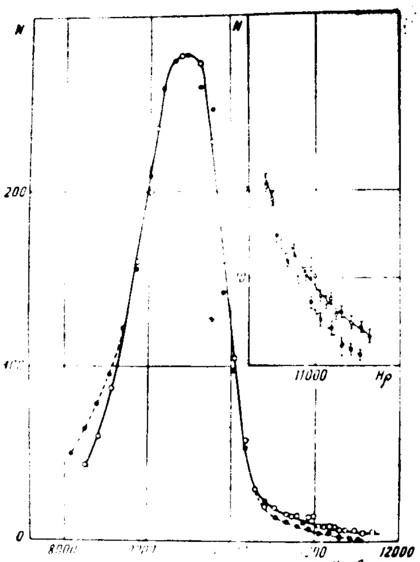


Рис. [illegible] точки и сплошная кривая — жесткая часть спектра La^{140}, изученная в [illegible] условиях [illegible] мишень из Be [illegible]. Черные точки и пунктир [illegible] keV ThC" [illegible]

Экспериментальные результаты [illegible] на рис. 5. Линии с энергией ~2900 keV на [illegible] возможно, что она малоинтенсивна и находится [illegible] $h\nu$ 2535 keV. Для выяснения этой возможности [illegible] исследовать этот спад количественно. Для этого [illegible] условиях известную линию $h\nu$ 2614 keV ThC" [illegible] форма у близких по энергии линий 2535 keV [illegible] ThC" одинакова. Пользуясь этим предположением [illegible] линию 2614 keV ThC" в экспериментальную кривую [illegible] keV La^{140}. Эта вписанная линия изображена на рис. [illegible] точками. При $H\rho > 10\,300$ Gs·cm ход кривых различен. Область $H\rho$ [illegible] Gs·cm изображена в увеличенном масштабе в верхней части рис. 5. Различие кривых лежит за пределами статистических колебаний. Однако неопределенность, связанная с вычитанием кривых для линий 2535 keV La^{140} и 2614 keV ThC", не позволяет указать энергию и относительную интенсивность жесткой [illegible]

[illegible] keV, а [illegible] и соответ[illegible] La^{140}.

[illegible] линии были обнаружены [illegible] и по фотоэлектронам.

[illegible] γ-линий убывает с периодом, близким к 40 [illegible] все эти линии принадлежат La^{140}.

3. Энергии γ-лучей измеряются точнее всего по конверсионным электронам; конверсионные линии получаются обычно более узкими, чем линии фотоэлектронов или электронов отдачи; поэтому в дальнейшем мы принимаем для энергий значения, приведенные в последней работе Корка и сотр. [17] (см. табл. 4, стр. 264). Шкалы магнитного спектрометра Корка и кристаллического спектрометра Дю Монда совпадают с точностью до $\pm 0{,}2\%$ [36, 37]. Хедгран и Линд [38] измеряли энергию фотоэлектронов La^{140} при помощи β-спектрометра с [illegible] ной фокусировкой и получили значения, совпадающие с данными Корка с точностью 0,06%. Можно считать, что энергии линий, измеренные Корком, известны с погрешностью, не превышающей 0,1%.

Данные, полученные А. А. Башиловым и др. [9], совпадают с данными Корка в пределах 1%. Данные, полученные на ритроне, [illegible] расходятся с данными Корка более чем на 2,2%.

4. Относительные интенсивности γ-линий, измеренные нами, вероятно, ближе к истинным, чем полученные по фотоэлектронам [14–16, 18, 19], так как линии разделяются лучше, а спектральная чувствительность ритрона определяется более точно.

4. Обсуждение схемы распада La^{140}

1. Построение схемы распада La^{140} представляет собой трудную задачу, так как β-спектр La^{140} сложен и недостаточно хорошо разделен на компоненты, γ-спектр изучен не во всем необходимом интервале энергий, а конверсионный спектр очень сложен, и многие его линии наблюдались только фотографическим путем. Рационально в таких случаях наметить сначала те пути, по которым происходит подавляющее большинство распадов, построить «скелет» схемы распада, а затем уже, по мере возможности, дополнить схему переходами, имеющими небольшую вероятность.

2. В γ-спектре La^{140} имеется, повидимому, [illegible] линий, [illegible] щихся более чем при 10% распадов. Это линии [illegible] 815,6, 926 и 1597 keV. Все остальные линии [illegible] ность; в отношении мягких линий это доказано [illegible] в отношении жестких ($h\nu$ > 300 keV) это доказывает [illegible] γ-спектров.

γ-Линия с $h\nu$ = 1597 keV является, бесспорно, [illegible] Пытаясь связать данные относительно этой линии с [illegible] де, мы можем опереться на прямое утверждение Робинсона [illegible] го [26], изучавших β — γ-совпадения в La^{140} [illegible] γ-лучи с энергией 1,60 MeV дают совпадения с [illegible] β-частицами». Робинсону и Маданскому было известно [illegible] жесткая компонента β-спектра La^{140} (~2,2 MeV) имеет [illegible] всего 8%, и тем не менее в своей заметке они [illegible] что γ-переход $h\nu$ = 1597 keV происходит вслед за этим [illegible] ходом.

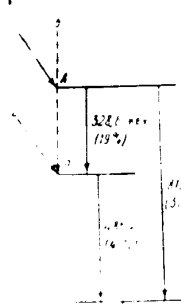
Ввиду того что многие дальнейшие выводы настоящей работы [illegible] на это наблюдение Робинсона и Маданского, очень желательно, чтобы оно было проверено.

4. Среди приведенных в ... один случай, когда сумма ... совпадает с энергией квантов третьей линии ... La¹⁴⁰ ... этой схеме, ... = 3800 keV. ... выяснить число ... на один распад для ... рис. 7.

$$328{,}6+486{,}4=815{,}0 \ldots$$

Повидимому, мы встречаемся здесь с ... кадного переходов (рис. 6).

Выясним теперь вопрос, в какой последовательности ... γ-кванты 328,6 и 486,4 keV. Сопоставим сведения об их ...



В данных по фотоэффекту (см. ...) наблюдается очень большой разброс, но ... отношение интенсивностей этих линий ... оказывается совпадающим с найденным ... (см. табл. 2).

Таким образом, несомненно, что γ-линия с ... 486,4 keV много интенсивнее, чем линия с ... 328,6 keV.

Основываясь на приведенном соотношении интенсивностей, мы должны заключить, что γ-переход с $h\nu = 486{,}4$ keV происходит между уровнями B и C (рис. 6), т. е. вторым в каскаде. Если бы он был первым, то в γ-спектре La¹⁴⁰ обязательно должна была бы существовать γ-линия, которая разряжала бы состояние B; она должна начинаться на уровне B и иметь интенсивность, приблизительно равную интенсивности линии с $h\nu = 486{,}4$ keV. Этой линией не может быть γ-линия $h\nu = 1597$ keV, так как эти γ-кванты дают совпадение с ... keV, а других достаточно интенсивных линий в ... нет.

... более интенсивный переход с $h\nu = 486{,}4$ keV происходит, мы должны сделать вывод, что среднее состояние B возникает ... в результате γ-перехода с уровня A, но также либо при ... непосредственно на этот уровень (пунктир a на рис. 6), либо ... с какого-то верхнего уровня (пунктир b на рис. 6). ... вопрос мы рассмотрим в п. 7.

5. γ-Линии с энергией 1597 и ... keV дают γ — γ-совпадения; следовательно, они не могут ... группа линий рис. 6 ... следует ... 1597 keV ... предшествует ей. Обратим внимание на то, что сумма ... линий 815,6 и 486,4 keV, ... γ-линии 1597 keV.

Если бы мы ... линии рис. 6 на схеме ... 1597 keV, ... высвечиваются состояния, ... Ведь все другие γ-линии, ... $h\nu$ = 328, 486, 815 ... keV, взятые вместе, имеют интенсивность не больше ... линии $h\nu = 1597$ keV, т. е. ... ются в результате ... 4% распадов, а компонента ... тра, более мягкие, чем компонента, идущая на уровень 1597 keV ... никают в результате ... 92% распадов. Это заставляет нас ... жить указанную группу линий рис. 6 на схеме ... γ-... = 1597 keV.

Так как других γ-линий с измеримой интенсивностью ... располагаем эту группу на схеме непосредственно ... = 1597 keV. В этом пункте мы отвергаем ...

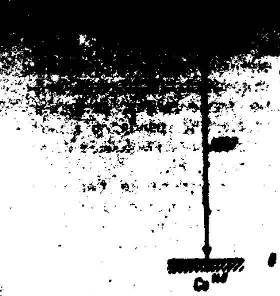


Рис. 7. Скелет схемы распада La¹⁴⁰

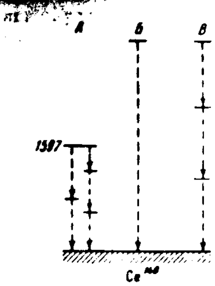


Рис. 8. К схеме распада La¹⁴⁰

γ-Линия с $h\nu = 1597$ keV дает, согласно [26], совпадения с самыми быстрыми β-частицами. Но дает ли она совпадения со всеми остальными β-частицами La¹⁴⁰? Ответа ... на этот вопрос. Между тем совпадения не со всеми β-... могут быть в трех случаях:

А) если уровень 1597 keV ... разряжается, помимо γ-линии $h\nu$ = 1597 keV, путем каскадного ... двух или трех квантов (рис. 8, случай A);

Б) если какое-нибудь из верхних состояний Ce¹⁴⁰ разряжается ... мым переходом на основной уровень Ce¹⁴⁰ (рис. 8, случай $Б$).

В) если какое-нибудь из верхних состояний Ce¹⁴⁰ разряжается ... ным переходом, не содержащим γ-линию с $h\nu = 1597$ keV (рис. 8, случай B).

Рассмотрим все эти случаи.

В случае А в γ-спектре должны наблюдаться две или три ... сумма энергий которых была бы равна 1597 keV. Анализ ... ного списка известных γ-линий (см. табл. 4, стр. ...) ... вает, что никакая пара значений $h\nu$ не дает в сумме 1597 keV ... ностью точности 2 keV). Однако существует одна тройка ... же близкую величину

$$241{,}4+431{,}3+926=1598{,}7 \text{ keV}.$$

... совпадение может быть и случайным; вероятность ... приходится ... большое число комбинаций ... каскада пока неясна ... интенсивность: она возникает в результате ... распадов (см. табл. 4); поэтому и сам каскад не ...

может происходить более чем при 2,6% распадов; [illegible] пренебречь.

В случае Б должны наблюдаться γ-линии более [illegible] 1597 keV. Такие линии в γ-спектре действительно есть: $h\nu$ = [illegible] 1597 keV) и, может быть, $h\nu$ = [illegible] (0,058 от интенсивности линии 1597 keV). Можно сказать с [illegible] от интенсивности линий 1597 keV). [illegible] они идут «параллельно» линии 1597 keV, а не «последовательно» [illegible] линия 1597 keV не дает γ — γ-совпадений ни с какими [illegible] [20].

[illegible] неопределенным, чем А и Б, так как с ними [illegible] разнообразной энергии. Однако после того [illegible] $h\nu$ = 328,6, 486,4, 815,6, 1597, 2535 [illegible] интенсивная γ-линия $h\nu$ = 918 (926) keV [illegible] keV, которой не с чем образо- [illegible] относительной интенсивно- [illegible] линии являются [illegible] 6% распадов может [illegible] линии $h\nu$ = 926 keV, то [illegible] 8 [illegible] каскадов [illegible] распадов, [illegible] числа распадов [illegible] существуют, и [illegible] перехо- [illegible] на основной уровень [illegible]

[illegible] 1597 keV появляется в 94 [illegible] распадов
2535 [illegible] 5 [illegible]
2200 [illegible] 0,2 [illegible]

[illegible] интенсивности для линии 1597 keV основана на воз- [illegible] установленных пока каскадных переходов; погрешность для [illegible] keV основана на измерениях интенсивностей [illegible] погрешности [illegible] keV. По относительным интенсивностям [illegible] приведен [illegible] 2 [illegible] числу квантов на распад для [illegible] keV можно [illegible] квантов на распад для [illegible] приведены в последней графе [illegible] линии [illegible] линия 2 [illegible] уровней на [illegible] keV [illegible] прямых [illegible] энергию [illegible] уровни Ce[140] [illegible] возбуждения.

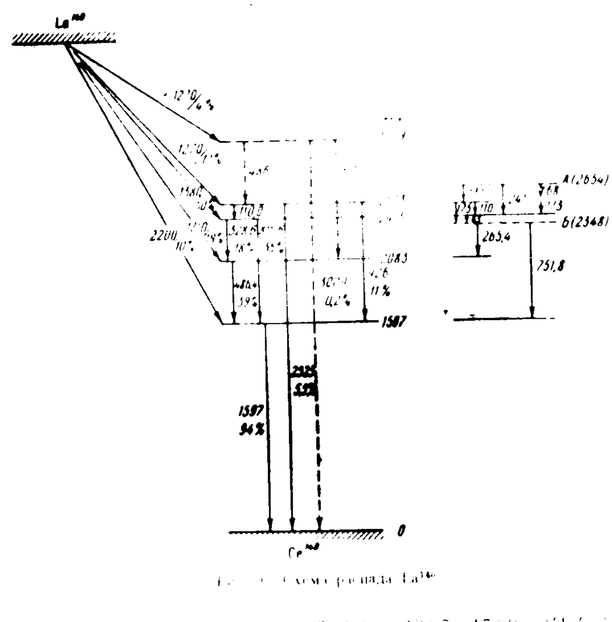
Рассмотрим [illegible] спектрах [illegible] переходам [illegible] энер- [illegible] при перехо- [illegible] [illegible] линиям линии- [illegible] 109,2, [illegible]

[illegible] линиями, [illegible] рассматривае- [illegible] 110 и 926 keV ока- [illegible]

[illegible] относительно энергии [illegible] keV) не позволяет локали- [illegible] точно. Любопытно, что если бы [illegible] этого уровня оказалась равной

[illegible] keV [illegible] бы энергию [illegible] бы по энергии [illegible] в γ-спектре и помещенными [illegible] совпадение может быть и случай- [illegible]

[illegible], внесенных в предыдущем пункте и [illegible] приобретает вид, изображенный на рис. 9. Возни- [illegible] вопрос, не получаются ли наблюдающиеся в спектре конвер- [illegible] электронов дополнительные линии при переходах между уро- [illegible], изображенными на рис. 9. Пересматривая все возможные [illegible] ды между уровнями на этой схеме, мы не находим ни одной [illegible] в пределах хотя бы 5 keV совпал с остающимися вне этой схемы [illegible]



[illegible] Схема распада La[140]

[illegible] ниями Корка и др. [17] $h\nu$ = 68,7, 109,2, 130,7, 173,0, 241,4, [illegible] 431,3, 751,8, 1904 keV.

Для того чтобы поместить в схему [illegible] дополнительные уровни. В [illegible] схеме, пользуясь равенствами

68,7 + 173,0 = 241,7 } имеется [illegible]
110,4 + 130,7 = 241,1 }
265,4 + 486,4 = 751,8 имеется [illegible]

указывающими на каскадные переходы. Два [illegible] уровня, отмеченных на рис. 9 буквами А и Б, могут [illegible] линий Корка; но расположение [illegible] 431,3 и 1904 keV остается неясным.

10. Перейдем теперь к подсчету баланса [illegible] ных уровней Ce^{140}.

Так как в п. 7 уже установлено, что γ-линия с $h\nu = 1597$ [illegible] [illegible] в 94 [illegible] распадов, то интенсивности всех остальных γ-[illegible] [illegible] выразить непосредственно в процентах распадов. [illegible] приве[illegible] [illegible] графе табл. 2.

11. [illegible] 1597 keV Ce^{140} должно приводить $94 \pm 9\%$ [illegible]. Из них [illegible] на самую жесткую компоненту β-спектра. Остальные [illegible] быть связаны с γ-линиями 486,4 (39%), [illegible] (35%) и 920 keV [illegible].

Сумма [illegible] линий составляет 85%, что прекрасно согласуется [illegible] уровень 1597 keV можно считать хорошо сбалансированным.

12. Обратимся [illegible] keV. С него уходит 39% распадов. На него приходит [illegible] компонента β-спектра (согласно [9] 14 [illegible] распадов, [illegible] наблюдающаяся в 18% распадов, [illegible] может быть, слабая [illegible] уровня E (рис. 9), появляю[illegible]. Сумма поступлений [illegible] распадов. Уровень [illegible] сбалансирован удовлетвори[illegible].

13. [illegible] уровень 2413 keV. С него уходит γ-линии ($h\nu = 328,6$ [illegible]), [illegible] в 53% распадов, и, может быть, слабая ли[illegible]. На [illegible] приходят: а) третья компонента β-спектра согласно [illegible] ($30 \pm 2\%$) распадов; б) малоинтенсивные γ-лучи с [illegible] быть, γ-лучи с $h\nu = 241$ и 173 keV, суммарная [illegible] согласно [17] и табл. 4 не превосходит 3,5%.

[illegible] наблюдается значительный дефицит в числе прихо[illegible] [illegible] соблюдения баланса интенсивность β-компоненты [illegible] ~ 50% распадов.

[illegible] 2523 keV уходят γ-линии с $h\nu = 110$, 926 и 2523 keV, [illegible] сложности в ~17% распадов. Неизвестно, при[illegible] уровень какие-либо γ-линии (может быть, линия $h\nu=$ [illegible] уровня 4 (рис. 9) или линия $h\nu=486$ keV с гипотетическо[illegible] 2000 keV), во всяком случае они малоинтенсивны. Мы будем [illegible] в 17% происходит в результате β-распада.

15. [illegible] согласно [9] 48% β-распадов La^{140} прив[illegible] возбужден[illegible] чем на 2523 keV. Между тем [illegible] линии с отно[illegible] интенсивностями более [illegible] схему перехо[illegible] между более низкими уровнями [illegible] линии могут [illegible] табл. 4 [illegible] распадов. Таким образом, не [illegible] высокие уровни; [illegible] спектра на фермиев[illegible] [illegible]

16. В [illegible] интенсивности β-ком[illegible] [illegible] баланса интенсив[illegible] [illegible] получены совершенно [illegible] могут считаться точ[illegible] [illegible] спектров они согласуются [illegible] быстро нарастает при [illegible]

17. [illegible] перехода с $h\nu = 1597$ keV. Эмпириче[illegible] [illegible] [39] заставляет предполагать, что [illegible] ядра с четными Z и N, должен быть [illegible] переход $h\nu =$ 1597 keV должен быть элек[illegible] [illegible]. Опыты Бишопа и Жорба [40], изучавших

[illegible] и 1597 keV) и (4[illegible] и 1597 keV) [illegible] (328,6 + 486,4 + 81[illegible]) и 1597 keV, [illegible] +3 и +4 первым двум уровням [illegible] электронов линии 1597 keV, [illegible] и др. [9], указывало на больший коэффи[illegible] [illegible] для перехода типа $E2$; однако контроль [illegible] число было завышено.

Таблица 3

[illegible] β-спектра La^{140}

(ориентировочные данные)

[illegible] β-спектра на [illegible] компоненты ([illegible] и др. [9])		По балансу интенсивностей [illegible] распада		
энергия, keV	%	энергия, keV	[illegible]	[illegible]
1	2	3	4	[illegible]
2200 ± 20	8	$E_{гр}$ = 2200	~ 10	[illegible]
1620 ± 20	14	= 1710	~ 19	[illegible]
1360 ± 20	30	[illegible] 1380	~ 50	[illegible]
1150 ± 30	20	≈ 1270	17	[illegible]
860 ± 30	12	[illegible] 1270	[illegible]	—
420 ± 40	16			

Резюмируя, мы склонны считать, что имеющиеся данные благоприятны для приписания уровню 1597 keV Ce^{140} типа +2. На это же указывают данные об интенсивности γ-лучей Pr^{140} (см. стр. 287).

Вопрос о мультипольности других переходов, о типе второго и более высоких уровней возбуждения Ce^{140} и основного состояния La^{140} следует считать пока открытым.

18. Рассмотрим теперь вопрос об интенсивности переходов, наблюдавшихся по конверсионным электронам, но не наблюдавшихся по γ-лучам.

В работе Корка и др. [17] приведены относительные интенсивности конверсионных линий. Эти значения могут считаться только ориентировочными; мы используем их для оценки максимальной возможной интенсивности этих линий.

В графе 2 табл. 4 выписаны экспериментальные данные, относящиеся к конверсии на K-оболочке.

Обозначим интенсивности γ-линий, выраженные в числах квантов на распад, буквами p_i, коэффициенты конверсии на K-оболочке — буквами α_i, а интенсивности конверсионных электронов (число электронов на распад) — буквами n_i, тогда

$$n_i = p_i \alpha_i.$$

Если для одной γ-линии мы знаем мультипольность [illegible] на распад, то для остальных можем вычислить p_i, пр[illegible] иную мультипольность по формуле:

$$p_i = p_0 \left(\frac{n_i}{n_0}\right) \frac{\alpha_0}{\alpha_i}.$$

Если затем мы сделаем относительно мультипольности [illegible] такое предположение, при котором α_i — минимально (допустим, [illegible] электрический дипольный переход), то получим максимальное значение

Таблица 4

Максимальная возможная интенсивность γ-линий, не наблюдавшихся в спектре, но ожидаемых на основании конверсионного спектра Корна

$h\nu$, keV	[illegible]	Теоретические коэффициенты конверсии на K оболочке, умноженные на 100, для разных мультипольностей	$E2$	$E3$	$E4$	$M1$	$M2$	$M3$	$M4$	Интенсивность γ-перехода, выраженная в %, [illegible] $h\nu$ = 1597 keV — [illegible] линии типа:			$M1$	$M2$	Максимально возможная интенсивность γ-линии, %
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
[illegible]	[illegible]	[illegible]		—	—	78	—			[illegible]	[illegible]		0,11	—	0,4
[illegible]		[illegible]			—	78	—				0,02		0,03	—	0,1
[illegible]		[illegible]			—	30	—			1,8	0,5	—	0,1	—	1,0
173,0	[illegible]	[illegible]	[illegible]	81	350	23	91	570	3160	0,9	0,2	0,05	0,2	0,05	[illegible]
241,4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	28	97	8,9	43	138	680	2,6	0,8	0,2	0,7	0,2	[illegible]
265,4	30	[illegible]	[illegible]	21	65	6,8	34	93	450	4,2	1,0	0,3	10	0,2	[illegible]
431,3	20	0,44	1,58	3,9	10,3	1,55	7,1	16,4	54	10	3,2	1,1	2,8	0,6	[illegible]
751,8	10	0,138	0,35	0,76	1,56	0,48	1,47	3,4	7,1	16	6,3	2,9	4,6	1,5	[illegible]
1904	10	0,024	0,046	0,090	0,14	0,056	0,121	0,19	0,23	92	48	25	40	[illegible]	[illegible]
1597	30	0,033	0,069	0,129	0,22	0,092	0,19	0,35	—	—	—	—	—	[illegible]	[illegible]

* Значение, основанное на опытах с фотоэлектронами.
** Значение, основанное на экспериментальной кривой р[illegible]

[illegible] Рис. в прим[illegible]

б) [illegible] keV, [illegible] для перехода типа [illegible];

в) [illegible] значения $\frac{N_K}{N_L}$ по Корну и др. [17];

г) для линии $h\nu = 1597$ keV принято $p_0 = 94$ %.

Если считать, что переход с $h\nu = 1597$ keV является электрическим квадрупольным ($E2$), то для p_i получаются значения, приведенные в графах 11—15 табл. 4.

Рассматривая табл. 4, мы видим, что:

1) Для γ-линий с энергией 109,2, 110,4, 130,7, 173,0, 241,4 и 265,4 keV все p_i меньше 4,2 % и, следовательно, каждая из этих [illegible] условно появляется меньше чем в 4,2 % распадов (как это было [illegible] нами в п. 2 и табл. 4).

2) Для γ-линий с $h\nu = 431{,}3$ keV $p(E1) = 10$ %, это [illegible] если бы переход был типа $E1$, то наблюдающееся количество конверсионных электронов могло бы появляться только при [illegible] ходящем в 10 % распадов. Столь интенсивная [illegible] замечена в спектрах фотоэлектронов, так как имела бы [illegible] же интенсивность, как линия $h\nu = 328{,}6$ keV, и отстояла бы далеко от всех других линий; она была бы замечена и на ритроне; следует думать, что это — переход более высокой мультипольности, чем $E1$, и, следовательно, интенсивность γ-лучей меньше 3,2 %.

3) Линии 751,8 и 1904 keV при переходах типа $E1$ имели бы столь большую интенсивность, что безусловно были бы замечены на ритроне; следовательно, если такие переходы существуют, то имеют либо значительно бо́льшую мультипольность, чем $E1$, либо значительно меньшее число конверсионных электронов на один распад.

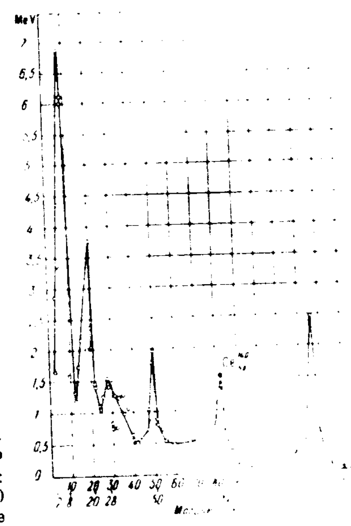


Рис. 10. Энергия возбуждения первого возбужденного состояния четно-четных [illegible] габеру [41]

5. Распад $La^{140} \to Ce^{140}$ и теория оболочек

Очень большая энергия возбуждения у первого уровня Ce^{140} может показаться удивительной: как правило, в области $Z > 50$ первое возбужденное состояние имеет энергию меньше 500 keV. Особое положение Ce^{140} объясняется тем, что в этом ядре 82 нейтрона — заполненная нейтронная оболочка. В ядрах с заполненными оболочками первый [illegible] всегда лежит аномально высоко. Это хорошо видно на рис. 10, [illegible] отобранном из статьи Гольдгабера [41]. Ce^{140} расположен как раз [illegible] вершине одного из максимумов. Форд [42] объясняет кривую рис. 10

[illegible], что ядра с [illegible] [illegible] собой [illegible]

Существует мнение, что [illegible] ных ядер принадлежит к типу +2 [illegible] лективных движений. Однако у двух [illegible] ные оболочки, — $_8O^{16}$ и ThC ($_{82}Pb^{208}$) — [illegible] не типа +2: у O^{16} [43] первый уровень — типа +0, [illegible] [44] первый уровень — типа —3, а следующие [illegible] обстоит иначе. Если уровень 1597 keV Ce^{140} [illegible] уровень, то следующий коллективный уровень Ce^{140} [illegible] высоко — выше 3 MeV и, следовательно, все остальные [illegible] уровни возникают в результате наложения одночастичных [illegible] коллективные движения.

6. Замечания к предшествовавшим работам

Следует отметить, что исследования радиоактивности La^{140} [illegible]ли значительное количество ошибок. Некоторые из них заслуживают упоминания, так как иллюстрируют необходимость осторожности при выводе заключений из экспериментальных данных:

1) Начало ошибкам положили Ферми и др. [45], которые в своей классической работе по нейтронной активации пишут о лантане: «После сильного облучения под водой не было найдено никакой активности». Между тем, сечение активации La медленными нейтронами отнюдь [illegible] ... 1,7 барна [46, 47].

[illegible] после того, как излучению La^{140} было посвящено более [illegible] работ, в результате которых была установлена сложность β- и [illegible] Корк и сотрудники писали [48], что после длительного [illegible] La не дал конверсионных линий. Через 3 года они [illegible] [17], что, действуя тем же методом, нашли 24 конверсионные линии.

[illegible] Беймер, Нул и Курбатов [6] нашли, что поглощение γ-лучей [illegible] происходит экспоненциально; отсюда они сделали вывод [illegible] монохроматичности γ-лучей La^{140}.

[illegible] Мандевилл [49] изучал γ-спектр La^{140} по электронам отдачи, [illegible] толстой мишени, и «подтвердил» вывод предыдущих авторов о монохроматичности γ-лучей La^{140}: «γ-лучи, повидимому, монохроматичны [illegible] их энергия, вычисленная из конечной точки распределения электронов по импульсам, равна $2{,}04 \pm 0{,}04$ MeV».

5) В 1948 г. Мандевилл и Шерб [25] сообщили, что γ-линия с $h\nu =$ 2,3 MeV следует за каждой β-частицей. Между тем она следует только за ~5,5 % распадов.

6) Ряд авторов [21, 25] на основании изучения β—γ-совпадений утверждали, что β-спектр простой [21] и что число β—γ-совпадений на регистрируемую β-частицу не зависит от энергии β-лучей [25]. Между тем в действительности β-спектр [illegible] более чем из трех компонент.

7) Корк и сотрудники в работе [17] привели схему распада La^{140}, из которой следует, что суммарная интенсивность γ-линий 265,4 + 751,8 keV, как и γ-линии 241,3 + [illegible] 110,4 keV, равна 100 % распадов.

Между тем [illegible] авторы приводят относительные интенсивности конверсионных линий, связанных с этими γ-лучами, из анализа которых [illegible] 5 нетрудно выяснить, что суммарная интенсивность γ-линии 265,4 + 751,8 keV не может превышать 13 %, а линий 241,3 + 173,0 + 110,4 keV — 7 % распадов.

8) Общей участи не избежали и авторы [9], получившие заниженные значения интенсивностей конверсионных линий $h\nu = 328{,}6$ и 1597 keV.

9) При анализе опытов по корреляциям [40] не учитывается [illegible] интенсивная γ-линия $h\nu = 926$ keV.

[illegible] сделать ряд заключений [illegible] детали хода энерге[illegible]

[illegible], $T = 12{,}80$ дня)

[illegible] хорошо, так как относительно легко [illegible] [illegible] выходом при делении тяжелых элементов [illegible] [illegible] период полураспада. Наиболее [illegible] схема распада Ba^{140}, приведенная в [50], изображена на рис. 11.

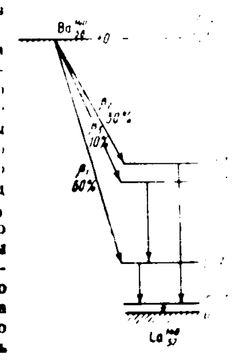


Рис. 11. Схема распада Ba^{140}

Отсутствие в этой схеме прямого перехода между основными уровнями Ba^{140} и La^{140} понятно, так как этот переход должен быть сильно запрещен. Независимо от того, каково основное состояние La^{140}, следует думать, что β-переходы с +0 Ba^{140} на основное состояние La^{140} и с него на +0 Ce^{140} должны иметь приблизительно одинаковые fT. Если в β-спектре La^{140} переход на основной уровень имеет интенсивность < 1 % (иначе он был бы замечен), то для него $fT > 1{,}3 \cdot 10^{11}$. Принимая схему рис. 11, мы можем заключить, что самая жесткая компонента β-спектра Ba^{140} должна иметь энергию 1,21 MeV; тогда при $fT > 1{,}3 \cdot 10^{11}$ она должна иметь $T_{парц} > 1{,}6 \cdot 10^{9}$ сек, т. е. относительную интенсивность < 0,071 %. Конечно, заметить на опыте столь слабую компоненту, находящуюся на фоне более жесткого спектра дочернего La^{140}, практически невозможно.

Ba^{140}_{56} — четно-четное ядро; согласно эмпирическому правилу Гольдгабера—Саньяра [39] оно должно иметь первый возбужденный уровень типа +2, а согласно рис. 10 этот уровень должен лежать на высоте ~1300 keV; возможно, что это — первый коллективный уровень ядра Ba^{140}_{56}.

Cs^{140}_{55} (β⁻, $T = 9{,}5$ мин); Xe^{140}_{54} (β⁻, $T = 10$—16 сек)

Об излучении этих изотопов нет данных. Исходя из рис. 10 [illegible] ожидать, что в γ-спектре Cs^{140} должна быть γ-линия с энергией ~1300 keV.

Pr^{140}_{59} (β⁺, K, $T = 3{,}4$ мин)

Относительно излучения Pr^{140} известно следующее:

1) Pr^{140} испускает позитроны с верхней границей спектра [illegible] ± 0,02 MeV [51] (по старым данным 2,40 ± 0,15 MeV [51, 52]).

2) Pr^{140} захватывает атомные электроны. Согласно [51] [illegible] превращений Pr^{140} происходит с захватом K-электрона, 5 % [illegible] L-электрона и 58 % — с испусканием позитрона; согласно [53] K-захват составляет 65 %.

3) Помимо аннигиляционного излучения наблюдались только мало интенсивные γ-лучи с энергией 1—1,2 MeV [51, 53], появляющиеся при [illegible] 2 % распадов [53].

4) Поиски конверсионных линий, производившиеся при помощи [illegible] нитного спектрометра с двойной фокусировкой [51], не да[illegible] тельных результатов.

Приведенные данные позволяют сделать заключения об о[illegible] тине распада Pr^{140}.

Так как нет ядерных γ-квантов в числе, соизмеримом с числом [illegible] [illegible], приходится [illegible], что большинство превращений происходит [illegible] основными состояниями Pr^{140} и Ce^{140}.

[illegible] MeV, [illegible] 58 % и $T = 3{,}4 \pm 0{,}1$ мин [illegible]

$$[illegible]\ 1{,}4\cdot 10^4,$$

[illegible] Pr[140] к числу разрешенных. Фер[illegible] [illegible], приведенного в работе Брауна и сотрудников [illegible]

[illegible] отношения β^+/K для этого перехода [illegible] при $Z_{пр} = 58$ и $W_0 =$ 5,37 m [illegible] данным Брауна и др. [51], β^+/K [illegible] 0,52. Оба значения, вероятно, [illegible] отличаются от теоретического.

Так как основное [illegible] четными числами протонов и нейтронов, [illegible] типу +0, то основное состояние Pr^{140} должно быть типа +1, если действует правило отбора Теллера, и +0, если действует правило отбора Ферми.

Теория оболочек не дает однозначных предсказаний типа состояний ядер с двумя нечетными частицами. Хотя Pr^{140}_{59} и относится к ним, [illegible] некоторые выводы могут быть сделаны.

Спин Pr^{141}, определяющийся поведением 59-го протона, равен 5/2; теория оболочек указывает тип $d_{5/2}$. Спин Ba^{137}_{56}, определяющийся поведением 81-го нейтрона, равен 3/2; теория оболочек указывает тип $d_{3/2}$. В Pr^{140} 59 протонов и 81 нейтрон, поэтому естественно попытаться комбинировать эти типы. Согласно эмпирическому правилу Нордгейма при сложении типов $j_1 = l_1 + 1/2$ и $j_2 = l_2 - 1/2$ получается состояние с полным моментом $(j_1 - j_2)$. В данном случае это состояние — типа +1 в согласии с данными по β-распаду (см. ниже). Если этот вывод правилен, то превращение Pr^{140} вызвано тензорными или аксиально-векторными силами, при которых разрешен переход типа $+1 \to +0$.

Помимо перехода в основное состояние Ce^{140} в Pr^{140}, должен происходить переход на первый возбужденный уровень Ce^{140}, имеющий энергию возбуждения 1597 keV и принадлежащий к типу +2. Следует отметить, что β-переход $+1 \to +2$ является по правилу отбора Теллера разрешенным. Определение fT для этого перехода может оказаться решающим для установления типа этого уровня.

Согласно [53] жесткие γ-лучи появляются приблизительно в 2 % распадов Pr^{140}. Следовательно, для позитронного перехода на уровень 1597 keV Ce^{140}:

$$T(\beta_2) [illegible]$$

и

$$E(\beta_2) [illegible] 1{,}597 = 0{,}63\ \text{MeV}.$$

[illegible] $\frac{\lambda_{K_2}}{\lambda_{\beta_2}} = 71$ и $f(\beta_2)$ [illegible] 0,16, согласно графику [54], мы [illegible] $fT(\beta_2) = 50\cdot 204\cdot 72\cdot 0{,}16$ [illegible] $1{,}2\cdot 10^4$, т. е. значение, типичное [illegible] [illegible] β-распадов. Таким образом, наличие жестких γ-[illegible]

[illegible] зультате [illegible] свидетельствует в пользу приписания уровню 1597 keV Ce^{140} [illegible] +2; к сожалению, сведения об этих лучах являются только ориентировочными.

Отметим, что если бы основное состояние Pr^{140} было типа +0, то переход $+0 \to +2$ был бы [illegible] запрещенным и поэтому γ-лучей практически совсем не было [illegible]

[illegible] Nd^{140} [illegible], $T = 3{,}3 \pm 0{,}1$ дня)

Nd^{140} был получен дважды [51, 53], оба раза по реакции Pr^{141} (d, 3n). По-видимому, он не испускает никаких частиц и γ-квантов, а только захватывает атомные электроны (по расчетам Брауна и сотрудников [51] 74 % K-захватов и 26 % L-захватов).

Так как Nd^{140}_{60} имеет четные числа протонов и нейтронов, то его основное состояние должно быть типа +0. Переход в основное состояние Pr^{140}, принадлежащее к типу +1, должен быть разрешенным.

Полагая, что fT для этого перехода $(+0 \to +1)$ такое же, как и для перехода $+1 \to +0$ в $Pr^{140} \to Ce^{140}$, можем найти энергию [illegible] и разность масс Nd^{140} и Pr^{140}:

$$f_K T = 1{,}4\cdot 10^4, \quad T = 2{,}85\cdot 10^5\ \text{сек}, \quad f_K [illegible]$$

Экстраполируя кривые для $f_K = f(\Delta E)$, приведенные в [illegible] Зоммерфельда-Бернштейна [55], получаем

$$Nd^{140} - Pr^{140} \approx 110\ \text{keV}.$$

Из данных рис. 12 можно видеть относительное расположение масс Ba^{140}, La^{140}, Ce^{140}, Pr^{140} и Nd^{140} в единой энергетической шкале. Ано-

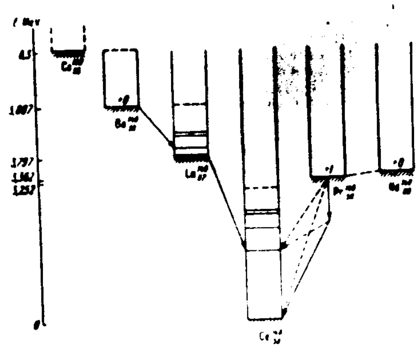


Рис. 12. Энергетическая диаграмма [illegible] возбужденных состояний изобарных ядер с массовым числом 140

мально плотная упаковка Ce^{140}, вероятно, связана с [illegible] имеется заполненная оболочка из 82 нейтронов.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина Академии наук СССР

[illegible] L., Sagdon [illegible]
[illegible] M., Quill [illegible], Phys. Rev., [illegible]
[illegible] O., Strassman F., [illegible]
[illegible] O., Strassman F., Naturwiss. [illegible]
[illegible] K., Pool M., Kurbatov J., [illegible]
[illegible] K., Pool M., Kurbatov J., Phys. Rev., [illegible]
[illegible] andeville C., Phys. Rev., 64, 147 [illegible]
[illegible] Cork J., Keller H., Rutledge W., Stoddard A. [illegible] 1006 (1949).
[illegible] Вашилов А., Джелепов Б., Черкинская Л., [illegible] Серия физич., 18, 88 (1951).
10. Reed G., Turkevich A., Phys. Rev., 92, 1473 (1953).
11. Phillipp K., Riedhammer J., ZS. f. Naturforsch., 1, 372 [illegible]
12. Kirby H., Salutsky M., Phys. Rev., 93, 1051 (1954).
13. Maurer W., ZS. f. Naturforsch., 2a, 586 (1947).
14. Osborne R., Peacock W., Phys. Rev., 69, 679 (1946).
15. Beach L., Peacock [illegible], Wilkinson R., Phys. Rev., 76, [illegible]
16. Peacock C., Quinn J., Oser A., Phys. Rev., 94, 372 (1954).
17. Cork J., Le Blanc J., Stoddard A., Martin D., Branyan C., Childs W., Phys. Rev., 83, 856 (1951).
18. Miller L., Curtiss [illegible], Phys. Rev., 70, 983 (1946).
19. Rall W., Wilkinson R., Phys. Rev., 71, 321 (1947).
20. Bannerman R., Lewis G., Curran S., Phil. Mag., 42, 1097 [illegible]
21. Mitchell A., Langer L., Brown L., Phys. Rev., 71, 140 (1947).
22. Hansson A., Phys. Rev., 75, 1794 (1949).
[illegible] Bishop G., Wilson R., Halban H., Phys. Rev., 77, 416 (1949).
[illegible] Wattenberg A., Phys. Rev., 74, 497 (1947).
[illegible] Mandeville C., Scherb M., Phys. Rev., 73, 1434 (1948).
[illegible] Robinson B., Madansky L., Phys. Rev., 84, 1067 (1951).
[illegible] Джелепов Б., Орбели М., ДАН СССР, 62, 615 (1948).
[illegible] Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 599 (1954).
[illegible] Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН [illegible]
[illegible] Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН [illegible]
[illegible] Б., Жуковский Н., Приходцева [illegible] Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 4, 541 [illegible]
[illegible] Б., Силантьев А., ДАН СССР, [illegible]
[illegible] Джелепов Б., ДАН СССР, [illegible]
[illegible] Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев А., [illegible] Ю., ДАН СССР, 86, 255 (1952).
[illegible] Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, 77, [illegible]
[illegible] Н., Джелепов Б., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 19, 3, 294 (1955).
[illegible] Cork J., Brice M., Nester W., Le Blanc J., Martin D., Phys. Rev., 89, 1291 (1953).
[illegible] Muller D., Hoyt H., Klein D., DuMond J., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
38. Hedgran A., Lind D., Arkiv för Fysik, 5, 177 (1952).
39. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., 83, 906 (1951).
40. Bishop G., Jorba J., Phys. Rev., 98, 89 (1955).
41. Goldhaber G., Phys. Rev., 90, 587 (1953).
42. Ford K., Phys. Rev., 90, 29 (1953).
43. Ajzenberg F., Lauritzen T., Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).
44. Elliott L., Graham R., Walker [illegible], Wolfson J., Phys. Rev., 93, 356 (1954).
45. Amaldi E., D'Agostino O., Fermi E., Pontecorvo B., Rasetti R., Segre E., Proc. Roy. Soc., A149, 522 (1935).
46. Sinma K., Yamasaki F., Phys. Rev., 59, 402 (1941).
47. Seren L., Friedlander H., Turkel S., Phys. Rev., 72, 888 (1947).
48. Cork J., Shreffler R., Fowler C., Phys. Rev., 74, 240 (1948).
49. Mandeville C., Phys. Rev., 63, 387 (1943).
50. Hollander J., Perlman I., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., 25, 469 [illegible]
[illegible] G., Rosmussen J., Surls J., Martin D., Phys. Rev., [illegible]
[illegible] J., Pool M., Kurbatov J., Phys. Rev., 61, 544, [illegible]
[illegible] G., Hicks H., Phys. Rev., 75, 1687 (1949).
[illegible] G., Steigman J., Phys. Rev., 58, 1 (1940).
[illegible] Börnstein, 6. Aufl., Bd. 1/5.

[illegible] и Ю. В. ХОЛЬНОВ

1. Введение

[illegible] Au[198] казалась твердо установленной: было [illegible] спектр Au[198] простой, имеет ферми-эвскую форму и приводит к [illegible] состоянию 411 keV Hg^{198}, которое высвечивается электрическим квадрупольным излучением.

Экспериментальные основания этой схемы изложены в подробной статье Н. Антоньевой, А. Башилова, Б. Джелепова и А. Золотавина [1] (1950).

В последние годы появилось, однако, много новых работ, посвященных излучению Au[198]. Наиболее важные результаты этих работ: открытие двух новых γ-линий с $h\nu = 676$ и 1089 keV, установление их характеристик и наблюдение связанных с ними β — γ- и γ — γ-совпадений.

В связи с этими работами и возросшим интересом к схеме распада Au^{198} мы предприняли исследование γ-спектра Au^{198} при помощи ритрона.

2. Исследование γ-спектра Au^{198}

Целью наших измерений было более точное, чем в предыдущих работах, определение относительных интенсивностей γ-линий Au^{198}. Измерения производились при помощи ритрона [2]. Источником γ-лучей служил золотой цилиндрик ϕ 3 мм и длиной 6 мм, облученный нейтронами и имевший активность около 2 Cu.

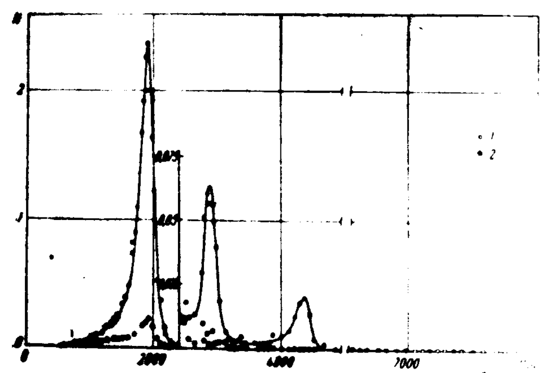


Рис. 1. γ-Спектр Au^{198}, экспериментальная кривая; 1 — точки, полученные с мишенью, находящейся в пучке, 2 — точки, полученные с мишенью, выведенной из пучка (фон)

На рис. 1 изображена полученная нами экспериментальная кривая. Две [illegible] γ-линии приведены в масштабе, увеличенном в 20 раз.

На рис. 2 приведен γ-спектр ... кривая приведена к равным ... правка на поглощение γ-лучей в ... спектральная чувствительность прибора и ... счетчиков от энергии проходящих через них электро...

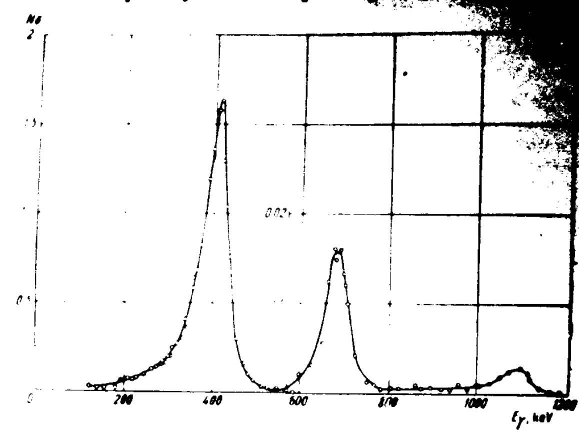


Рис. 2. Тот же спектр, что на рис. 1, но в обработанном виде

Для того чтобы исключить влияние газа, наполняющего прибор, на ... наблюдающихся максимумов, были проведены три серии измерений при разных давлениях наполняющей смеси (гелий +4% метана) 32, 16 и 7 см рт. ст. Результаты всех трех серий согласуются между собой в пределах 6 %. В таблице приведены средние значения энергий и интенсивностей по этим сериям.

Для того чтобы выяснить, не испускает ли препарат еще более жесткие γ-лучи, мы провели измерения в основной серии до $h\nu =$ 3000 keV; никаких γ-лучей мы не нашли. Была проведена также дополнительная серия измерений в условиях повышенной в 25 раз светосилы (бериллиевая мишень толщиной 0,4 мм, расширенные до 7 мм щели спектрометра [2]).

Результаты этих опытов показали, что интенсивность испускаемых Au^{198} γ-лучей с энергией 1100 ÷ 3000 keV не больше, чем $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ кванта на распад.

3. Обсуждение γ-спектра Au^{198}

Жесткие γ-линии Au^{198} были открыты Каванагом, Турнером, Букером и Данстером в 1951 г. [6]. С тех пор относительные интенсивности γ-линий измерялись в шести работах, результаты всех работ собраны в таблице.

В работах [3, 5, 7] γ-спектр изучался по спектру фотоэлектронов, ... на магнитных спектрометрах. Общие затруднения для этих ... из необходимости разложения наблюдающегося спектра ... и сложности определения спектральной чувствительности приборов.

... [6] интенсивности определялись по отношению ... распределением электронов отдачи, ...

		Роуз и др. (1951) [4]	
		411	100
		680	1
		1090	0,2
Хофер (1951) [5]		Каванаг и др. (1951) [6]	
411	100	410 ± 6	100
672 ± 3	1,4 ± 0,1	671 ± 9	1,5
1075 ± 7	0,25 ± 0,05	1092 ± 13	0,4
Эллиот и др. (1954) [7]		Мандер и др. (1954) [8]	
411,77	100	410 ± 2	100
675,5 ± 0,8	0,842 ± 0,056	680	1,3
1088,9 ± 0,9	0,17 ± 0,012	1090	0,25

Данная работа

E_γ, keV	Относительная интенсивность I сер. (32 см рт. ст.)	[illegible]	Относительная интенсивность [illegible] сер. ([illegible] рт. ст.)	Принятая относительная интенсивность
412 ± 4	100	[illegible]	100	100
680 ± 7	1,14	[illegible]	1,10	1,11 ± 0,05
1088 ± 10	0,26	—	—	0,26 ± 0,02

...мых γ-лучами разных энергий из алюминиевого излучателя, который помещался в фокусе линзового спектрометра. Значительная толщина излучателя (130 μ Al) не позволила авторам полностью разделить эффекты, вызванные различными γ-линиями.

В работах [4, 8] γ-спектр изучался при помощи люминесцентного спектрометра; точность этих измерений невелика.

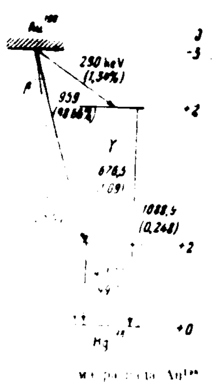
Сопоставлению в основном подлежат результаты измерений Эллиота и др. [7] и наши. Они отличаются друг от друга гораздо ... это позволяют указанные авторами погрешности.

Энергия основной γ-линии Au^{198} наиболее точно измерена ... Дю-Мондом и сотр. [9] — $h\nu = 411{,}77 \pm 0{,}04$ keV. Энергия ... наиболее точно измерена Эллиотом, Престоном и ... $h\nu = 676{,}5 \pm 0{,}8$ и $1088{,}9 \pm 0{,}9$ keV. γ-Лучи с $h\nu = 411$ ... обнаружены также при K-захвате в Tl^{198} [10]. Это доказывает ... ходы происходят в Hg^{198}. Другим доказательством этого ... что разность энергий конверсионных электронов, выбитых с K- ... лочек, равна 68,5 keV для $h\nu = 411$ keV [1], $67{,}9 \pm 0{,}6$ keV для ... $= 676$ keV и $68{,}0 \pm 0{,}5$ keV для $h\nu = 1089$ keV [7], в то время как ... ность $K - L$ должна быть 64,2 keV для Pt, 66,1 keV для Au и 68,1 keV для Hg.

В [illegible] параграфе [illegible] накопленные к 1.X.1954 г. [illegible]

1. Основная компонента β-спектра [illegible] [illegible] время $\pm 1,6$ keV (среднее взвешенное из результатов [illegible], 24]; согласно форма спектра ферминская [1, 7]. Мягкая ($E_{гр}$ [illegible] ($E_{гр} = 1371$ keV) компоненты β-спектра настолько [illegible] могут вызвать заметных отклонений от прямолинейности [illegible] keV Hg^{198} вытекают из [illegible] перехода на основ [illegible]

2. Мягкая компонента β-спектра обнаружена Каванагом [illegible] учением β — γ-совпадений для Au^{198}. В этой работе [illegible] спектрометр настраивался на жесткую γ-линию (1088 keV), [illegible] регистрировались счетчиком Гайгера—Мюллера. Изучалось [illegible] падений в зависимости от толщины фильтра, помещаемого [illegible] чиком. Совпадения пропадают при [illegible] фильтра, соответствующего $E_{гр} =$ [illegible]. Эта мягкая β-компонента ведет на [illegible] возбужденный уровень Hg^{198}. Значение $E_{гр} = 290 \pm 15$ keV получено тем же методом в работе Броси и др. [4]. В ней изучались совпадения между γ-квантами 680 keV (сцинтилляционный спектрометр) и выделенными по энергии при помощи линзового спектрометра β-частицами.



[illegible] ма распада Au^{198}

3. Жесткая компонента β-спектра обнаружена Элливоном и др. [7]. Она имеет граничную энергию $E_{гр} = 1371 \pm 4$ keV и относительную интенсивность $(2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ β-частицы на распад.

Так как граничная энергия почти точно совпадает с суммой энергий основной компоненты и γ-линии ($1370,5 \pm 1,7$ keV), то естественно принять, что жесткая компонента возникает при распаде Au^{198} на основной уровень Hg^{198}. Форма этой слабой β-компоненты, специально изученная в работе [7], [illegible] не ферминевской.

[illegible] Изложенные выше данные о β- и γ-спектрах явились основой для схемы распада Au^{198}, изображенной на рис. 3 [7]. Опыты с β — γ-совпадениями [4, 16] и γ — γ совпадениями [16] подтверждают ее правильность.

[illegible] Основное состояние Hg^{198} — ядра с четным числом протонов и нейтронов, — вероятно, принадлежит к типу [illegible] 0.

6. Квантовые характеристики первого возбужденного уровня Hg^{198} вытекают из: а) абсолютного значения коэффициента конверсии $h\nu =$ 411 keV на K оболочке, б) из отношения K/L и в) из отношения L_{II}/L_{III} для той же линии. Величина α_K определялась в работах [1, 3, 5, 15, 17, 18]. Наиболее [illegible] меньше 1 %) она определена в работе [18]: α_K [illegible] значение очень хорошо согласуется с теоретическим [illegible] перехода $E2$ (интерполированное значение, расчеты [illegible] кулоновского поля [19]): α_K [illegible] 0,031 для $E1$ α_K [illegible] для $M1$ α_K [illegible] 0,16; для $E3, E4, \ldots$ $\alpha_K >$ [illegible] 0,082, для $M2$, $M3$ [illegible] α_K [illegible]

Отношение $\alpha_K/$ [illegible] работе [18] равно $\frac{0,0307}{0,0103} \approx 3,0$; значение, полученное для [illegible] по кривой Гольдгабера и Саньяра [20] для перехода типа $E2$, равно 2,7.

Сван и Хилл [21] определили отношение вероятностей конверсии γ-лучей 411 keV на L_{II} и L_{III} подуровнях: по их данным $L_{II}/$ [illegible]

[illegible] 0,00384, что прекрасно согла[illegible] [illegible] для перехода типа $E2$ — 0,004 [illegible] [illegible] — 0,0097; для $M1$ — 0,0148 и для $M2$ — [illegible] [illegible] приводит также экспериментальное значение α_K [illegible] $= 6,3 \pm 0,5$, что согласуется с величиной 6,8, полученной путем [illegible] [illegible] кривой Гольдгабера и Саньяра [20] для излучения [illegible] $E2$. Таким образом, второй возбужденный уровень Hg^{198}, так же как и первый, имеет спин 2 и четность +.

9. Идентификация первого и второго уровней подтверждается сравнением с теорией измеренного в работе [7] коэффициента конверсии для γ-лучей 676 keV. Он оказался равным $\alpha_K = 0,0224 \pm 0,0019$, что соответствует теоретической величине [25] для смеси из (32 ± 6) % $M1$ и (68 ± 6) % $E2$-излучения (для $M1$ $\alpha_K = 0,047$, а для $E2$ — 0,0111).

10. Приведенная идентификация уровней Au^{198} находится в хорошем согласии с результатами измерений угловой γ — γ-корреляции для $h\nu = 411$ и 676 keV [26—28].

Одинаковый тип уровней 411 keV Hg^{198} и 1089 keV Hg^{198} косвенно подтверждается также близостью значений fT для переходов Au^{198} на эти два уровня (см. п. 11).

11. Прямое измерение спина Au^{198}, произведенное Рейнольдсом и др. [29], привело к значению 2. Таким образом β-переход $Au^{198} \rightarrow 0$ keV Hg^{198} принадлежит к типу $2 \rightarrow +0$. Для этого перехода $E_{гр} = 1371$ keV, $W = 0,025$ % и, следовательно, $\lg fT = 11,7$. Столь высокое значение fT указывает на порядок запрещения не ниже 2. При типе Au^{198} [illegible] 2 порядок запрещения был бы первым, поэтому тип основного состояния Au^{198}, по-видимому, +2. При этом оба β-перехода на возбужденные состояния Hg^{198} принадлежат к типу $+2 \rightarrow +2$, т. е. должны быть разрешенными. Величина $\lg fT$ для этих переходов — 7,4 и 7,6 — плохо согласуется с этим выводом. Однако в настоящее время известны и другие случаи, когда разрешенные переходы имеют аномально большое fT, вероятно [illegible] различия структур исходного и конечного ядер.

12. Относительно перехода Au^{198} в Pt^{198} имеются следующие [illegible]

В [30] определен верхний предел для отношения [illegible]

Кававаг и др. [6] при помощи линзового спектрометра по [illegible] тронам обнаружили две мягкие γ-линии [illegible] 66,5 [illegible] и [illegible] [illegible] соответствующих конверсионных линий они не обнаружили [illegible] заключению, что это рентгеновские лучи. Они возникают [illegible] вследствие вылета конверсионных электронов при распаде [illegible] вторых, вследствие ионизации β-частицами атомов [illegible] верхнего предела интенсивности K-захватной ветви [illegible] [illegible] ется величина 6 %.

В работе [31] оценка интенсивности K-ветви произво[illegible] селективного поглощения рентгеновых лучей, возникающих [illegible] K [illegible] [illegible] те. Установлено, что если K-захват в Au^{198} и происходит [illegible] вероятностью, меньшей 0,4 % от вероятности β-распада.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Антоньева Н., Башилов А., Джеленов Б., [illegible] Изв. АН СССР, Серия физич., 14, 299 (1950).
2. Джеленов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., [illegible] рия физич., 18, 5, 599 (1954).
3. Elliot L., Wolfson J., Phys. Rev., 82, 333 (1951).
4. Brost A., Kottle B., Zeldes H., Fairstein E., [illegible] Rev., 84, [illegible]
[illegible] M. [illegible] 232, 2201 (1951).
[illegible] J., Booker D., Dunster H., Proc. Phys. [illegible] 64A [illegible]
[illegible] M., Wolfson J., Canad. J. Phys., 32, 186 (1954).
[illegible] Zintersteiger V., Helv. Phys. Acta, 27, [illegible]
[illegible] Du Mond J., Phys. Rev., 88, 775 [illegible]
[illegible] Phys. Rev., 92, 918 (1953).
[illegible] 73, [illegible] (1948), 75, 819 (1949).
[illegible]
[illegible] Helv. Phys. Acta, 22, 167 (1949).
[illegible]
[illegible] 83, [illegible] (1951).
[illegible] Rev., 85, 944 [illegible]
[illegible] (1951).
[illegible] 90, [illegible] (1953).
[illegible] Phys. Rev., 90, [illegible]
[illegible] Phys. Rev., 92, 928 [illegible]
[illegible] Christensen R., Hamilton [illegible] Lemonick [illegible] Bull. Am. Phys. Soc., 30 [illegible]
[illegible] H., Proc. Phys. Soc., 64A, [illegible] (1951).
[illegible] M., C. R., 228, 387 [illegible]

Л. М. ХРОМЧЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР МЕТОДОМ МАГНИТНОГО АНАЛИЗА

Изучение спектров продуктов ядерных реакций [illegible] более эффективных методов ядерной спектроскопии. [illegible] помощи магнитного анализа энергий заряженных частиц [illegible] в результате реакций, позволило в последнее время [illegible] сить точность результатов и разрешающую способ[illegible] изучении энергетических уровней ядер.

Однако в ряде случаев такие исследования были [illegible] в малом диапазоне энергий возбуждения. Таковы [illegible] нера и др. [1]: для бомбардировки мишеней в них приме[illegible] с энергией всего в 2 MeV. Поэтому при достаточно [illegible] разрешающей способности прибора, полученных в этих опытах, [illegible] давали сведения об уровнях исследованных ядер лишь в области низких энергий возбуждения.

Нужно отметить большую трудоемкость примененного в этих опытах метода регистрации заряженных частиц — счета следов в фотоэмульсии и измерения их длин; счет следов позволял оценить интенсивность исследуемых групп, измерение длин этих следов — природу образующих группы частиц.

В настоящей работе излагаются результаты ряда опытов [2—5]. Целью этих опытов было изучение уровней некоторых легких ядер в области более высоких энергий возбуждения, чем изучались до сих пор.

Постановка опытов

В наших опытах энергия продуктов ядерных реакций изучалась также при помощи магнитного анализа. Постановка опытов, однако, была [illegible] личной от постановки опытов указанными выше авторами. В нашем [illegible]

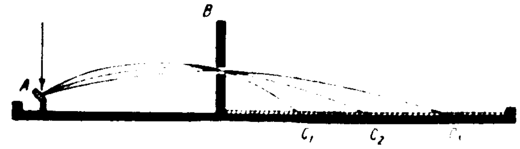


Рис. 1. Схема спектрог[illegible] A — мишень, B — [illegible] падения частиц на фотопластинк[illegible]

[illegible]боре пучок моноэнергетических [illegible] на мишень A (рис. 1), в которой [illegible] дии. В [illegible] и однородном магнитном поле, [illegible] Ко[illegible], вылетавшие из мишени заряженные [illegible] круговые траектории и, пройдя через узкую щель [illegible]

[illegible] ... сопоставление ... [illegible] В заключение ... [illegible] их траектории ... [illegible] C_3 и т. д. Чем меньше ... [illegible] на пластинку соответ... [illegible] что на пластинке, а ... [illegible] но было наблюдать у... [illegible]

[illegible] прибора и известной напр... [illegible] линии на пластинке позволя... [illegible] соответствующей группы частиц, если была известна ... т. е. e/m.

Для быстрой и однозначной идентификации частиц мы ... по предложению Ю. А. Немилова, дифференцирующий фильтр, ... лявший собой несколько иную модификацию разработанного ... клина [6]. Фильтр помещался на пластинке таким образом, что ... всю по длине и наполовину — по ширине. Фильтр изготовлялся ... алюминиевой фольги, толщина его рассчитывалась по ... чтобы в каждой точке вдоль пластинки полностью ... и все более короткопробежные частицы и пропускать ... разом, одна половина пластинки, без фильтра, ... женные частицы, испускаемые мишенью в узком ... ения. Другая половина пластинки, защищенная ... вала только спектр протонов, возникающих в ... ледуемой мишени. Правильность этого способа ... проверялась еще и иначе: энергетический ... вался нами при нескольких энергиях бомб... Наиболее существенным преимуществом ... ная статистическая достоверность наблюд... счета отдельных следов к линиям, набл... увеличения концентрации следов по крайней ... преимуществом указанной постановки опытов ... спектра в достаточно широком диапазоне ... лись одновременно и на одной пластинке, ... ходимость в неприятной операции, проделываемой Бюхнером и др., — ...ивания» результирующей кривой из многих отдельных пластинок (в некоторых случаях до 20), каждая из которых охватывала небольшую ... исследуемого энергетического интервала. Вследствие этого в наших ... тах менее критичной оказывалась любая нестабильность дейтонного ... тока — она сказывалась одновременно на всех группах спектра.

Получение визуально наблюдаемых энергетических спектрограмм позволило значительно ускорить обработку пластинок. От счета следов мы смогли перейти к исследованию относительной интенсивности групп при помощи микрофотометра. Такая, несравненно более быстрая, обработка результатов дала нам возможность изучить целую серию спектрограмм для каждого из исследованных элементов. Благодаря такой многократной проверке воспроизводимости результатов из окончательных данных было исключено большинство случайных факторов.

Фокусировка и дисперсия в нашем спектрографе не были оптимальными, так как анализируемые частицы отклонялись не на 180°. Это обстоятельство, а также применение более толстых мишеней обусловили то, что полученные в наших условиях точность результатов и разрешающая способность прибора были ниже, чем в опытах Бюхнера и др. Энергия большинства уровней исследованных нами ядер была определена с точностью порядка 20—30 keV. В случае применения более толстых мишеней (например для магния и кремния) погрешность увеличивалась до 40—50 keV, а в случае более тонких (например для углерода и кислорода) — уменьшалась до 10—15 keV.

[illegible] ... Правда, в опы... [illegible] ... снималось из-за того, ... [illegible] ... поэтому не... [illegible] ... время экспозиции могла ... [illegible] ... групп.

[illegible] ... определялась в наших ... [illegible] ... от ядер, содержав... [illegible] ... по составу мишеней, при наличии ... [illegible] ... упруго отраженных дейтонов, для каждой ... [illegible] ... среднее значение из отдельных измеренных ...

В таблицах, содержащих сводки энергий уровней исследованных ... ядер, мы приводим усредненные данные, суммированные по целому ... ряду пластинок. При усреднении учитывался статистический вес отдельных измерений. В качестве характеристики последнего принималась ... интенсивность соответствующих пиков на микрофотограммах. В скобках ... даны значения энергии возбуждения уровней, которые мы считаем ... менее достоверными, чем все остальные данные, ввиду недостаточной ... воспроизводимости соответствующих линий.

Исследование системы уровней возбуждения некоторых легких ядер

Из серии исследованных нами легких ядер два — углерод и кислород — ... изучены нами как для калибровки и опробования прибора, так и ... тому, что они содержались в виде примеси почти во всех примененных ... мишенях.

Исследование энергетического спектра остальных ядер в области ... высоких энергий возбуждения представляло уже самостоятельный ... интерес.

На рис. 2 (см. вклейку, стр. 280) представлены репродукции типичных ... фотопластинок с энергетическими спектрами исследованных нами ядер. ... Как показывает сравнение этих репродукций, наиболее простыми из всей ... серии являются спектры углерода и кислорода.

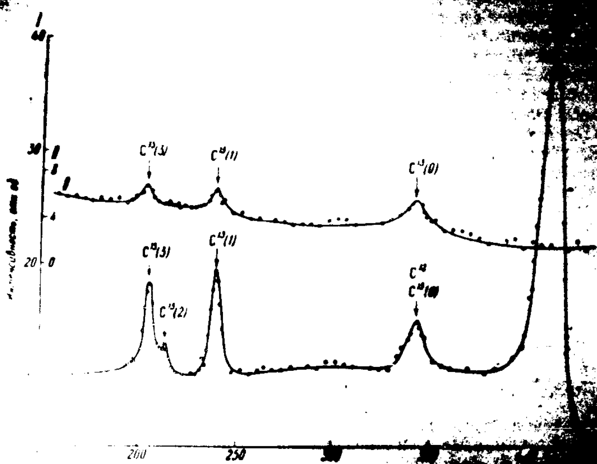
Углерод

В опытах с углеродом мишенью служил слой сажи, нанесенный на подложку из медной фольги толщиной $\sim 0{,}5\,\mu$. На фотографии спектра углерода (рис. 2, *а*) справа вверху видна яркая линия, обусловленная дейтонами, отраженными упруго от меди. Она отчетливо видна на верхней ... половине пластинки, экспонированной без фильтра, и отсутствует на ... нижней, закрытой фильтром.

Микрофотограммы обеих половинок этой фотопластинки приведены ... на рис. 3. Из них видно, что в исследованном нами энергетическом интервале имеется четыре группы протонов от реакции C^{12}(d, p)C^{13}. Одна из этих групп, с индексом $C^{13}(0)$, соответствует переходу ядра C^{13} в основное состояние, три остальные характеризуют уровни возбуждения ядра C^{13}. При энергии бомбардирующих дейтонов E_d ... MeV группа протонов $C^{13}(0)$ совпала по положению с группой дейтонов, отраженных упруго от ядра C^{12}. Поэтому на кривой *1* рис. 3 (спектр незакрытой фильтром части фотопластинки) этот пик имеет ... индекса.

Как масса ядра C^{13}, так и Q_0 для реакции C^{12}(d, p)C^{13} известны достаточно точно и определены двумя независимыми способами — из данных по магнитному анализу продуктов этой реакции [7] и из масс-спектро-

[illegible]трических измерений [8]. По предложению [illegible] [illegible] Q_0 для указанной реакции была принята [illegible] [illegible]либровки спектрографа.



[illegible] Микрофотограммы спектра углерода (E_d = [illegible]) [illegible] [illegible]стинки без фильтра, *II* — спектр на [illegible]

В табл. 1 дана сводка данных об уровнях ядра C[illegible] [illegible] настоящей работы, так и по измерениям других [illegible] [illegible] Паттера и др. энергии уровней C^{13} определены при [illegible]

Таблица 1

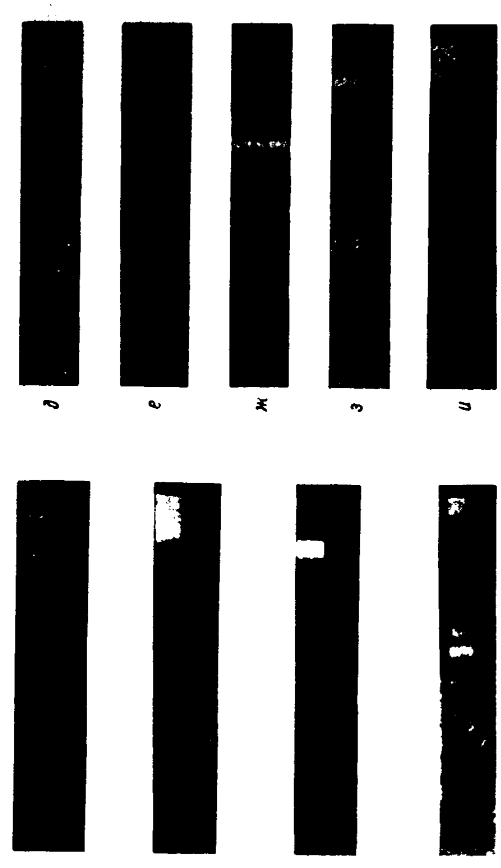
Уровни возбуждения ядра C^{13} (в MeV)

№ уровня	Настоящая работа	Ван-Паттер и др. [9]	Ротблатт [10]	Коэн и др. [11]
1	$3{,}10_7$	3,088	3,11	3,14
2	$3{,}69_6$	3,686	3,683	
3	$3{,}86_5$	—	3,884	4,13

анализа, в двух остальных работах — по измерению пробегов протонов. Ввиду простоты спектра углерода для его исследования мы проанализировали только три пластинки.

Кислород

Для изучения спектра кислорода мы применяли мишени из [illegible] вольфрама, напыленной на медную фольгу. Кроме того, были [illegible]ваны данные, полученные при бомбардировке дейтонами [illegible]ского магния. Последний был заметно окисленным, поэтому на [illegible]



Одна из фотопластинок со спектром кислорода ... показана на рис. 3, 4. Микрофотограмма этой ... на рис. 4.

... спектр на части ... пластинки

... фильтром части ... дейтонами,

Таблица 2

... O^{17} (в MeV)

...	Ватсон и Спенсер [13]
...	0,883
...	3,069
...	3,856

... кислорода ... очень интенсивн... ми: $O^{17}(0)$ и $O^{17}(1)$, ... по интенсивности ... группой $O^{16}(d, d)O^{16}$, и двум... более слабыми группами. Последняя из них, $O^{17}(3)$, на микрофотограмме вообще не ..., ... наблюдаема и положение ее могло быть уст...

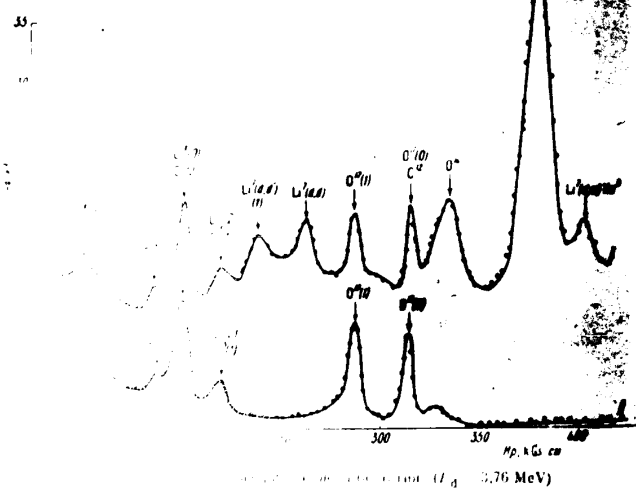
В табл. 2 даны полученные нами значения ... уровней ядра O^{17}. Они основаны на промере ... со спектром кислорода от окиси вольфрама и четырех ... магния. Для сопоставления в табл. 2 приведены также ... авторов. Уровни O^{17} были получены ими из изучения ... $O^{16}(d, p)O^{17}$, так и реакции иного типа: $F^{19}(d, \alpha)O^{17}$, ... Для группы протонов, соответствующей переходу ... состояние, мы получили значение энергии ...

Approved For Release 2007/11/08 : CIA-RDP83-00418R004600130001-5

$Q_0 = 1{,}88_5$ MeV. Наиболее достоверные ... ратурных данных — это $Q_0 = 1{,}93$ MeV ... $Q_0 = 1{,}918$ MeV (Клема и Филлипс [14]). ... делено методом магнитного анализа и потому ... чем у Бэрроуза и Пауэлла.

Литий *

В этих опытах на медную подкладку осаждался слой ... получающийся при сжигании металлического лития в ... кие мишени бомбардировались дейтонами с $E_d \approx 3{,}7 \div 4{,}7$ ...

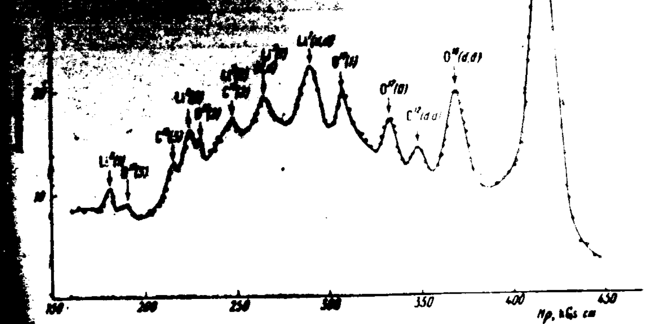


... (E_d ... 3,76 MeV)

... представлены две фотографии со спектром лития, полу... дейтонов. Микрофото... рис. 5 и 6. Представленные ... дейтонов, отра... мы зарегистрировали ряд ... C^{12}, группу дейтонов, ... распространенностью Li^7 — ... мы могли произвести ... надежными литературными ...

... уровних ядра Li^7, полученные нами ... спектром лития. Они сравниваются ... энергии этих уровней при ... ядерных реакций. На наших спектро... протонов, соответствовавших ...

... принимал участие студент ...



... 6. Микрофотограмма спектра лития ($E_d = 4{,}60$ MeV) на части пластинки без фильтра

Таблица 3

Уровни возбуждения ядра Li^7 (в MeV)

№ группы	Настоящая работа		Данные других авторов		
	Q	E*	E*	Реакция	Автор
1	$-0{,}47_6$	$0{,}47_6$ (из d, d′)	0,483 0,477 0,478	(d, p) γ-лучи (p, p′) и (d, d′)	Бюхнер и др. [1] Айзенберг и Лауритсен [15] Вильямсон и др. [16]
2	$(0{,}56_6)$	$(4{,}45_4)$ (из d, p)	4,56 4,61	(p, p′) (d, p)	Френцен и Ланкин ... Гелинас и Хэнна ...
3	$-4{,}54_0$	$6{,}53_0$ (из d, p)	6,56	(p, p′)	Френцен и Ланкин ...

... не очень большим сечением Li^6 (d, p) Li^7 реакции для указанных переходов. Поэтому для расчета уровней Li^7 нами было принято значение $Q_0 = 5{,}030$ MeV, измеренное для этой реакции Стрэтом и др. [7]. Однако ... первого уровня возбуждения Li^{7*} была нами определена из ... неупругого отражения дейтонов от основного изотопа ... дейтонов, соответствующих реакции $Li^7(d,d')Li^{7*}$, была отчетливо выражена на всех [illegible] весьма интенсивной.

Наблюденный нами в результате реакции [illegible] Li^{7*} [3] с энергией возбуждения 6,53 MeV ранее был [illegible] ции неупругого рассеяния протонов [17]. В реакции (d, [illegible] рован впервые в наших опытах.

Таблица 4

Уровни возбуждения ядра Li^8 (в MeV)

[illegible]	[illegible]	Данные других авторов: Метод	Данные других авторов: Автор
[illegible]	[illegible]	[illegible]	Пауль [19]
		[illegible]	Страт и др. [7]
		[illegible]	Вильямсон и др. [16]
			Гов и Харвей [20]

[illegible] уровнях ядра Li^8, полученных в результате реакции [illegible] представлены в табл. 4. Группа протонов, характеризующая [illegible] в основное состояние, была весьма интенсивной и четко [illegible] Q_0 для этой реакции, полученное в наших опытах, [illegible] данными ряда авторов, применявшими самые раз[illegible]. Наши опыты позволили вполне надежно установить наличие [illegible] ранее считавшегося не вполне достоверным и определен[illegible]

$$E^* = 1,0 \pm 0,2 \text{ MeV}.$$

[illegible] бомбардирующих дейтонов порядка [illegible] в спектре [illegible] группа частиц, не прошедших через фильтр (см. рис. 5, [illegible] контрольные опыты на толстослойных фотопла[illegible] установить, что она состоит из α-частиц и возникает [illegible] реакции $Li^7(d, \alpha)He^5$. Энергия этой реакции, определенная нами из анализа пяти пластинок, оказалась равной $Q = 13,71_5$ MeV. Опубликованные ранее значения этой величины [21—23] колеблются в диапазоне 13,43—14,3 MeV; они были определены методами, дающими меньшую точность, чем наш, поэтому приведенное нами значение Q может быть использовано для уточнения массы ядра He^5. Принимая для масс реагирующих ядер значения, приведенные [illegible] Джеленова и Л. Зыряновой [24], мы получаем

[illegible]

В опытах [illegible] мелко истертого порошка бора [illegible] (B^{10}—18,45 % и B^{11}—81,55 %), [illegible] фотографий со спектром бора [illegible] демонстрирует микрофотограммы этой [illegible] микрофотограмма не закрытой фильтром [illegible] группы дейтонов, отраженных [illegible] и кислорода. Группа дейтонов, от[illegible]

[illegible] Для определения

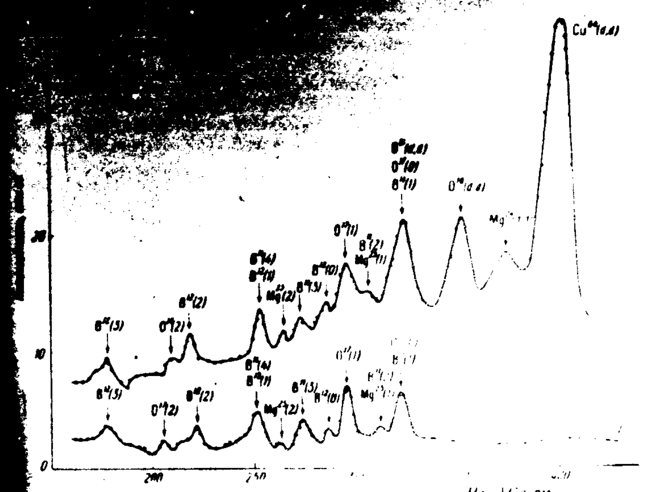


Рис. 7. То же, что на рис. 4, но для бора (E_d = 4,153 MeV)

[illegible]уровней бора мы изучили три пластинки со спектром этого элемента. [illegible]нтерпретация наблюденных уровней как уровней B^{11} или B^{12} основывалась также на сопоставлении наших данных с данными других работ, сделанных на обогащенных изотопах бора.

Таблица 5

Уровни возбуждения ядра B^{11} (Q в MeV)

№ группы	Настоящая работа	Вейтсон [25]	Ван-Паттер и др. [9]
1	$2,44_5$	-	2,447
—	—	—	2,427
—	—	1,36	-
2	$(1,98_5)$	-	1,937
3	$0,84_5$	0,70	0,667
4	$0,27_9$	0,320	0,309

Таблица 6

Уровни возбуждения ядра B^{12} (в MeV)

№ группы	Настоящая работа	Данные других авторов: [illegible]
—	—	
1	[illegible]	[illegible]
2	[illegible]	[illegible]
3	2,56	

В табл. 5 приведены значения Q, полученные нами для реакции $B^{10}(d, p)B^{11}$. Они сравниваются с соответствующими участками [illegible] спектра B^{11} из работ Вейтсона [25] и Ван Паттера и др. [illegible]

В наших опытах охвачен диапазон Q, соответствующий более ... уровням B^{11}, поэтому Q_0 и уровни, близкие к основному состоянию, ... наших спектрограммах отсутствуют.

В табл. 6 мы приводим сводку уровней B^{12}, получающихся в результате (d, p)-реакции на основном изотопе бора. Они сопоставлены с данными работ других авторов, собранными в обзоре Айзенберга и Лауритсена [15].

Q для реакции B^{11}(d, p)B^{12} было измерено в опытах Бюхнера и др. [26]. Ими было получено значение Q_0 1,136 MeV. В наших опытах для этой реакции ... Q 1,10 MeV. Этими же авторами была зарегистрирована группа ..., соответствующая первому уровню возбуждения B^{12} ... MeV).

Уровни B^{12} при энергии 0,950, 1,65 и 1,82 MeV были изучены ... Мини и др. [27] из анализа реакции иного типа — $Be^9(\alpha, p)B^{12}$.

Наши опыты подтвердили наличие двух ранее известных уровней ... и 1,6... MeV. Уровень 1,82 MeV в (d, p)-реакции нами ... Помимо этих уровней мы зарегистрировали также группу ... новый уровень бора. Если интерпретировать ... (d, p)-реакции на основном изотопе бора ... соответствующего уровня B^{12}. Она ...

... опубликованной после направления в печать ... изучению уровней алюминия и бора, ... найденные в наших опытах, и, кроме того, ... высоких энергиях возбуждения (в ... MeV ...

... Элькинда в (d, p)-реакции не был обнаружен ... MeV. Следует предположить, что либо ... должно быть поставлено под сомнение ... для указанного перехода в реакции ...

Магний

... приготовлялись нами путем испарения металлического ... изотопного состава на медную фольгу. ... в предыдущих случаях, и заметно окислены. ... спектра магния представлена на рис. 2,е. ... фотопластинки приведена на рис. 8. ... спектр магния ... более сложен, ... правые ... спектр магния) ... рассеянных ... спектр всех ... упругого ... магния ... отраженных ... позволил ... не только ... ность увидеть ... возмож- ... дейтонов ... групп

Идентифика... ввиду наличия ... была усложнена ... Mg^{25} ... Mg^{24} — 78,60%, ... не дает ... сечение (d, p)-реакций ... гично ... ядра к соседнему, ... ном ... нами уровней реакции на основ... ... относительные интенсивности ... изменением энергии бомбарди... ... не всегда является правильным. ... могут служить наблюденные нами ... более быстрых, чем те, которые соот-

... Они соответствуют ... сопровождается ... Q_0 = 8,88 MeV [29].

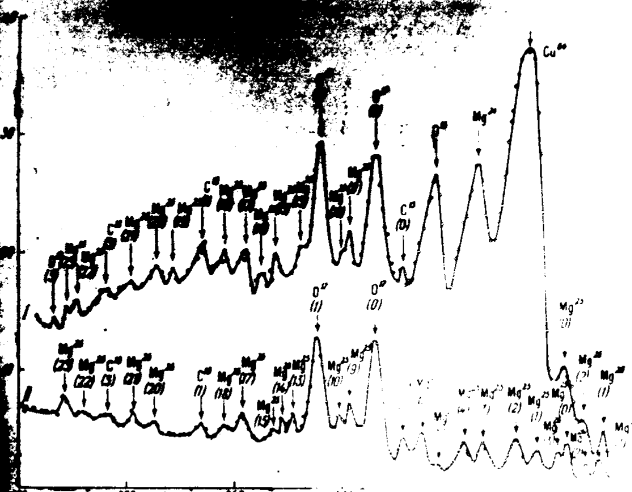


Рис. 8. То же, что на рис. ...

В табл. 7 мы приводим сводку ... из анализа шести фотопластинок ... с данными Эндта и др. [30], изучавших ... продукты (d, p)-реакции на разделенных изотопах ... ставление показывает, что в том интервале энергий ...

Уровни возбуждения ядра Mg ... в MeV

№ группы	Настоящая работа	Эндт и др.
1	$0,50_{[illegible]}$	[illegible]
2	$0,99_8$	0,976
3	$(1,58_1)$	1,612
4	$2,02_2$	1,967
5	$(2,47_1)$	2,565
6	$2,69_6$	2,742
7	$(2,87_1)$	2,866
8	—	3,405
9	$3,92_4$	3,899
10	$4,03_0$	3,972
11	—	(4,265)
12	—	(4,421)

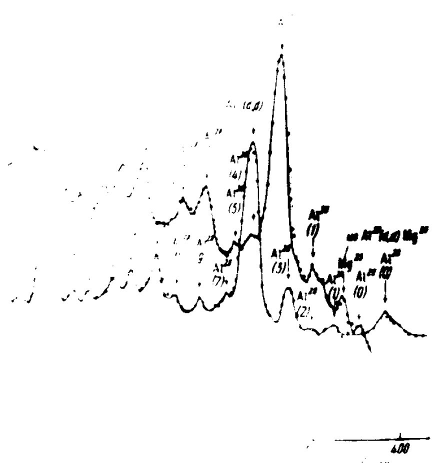
...е наблюденные нами уровни опре-
...ядре магния (за исключением трех

...при изучении (d, p)-реакции
...более высоких уровней (груп-
...нами эти группы протонов
...(d, p) реакции на основании

...и 6,948 MeV) были
...(d, α)Mg^{25} [40, 41].
...после направления
...продукты реак-
...методом поглощаю-
...дованный Холтом
...8 MeV).
...ированы 4 уровня
...найденным нами

...учили значение
...значения этой
...Q ... 5,03 MeV

...ужила алю-
...ядра Al^{27} был нам



...энергиях дейто-
...MeV

...атонов — порядка
...ния представлена

[illegible] этих фотопластинок приведены [illegible] обладает весьма густой схемой уровней. Самый [illegible] спектрограммах с индексом Al^{27} обусловлен упругим [illegible] от ядра алюминия. Остальные группы час[тиц] [illegible] являются протонами от реакции Al^{27}(d, p)Al^{28}. Исключением является лишь группа частиц на кривой *II* с индексом Mg^{26}. Ее следует приписать первому уровню возбуждения Mg^{26}($E^* \sim 0{,}5$ MeV), получающемуся в результате реакции Al^{27}(d, α)... Эта группа наблюдается при $E_d \sim 4$ MeV и исчезает при понижении энергии дейтонов до 3 MeV.

В табл. 8 приведены средние значения энергии возбуждения уро[вней] ядра Al^{28}. Они получены из анализа девяти фотопластинок ... алюминия. Результаты наших опытов сравниваются ... данными ... Келлера [33], исследовавшего эту же реакцию в ... диапазоне энергий возбуждения, но с заметно меньшей ... решающей способностью. Келлер зарегистрировал ... у нас же, в меньшем энергетическом интервале ... протонов.

В четвертой графе табл. 8 приводятся значения ... сопоставимые с нашими и взятые из работы ... была опубликована во время нашей работы ... более детальную картину уровней ядра Al^{28} ... 50 уровней ядра (в табл. 8 приведена ... из них кажутся нам достоверными ... выраженными пиками. Схема уровней ... при меньших значениях энергии возб... в наших

Для реакции Al^{27}(d, p)Al^{28} мы ... Q_0 ... 5,47 MeV. В работе ... Энге, Бюхнер и Спердуто дают Q ...

Сопоставление данных различных ... ранее опубликованных уровней ...

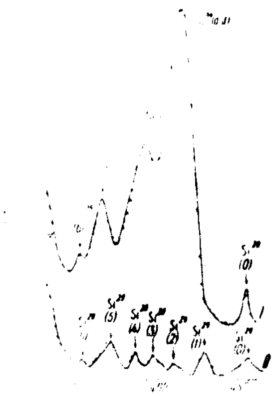
Уровни возбуждения ядра ...

№ группы	Настоящая работа					
			0,97			
			1,01	16		
			1,6			
			[illegible]			

[illegible] четыре новых уровня (группы 22, 24, 25 и 27). Последний уровень [illegible] вполне достоверен по идентификации. Малая интенсивность [illegible] ствующей группы не дает возможности исключить его интерпретацию [illegible] уровня Al[illegible]
Впервые [illegible] реакции также уровень с $E^* = 7,59$ MeV, [illegible] уровень [illegible] ранее из изучения реакции (Al^{27} + [illegible]) [illegible]

[illegible] кремний

Мишени [illegible] изотопного состава: Si^{28} 92,27%, [illegible] Кремний мелко растирался в ступке и вз[illegible] в спирте наносилась на подкладку [illegible] дейтонами с



[illegible] спектр на [illegible]

[illegible] спектра [illegible] оценки [illegible] грамме [illegible] орода [illegible] ремния [illegible] шести [illegible] Наши [illegible] и Бюх[illegible] работ, [illegible] магнитного [illegible] кремния, [illegible] достаточно [illegible] возбуж[illegible] работы, все [illegible] реакции на основном [illegible] 11–17, наблюденные [illegible] Уровень 15 мы впервые [illegible] однако, отождествлен с уров-

[illegible] возбуждения и наблюдавшимся при [illegible] реакции [illegible] [37].

В опытах с кремнием мы применяли сравнительно толстые мишени, [illegible] обусловило [illegible] большую погрешность, чем в остальных случаях; разброс отдельных измеренных значений около среднего достигал 40 keV.

Для изученной реакции мы получили значение энергии реакции Q = 6,22 MeV. По данным Ван-Паттера и Бюхнера, Q_0 = 6,246 MeV

Таблица [illegible]

Уровни возбуждения ядра Si^{29} (в MeV)

№ группы	Настоящая работа	Ван-Паттер и Бюхнер [36]	№ группы	[illegible]
1	$1,23_7$	1,278		
2	$2,03_8$	2,027		
3	$2,41_6$	2,426		
4	$3,08_8$	3,070		
5	$3,66_9$	3,623		
6	$4,22_1$	4,0[illegible]8		
		4,840		
7	$4,93_1$	4,897		
		4,934		[illegible]
8	$5,95_4$	[illegible]		

Обсуждение результатов

Анализ систем уровней легких ядер, полученных в наших опытах, показывает, что из всех реакций, могущих возникнуть в этих ядрах при бомбардировке их дейтонами средних энергий, наиболее вероятной является реакция (d, p). В наших опытах было зарегистрировано около 100 уровней различных ядер. Из них лишь в одном случае (в спектре лития) наблюдалась реакция неупругого рассеяния дейтонов и в двух (в спектрах лития и алюминия) — реакции (d, α). Все остальные уровни исследованных ядер были получены в результате реакции (d, p).

При бомбардировке ядер дейтонами могли иметь место семь типов реакций (d, n), (d, p), (d, [illegible]), [illegible] (d, H^3). Две первые реакции нами практически не [illegible]. Реакции (d, α) более других ограничена величиной [illegible] частиц [illegible] несостоятельно снижает [illegible] уменьшает вероятность реакций данного [illegible]

Две последние реакции и реакции (d, d') [illegible] как происходящую через стадию образования [illegible] мало вероятны из энергетических соображений. [illegible] распределения дейтонов, рассеянных неупруго [illegible] произведено в работе Моллина и Гута [38] [illegible] является иная трактовка реакции неупругого рассеяния [illegible] сие с опытом дал расчет этого процесса как [illegible] возбуждения ядра полем налетающей частицы. Малая [illegible] ции (d, d'), наблюдающейся в наших опытах, может [illegible] выгодным для наблюдения углом рассеяния [illegible] сравнительно низкой энергией бомбардирующих дейтонов [illegible] в которых отмечалось большое сечение для реакции неупругого рассеяния дейтонов, были выполнены с дейтонами больших энергий [illegible] MeV

...ает на себя внимание также то обстоятельство ... нами девяти ядер — Li^7, Li^8, B^{11}, B^{12}, C^{13}, $O^{...}$, ... последних обладают сравнительно сложными ... в исследованном интервале энергий возбуждения, ... простыми. Следует указать в этой связи на то, что у ... заполняется вторая оболочка нейтронов ($N = 8$), у тр... — начинает заполняться третья. Если проследить положение ... уровней возбуждения легких ядер в исследуемой области N, то ... увидеть, что начало заполнения второй оболочки нейтронов характеризуется энергией возбуждения первого уровня порядка $0,5 \div 2,5$ ... При приближении оболочки нейтронов к заполнению ($N = 8$) энергия возбуждения первого уровня у ряда ядер повышается (таковы C^{13} и ...). Заполненная оболочка характеризуется весьма высокой энергией возбуждения первого уровня [illegible] имеют первый уровень лишь при энергии [illegible] МэВ. [illegible] третьей оболочки нейтронов [illegible] энергии возбуждения первого [illegible]

[illegible] в области более тяжелых [illegible] в рассматриваемой области N. С этой [illegible] Mg [illegible] ядер, у которых [illegible] и которые поэтому характ[illegible] возбудимостью, может най[illegible]

[illegible] по инициативе покойного П. И. Лу[illegible] работе и ра[illegible] советов со стороны [illegible] оказали автору неоценимую по[illegible]

[illegible] выразить благодарность Ю. А. [illegible] работе.

Цитированная литература

[illegible] Phys. Rev., 74, 1569 (1948).
[illegible] 93, [illegible]
[illegible] 94, 1057 (1954).
[illegible] 95, [illegible] (1954).
[illegible] ЖЭТФ, 28, 741 (1955).
[illegible] серия физич., 14, 319 (1950).
[illegible] Phys. Rev., 81, 747 (1951).
[illegible] Phys. Rev., 89, 27 (1953).
[illegible] Büchner W., Phys. Rev., [illegible]
[illegible] 167 [illegible]
[illegible] Phillips G., Phys. Rev., 87, 304 (1952).
12. [illegible] Proc. Roy. Soc., 209, 479 (1951).
13. [illegible] Phys. Rev., 88, 1324 (1952).
14. Kl[illegible] Phys. Rev., 86, 954 (1952).
15. Ajzenberg F., Lauritsen T., Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).
16. Williamson R., Browne C. [illegible] Phys. Rev., 84, 731 (1951).
17. Frenzen W. [illegible] Phys. Rev., 87, 667 (1952).
18. Gelinas R. [illegible] Phys. Rev., 86, [illegible]
19. Paul E., Phil. Mag., 41, [illegible]
20. Gove H., Harvey J., Phys. Rev., 82, [illegible]
21. Williams J., Shepherd W., Haxby R., Phys. Rev., 52, 390 (1937).
22. Lattes C., Fowler P., [illegible] Proc. Roy. Soc. London, 59A, 883 (1947).
23. French A., Treacy P., Proc. Roy. Soc. London, 64A, 452 (1951).
24. Джеленов Б. [illegible] ЖЭТФ 47 [illegible] (1952)
25. Bateson W., Phys. Rev., 80, [illegible]
26. Büchner W., Van Patter D. [illegible] Phys. Rev., 79, 262 (1950).
27. Mac-Minn W., [illegible] Phys. Rev., 84, 963 (1951)

[illegible] Phys. Rev., [illegible] 848 (1952).
[illegible] 142 (1952).
[illegible] A[illegible] (1948).
[illegible] A., Phys. Rev., 88, 963 (1953)
[illegible] Mod. Phys., 22, 373 (1950).
[illegible] V., Phys. Rev., 87, 51 (1952).
[illegible] Phys. Rev., 78, 806 (1950).
[illegible] Phys. Rev., [illegible] 141 (1951).
[illegible] ДАН СССР, 94, 849 (1954).
[illegible] Sampson M., Cochran R., Phys. Rev., 80, 574 (1950)
[illegible] Sampson M., Steigert F., Phys. Rev., 85, 280 (1952)
[illegible] T., Proc. Phys. Soc. (London), A66, 258 (1953)

М. П. ГЛАЗУНОВ, В. С. [illegible]

γ-СПЕКТР Ir^{192}

[illegible] обладает весьма сложным спектральным [illegible] испускает γ-кванты, по крайней мере, [illegible] в области 100 ÷ 1000 keV.

[illegible] данных, посвященных излучению [illegible] Н. А. Антоньевой и В. С. [illegible] предположительная схема распада [illegible] опубликованной до 1952 г. С тех пор [illegible] излучению этого радиоактив[illegible] существенных изменений в схему расп[illegible]

[illegible] и др. [3] уточнены энергии одн[illegible] keV). В работах Прингля и др. [2, 4] [illegible] сцинтилляционного спектрометра; [illegible] интенсивности пяти наиболее [illegible] 1080 и 1210 keV.

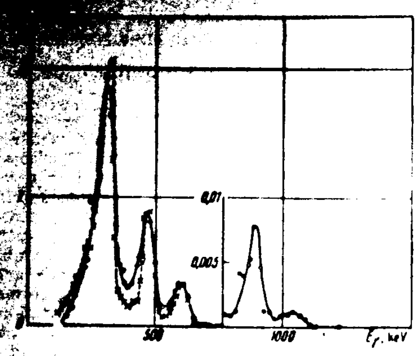
[illegible] интенсивности исследованных в работах [illegible] в таблице.

[illegible] и относительные интенсивности γ-линий Ir^{192}

		[illegible]	Относительные интенсивности	Энергия γ-линий, keV	Наши измерения. Интенсивность: по I серии	по II серии	по III серии	[illegible]
[illegible]	[illegible]	311	—	(314)	7,56	8,17	8,07	[illegible]
308 ± 2	[illegible]							
316 ± 1	7,7							
417 ± 2	—	—	—	—	—	—	—	
468 ± 1	4,1	471	—	466	4,62	4,79	4,23	[illegible]
486 ± 4	—	—	—	—	—	—	—	
589 ± 2	0,33							
605 ± 1	1,0	605	1,74	(612)	1,74	1,74	1,74	[illegible]
613 ± 2	0,41							
—	—	788	3,3	788?	0,002	—	—	
880 ± 4	—	883	1,6	898	0,037	0,037	—	
—	—	1080	0,6	1053	0,0085	0,0122	—	
—	—	1210	0,1	—	—	—	—	

Работа доложена на Совещании в феврале 1954 г. и [illegible] боты [4, 5], появившиеся позднее

[illegible] [5]. [illegible] 2 см. [illegible] наполняю- [illegible] давлениях смеси



[illegible] результаты первой и третьей серий измерений [illegible] спектры Ir^{192} в обработанном виде: экспериментальные [illegible] и равным интервалам энергий, введены поправки на [illegible] чувствительность ритрона, на поглощение γ-лучей в источ[illegible] эффективности счетчиков от энергии. Совмещение [illegible] по ординате при E_γ = 605 keV. Жесткие линии 898 [illegible] keV [illegible] отчетливо.

[illegible] 280, 296, 308 и 316 keV, а также 589, 605 и 613 keV не [illegible] и составили две группы линий с эффективными энергиями [illegible] и 612 keV.

Результаты измерений [illegible] интенсивность [illegible] $h\nu$ = 589, 605 и 613 keV [illegible], для удобства срав[illegible] с данными [1], равной 1,74. Суммарная интенсивность группы [illegible] по I и III сериям измерений, в [illegible] остальных γ-линий [illegible] путем усреднения данных I и II серий.

Интенсивность γ-линий $h\nu$ = 880 keV, впервые обнаруженной в ра[illegible] [1], оказалась значительно большей, чем указано в приведенной [illegible] схеме распада. Линия $h\nu$ = 1210 keV, обнаруженная в работе [1], [illegible] укладывается в указанную схему распада, но обнаруженная нами [illegible] в [4] линия $h\nu$ = 1053 keV требует введения дополни[illegible]. Изучая для контроля область энергий 1600 ÷ 2500 keV [illegible] условиях, мы не обнаружили в этой области [illegible] интенсивность которых превышала бы $2 \cdot 10^{-4}$ кванта на распад.

[illegible] наук СССР

Цитированная литература

[illegible] А., Антоньева Н., Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич. [illegible]
[illegible] Pringle R., Phys. Rev., 87, 930 (1952).
[illegible] Klein O., DuMond J., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
[illegible] W., Taylor H., Phys. Rev., 95, 115 (1954)
[illegible] Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия [illegible]

Approved For Release 2007/11/08 : CIA-RDP83-00418R004600130001-5

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ и В. Г. [illegible]

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ $Eu^{152, 154}$

При облучении европия тепловыми нейтронами [illegible] два долгоживущих изотопа с массовыми числами 152 и 154, [illegible] приблизительно одинаковые периоды полураспада (13 и 16 лет [illegible] ственно) [4]; распад обоих изотопов сопровождается γ-излучением [illegible]

При помощи γ-спектрометра с улучшенной фокусировкой, [illegible] [illegible] электрона [illegible] элотрона [5]) мы исследовали это γ-излучение [illegible]

На рис. 1 [illegible] экспериментальная кривая, полученная [illegible] [illegible] толщиной 17 μ (поверхностная плотность 1,86 мг [illegible]) [illegible] совпадений в единицу времени [illegible] [illegible] девять линий. Кроме [illegible] [illegible] Hρ 2200 — 2400 [illegible] имеется некоторое превышение [illegible] [illegible] Исследование этой части спектра с мишенью толщиной [illegible] [illegible] подтверждает существование в этой области [illegible] [illegible] неразрешенных γ-линий.

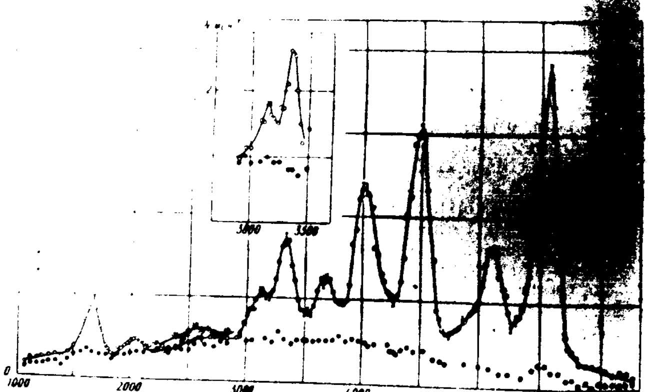


Рис. 1. γ-Спектр $Eu^{152, 154}$, полученный на элотроне с целлофановой [illegible] толщиной 17 μ: 1 — совпадения при мишени в пучке; 2 — совпадения при [illegible] вне пучка (фон); 3 — совпадения при мишени толщиной 50 μ

Для лучшего разделения двух линий в области 2900 ÷ 3500 [illegible] выполнено исследование этого участка спектра в условиях [illegible] разрешающей способности прибора. Результаты приведены в [illegible] части рисунка.

Для определения относительных интенсивностей γ-линий [illegible] $Eu^{152, 154}$ был исследован на ритроне [6], для которого [illegible] ствительность рассчитана

[illegible] (0,5 %), [illegible] относи-

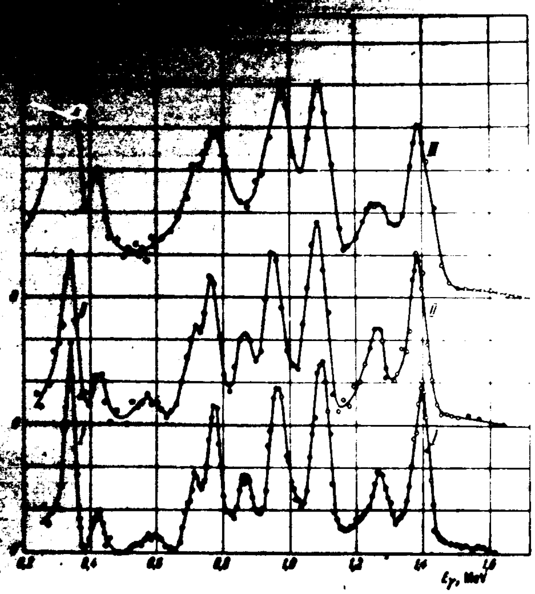


Рис. 2. γ-Спектры $Eu^{152, 154}$ в обработанном виде: I — спектр, снятый на элотроне с мишенью толщиной 17 μ; II — то же, но с мишенью толщиной 50 μ; III — спектр, снятый на ритроне с мишенью толщиной 50 μ. На ординате отложено число γ-квантов, приведенное к равным интервалам энергии γ-лучей

Кривые I и II получены на элотроне с мишенями 17 и 50 μ целло[фана] соответственно, кривая III — на ритроне в обычных для него усло[виях].

Из рис. 2 видно, что элотрон обладает лучшей разрешающей способ[н]остью в сравнении с ритроном. При этом светосила приборов одного [по]рядка.

Кривые I и II спектра были разложены на отдельные линии [illegible] [illegible] градуировочных γ-линий Co^{60}, Zn^{65} и ThC″, специально [illegible] [illegible] на элотроне в тех же условиях, при которых был исследован [illegible] [illegible]. Кривая III была разложена на компоненты при помощи [illegible] [illegible], приведенных в работе [6].

[illegible] пиков в спектрах, полученных на [illegible] погрешностей измерений и разложения [illegible] (с точностью до 5—6 %), поэтому [illegible] элотрона можно пользоваться [illegible] рассчитанной для ритрона [6].

В таблице приведены значения энергий и [illegible] ностей γ-линий $Eu^{152,154}$. Относительные интенсивности [illegible] димому, впервые.

Относительные интенсивности γ-линий $Eu^{152,154}$

E_γ, keV по нашим измерениям	[illegible]: Мишень толщиной 17 μ, площади линий	[illegible]: Мишень толщиной 17 μ, относ. инт.	[illegible]: Мишень толщиной [illegible] μ, площади линий	[illegible]: Мишень толщиной [illegible] μ, отн. инт.	Ритрон: Мишень толщиной [illegible] μ, площади линий	Ритрон: Мишень толщиной [illegible] μ, отн. инт.	Значения E_γ по работам с [illegible] электронами: Шуда [7]	Значения E_γ по работам с [illegible] электронами: Корк [8]
[illegible]	67	0,86	68	0,87	[illegible]	0,86	[illegible]	337; 344
427	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	408; 412; 448
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]				584; 587; 608; 612; 720,4
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]			772–774	778
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]				868; 871
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,93	959	963; 964
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,22	106	1,21	1082	1086; 1116
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	39	0,41	—	—
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,00	100	1,00	1402	—

[illegible] достоверны значения относительных интенсивностей γ-[illegible], [illegible] с мишенью толщиной 17 μ.

[illegible] наблюденные нами γ-линии в спектре $Eu^{152,154}$ были [illegible] по конверсионным электронам, либо по фото[illegible] [illegible] поглощения γ-лучей. Полученные нами [illegible] согласуются с результатами ряда работ [illegible] [illegible] keV, наблюденные в работах [8, 12], [illegible] [illegible] недостаточной разрешающей способности [illegible] В [illegible] 550–650 keV существует, согласно [illegible] [illegible] (см. таблицу). В этой области мы [illegible] [illegible] под фоном, указывающее на существо[illegible] суммарная интенсивность, условно отнесенная к [illegible] в таблице.

[illegible] близости периодов полураспада [illegible] наблюдая за распадом, выделять γ-излучение, [illegible] изотопом. Для того чтобы установить, какие из γ-линий [illegible] распад определенного изотопа, необходимо исследовать [illegible] или обогащенные одним из изотопов источники. Есть указание [12], что среди линий, перечисленных в таблице, γ-линия $h\nu = 344$ keV сопровождает распад Eu^{152}, γ-линия $h\nu = 1116$ keV — распад Eu^{154}.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Fajans K., Steward D., Phys. Rev., 56, 625 (1939).
2. Hayden R., Rynolds J., Inghram M., Phys. Rev., 75, 1500 (1949).
3. Inghram M., Hayden R., Phys. Rev., 71, 139 (1947).
4. Karraker D., Hayden R., Inghram M., Phys. Rev., 87, 901 (1952).
[illegible] А., Шестакалова С., [illegible]
[illegible] Ю., Изв. АН СССР, Се-[illegible]
[illegible] W., Stoddard A., Phys. Rev, [illegible]
[illegible] Phys. Soc., 63A, 126 (150).
[illegible] 641 (1952).
[illegible] 607, [illegible] (1950).
[illegible] Lee M., Phys. Rev., 86, 1036 (1952).
[illegible]eller H., Cork J., Phys. Rev., 84, 1079 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАД[illegible]

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧ[illegible]

А. И. ГРИНБЕРГ и И. Х. ЛЕМБЕРГ

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СЛУЧАЕВ УГЛОВОЙ [illegible]

Угловая корреляция типа $\beta - \gamma$ при переходе $Sb^{124} \to$ [illegible]

1. Введение

Во многих [illegible] частицы из ядра сопровождается испусканием γ-кванта [illegible] числа $\beta - \gamma$-совпадений от угла θ между направлениями [illegible] β-частицы и γ-кванта при различной энергии β-частиц [illegible] определение функции $\beta - \gamma$-корреляции дает некоторые [illegible] характеристиках соответствующих ядерных уровней [illegible] запрещения β-перехода, о типе взаимодействия между нуклонами [illegible] частицами при β-распаде [1]. Опыт, при котором энергия [illegible] регистрируемых в счетчике, лежит внутри заданного узкого интервала $E_1, E_1 + \Delta E_1$, дает так называемую дифференциальную функцию $\beta - \gamma$-корреляции. Если в исследуемом случае $\beta - \gamma$-каскада имеет место анизотропия в распределении $\beta - \gamma$-совпадений, то наибольшая степень анизотропии будет получена при $E_1 \approx E_{гр}$, где [illegible] верхняя граница β-спектра.

В зависимости от условий опыта дифференциальная функция $\beta - \gamma$-корреляции может быть получена либо в виде $W(\theta)$ при [illegible], либо в виде $W(\theta) = f(E_1)$ при θ = const; для повышения [illegible] целесообразно в первом случае выбрать $E_1 \approx E$ [illegible] 0°.

Число случаев обнаруженной на опыте анизотр[illegible] $\beta - \gamma$-совпадений пока весьма невелико. Сильно[illegible] имеет место при β-переходе Sb^{124} (60 дней) $\to$ Te [illegible]

$\beta - \gamma$-Корреляция для Sb^{124} исследовалась в [illegible] функция $\beta - \gamma$-корреляции определена в работах [illegible] работ находятся в удовлетворительном согласии [illegible] подробно (через 10°) кривая $W(\theta)$ снималась в работе [illegible] жил, что при регистрации β-частиц с $E > 0,9$ MeV $W(\theta) = 1 - 0,23 \cos^2 \theta$. Дифференциальная функция $\beta - \gamma$-корреляции для Sb^{124} изучалась в работах [1] и [4]. В работе [1] при помощи магнитного спектрометра с короткой линзой была определена зависимость $W(180°) = f(E_1)$ в области $E_1 \approx 1 \div 2$ MeV. При $E_1 \approx 2$ MeV $W(180°) = 0,58 \pm 0,07$. В работе [4] отбор β-частиц по энергиям производился при помощи сцинтилляционного β-спектрометра и 12-канального амплитудного анализатора. В этой работе также определялась зависимость $W(180°) = f(E_1)$ в области $E_1 \approx 1 \div 2,17$ MeV. При $E_1 \approx 2,17$ MeV $W(180°) = 0,56$ [illegible]

В частном случае перехода Sb [illegible] измерение функции $\beta - \gamma$-корреляции в виде $W(180°)$ [illegible] В этом переходе β-спектр [illegible] признать целесообразным [illegible] спектров, причем граница [illegible] по крайней мере из пяти парциальных [illegible] тельно 2,3 MeV, а граница [illegible] из них равна приблизительно 1,6 MeV. При определении функции $\beta - \gamma$-корреляции, очевидно, имеет смысл фиксировать совпадения γ-квантов только с теми β-частицами, которые относятся к одному парциальному спектру, [illegible] опыт даст смесь корреляционных функций.

[illegible] область [illegible] на опыте [illegible] допол- [illegible] $\beta - \gamma$-корреля- [illegible] $E_1 \approx E_{гр} \approx 2,3$ MeV

[illegible] дифференциальной функции [illegible] на рис. 1. Для отбора β-частиц по энергиям [illegible] с короткой магнитной линзой. Его основные [illegible] L от источника до детектора 1,04 м, [illegible] спектрометра 200 мм, максимальный

Рис. 1. Схема расположения магнитного спектрометра и счетчиков и блок-схема установки. 1 — магнитный спектрометр, 2 — камера источника, 3 — γ-счетчик, 4 и 11 — предварительные усилители, 5 — алюминиевое кольцо с делениями, 6 и 10 — батарея сухих элементов ($U \sim 1,4$ kV), 7 — термоэлектрическая лампа, 8 — измеритель вакуума, 9 — реостат, 10 — β-счетчик, 13 и 14 — линейные усилители с отрицательной обратной связью (K-100), 15 и 16 — дискриминаторы, 17 — схема совпадений, 18 — пересчетная схема с максимальным коэффициентом пересчета 8192, 19 — электромагнитный нумератор

[illegible] относительный телесный угол $\omega \approx 0,88$ %. β-Частицы регистрируются кристаллом стильбена в виде диска ϕ 8 мм и толщиной ~ 2 мм. Световод в виде стержня из органического стекла ϕ 30 мм и длиной 100 мм передает световые вспышки от кристалла к фотоэлектронному умножителю (ФЭУ), расположенному вне вакуумной камеры. Для предотвращения [illegible] испарения стильбена кристалл закрыт [illegible] толщиной ~10 μ.

В γ-счетчике использован кристалл стильбена [illegible] и 30 мм. Конечные размеры каждого ФЭУ [illegible] углом 90° к оси магнитного спектрометра. Для [illegible] возможности был использован световод из органического [illegible] длиной 85 мм. Телесный угол, под которым [illegible] ника: $\omega_\gamma = 1/_{135} = 0,74$ % от полного телесного угла.

Для защиты от магнитного поля, создаваемого [illegible] фотоэлектронные умножители β- и γ-счетчиков помещены [illegible] стоящие каждый из трех концентрических цилиндров [illegible]

Цилиндрическая латунная камера источника для [illegible] имеет щель высотой 12 мм, закрытую латунной фольгой [illegible] На выступающую часть корпуса, в которой находится [illegible] γ-счетчика, надет свинцовый колпачок (толщина боковых стенок 4 мм и передней 2 мм), предотвращающий регистрацию рассеянных γ-квантов

3. Методика измерений

Источник излучений Sb^{124} был изготовлен путем ... в спирте слоя Sb_2S_3 толщиной ~1,8 мг см$^{-2}$ и ϕ 5 мм на ... ниевой фольги толщиной 3 мг см$^{-2}$. Активность источника ... ~62 μCu. Разрешающее время схемы совпадений $\tau = (1,6-1,7)$ ...

Мы исследовали угловую корреляцию между β-частицами ... β-спектра Sb^{124} и следующими за ними γ-... энергии ... 6 MeV. Режим магнитного спектрометра был ... в центр счетчика фокусировались β-частицы с энергией ... 2,78 MeV. Учитывая аберрации спектрометра, можно ... β-частицы, энергия которых $E_\beta = 1,78 \pm 0,22$ MeV. ... совпадений измерялась при четырех значениях θ: ... Число измерений при каждом значении θ является ... корреляции

$$N(\theta) \ldots \qquad (1)$$

... совпадений.

... для данного угла ... по 100 совпадений ... т. е. $N_{и+сл} = 100$. ... определялась скорость ... среднее арифме-... При $\theta = 180°$ было ... измерений и при $\theta = 120°$— ... измерений. Перед серией измерений определялось ... разрешающее время ... найденное значение использовалось для вычисления ... счета случайных совпадений ($N_{сл}$) в данном измерении. В каче-... N ... в формуле (1) мы использовали приведенную скорость счета ... т. е. скорость счета истинных совпадений, отнесенную к произведению $N_\beta \cdot N_\gamma$. Как известно, $N_{сл} = 2 N_\beta N_\gamma \tau$; следовательно,

$$N(\theta) = \frac{N_и}{N_\beta \cdot N_\gamma} = \frac{N_{и+сл}}{N_\beta \cdot N_\gamma} - 2\tau.$$

Величина $A(\theta)$ определялась по формуле (1) для каждого измерения. Окончательное значение $A(\theta)$ находилось как среднее арифметическое из всех вычисленных для данного θ значений.

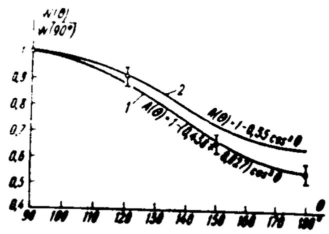


Рис. 2. Дифференциальные функции β—γ-корреляции для Sb^{124}: 1 — опытная кривая, 2 — теоретическая кривая, исправленная на угловое разрешение установки

4. Результаты измерений

Получены следующие результаты ... $A(120°)$ ... 0,912 ± 0,029, $A(150°) = 0,658 \pm 0,026$, $A(180°)$ ... (указаны среднеквадратичные ошибки). Эти значения A ... на графике (рис. 2).

Наиболее жесткий парциальный ... обычно относят к переходу первого запрещения. В таком случае функция ... корреляции должна иметь вид:

$$\ldots \qquad (2)$$

... должна ... методом ... соответствует ... с экспериментальной кривой ... необходимо ... исправить на угловое разрешение ... по формулам, указанным в работе ...:

$$\ldots = 0,98, \quad a_2^{(0)} = 0,976.$$

5. Обсуждение результатов

а) Схема уровней и переходов для превращения $Sb^{124} \rightarrow Te^{124}$ отличается своей сложностью и, несмотря на большое число ..., к настоящему времени известна лишь в общих чертах. Многие ... в литературе данные об этой схеме противоречат друг другу.

На рис. 3 показана схема, предложенная в ... одной из последних работ об излучениях Sb^{124} [7]; см., также [15] с добавлениями, основанными на данных К. Громова и др. [8]. Наличие каскада $\beta_6 \rightarrow \gamma_1$ установлено с достоверностью, так что неопределенность схемы в целом не сказывается на произведенных нами измерениях.

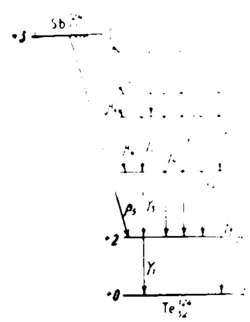


Рис. 3. Схема уровней и переходов для превращения $Sb^{124} \rightarrow Te^{124}$. Границы β-спектров: β_1 — 0,24, β_2 — 0,61, β_3 ..., 0,966, β_4—1,602, β_5—2,317 MeV. Энергии γ-квантов: γ_1 — 0,603, γ_2 — 0,641, γ_3—0,716, γ_4 ..., γ_5 — 2,09, γ_6—0,958, γ_7 ... (для этого γ-перехода [8] в схеме нет места), γ_8—1,347 MeV. Пунктиром показано альтернативное размещение переходов

б) На основании исследования формы спектра β_6 [16] в 1951 г. было высказано предположение, что этот спектр относится к переходу первого запрещения и является спектром α-типа и что последовательность переходов в каскаде $\beta_6 \rightarrow \gamma_1$ характеризуется формулой: $3(1) \rightarrow 1(1)0$ (римская цифра I означает первую степень запрещения). При переходе α-типа β-взаимодействие описывается только одним матричным элементом ... B_{ij}.

Результаты нескольких работ по β—γ-корреляции у Sb^{124} показали, однако, что вариант каскада $3(1) \rightarrow 1(1)0$ не соответствует действительности [3, 4, 1]. В дальнейшем в ряде работ [5, 11, 17, 18] было достоверно установлено, что переход γ_1 относится к типу $E2$. Так можно считать, что у основного состояния четно-четного ядра Te^{124}_{52} J_A ... следует положить, что J_B ... 2 ... [5]). Таким образом, формула интересующего нас β — γ-каскада должна иметь вид ... руководствоваться при анализе результатов ...

Если оставить в силе предположение ... относится к α-типу и к переходу первого запрещения ... переходе $C \rightarrow B$ должна равняться 2, т. е. J ...

Пользуясь формулами А. З. Долгинова [19] и ... теоретических работ [20—22], мы вычислили функции ... для вариантов $0(I)2(2)0$ и $4(I)2(2)0$ при ... и единственном матричном элементе B_{ij}, считая ... внесения поправки на угловое разрешение установки ...

[illegible]теты: для первого варианта $A(\theta) =$ [illegible] $A(\theta) = 1 + 0{,}35\cos^2\theta$. Таким образом, для [illegible] резкое отличие от вида функции $A(\theta)$, найденной нами [illegible] тельно, предположение о том, что спектр β_3 относится к [illegible] первого запрещения, необходимо отвергнуть. Кроме того, [illegible] жения, в силу которых значения $J_C = 0$ или 4 мало вероятны, [illegible] вания считать, что $J_C = 3$. Если переход β_3 по-прежнему считать [illegible] первого запрещения (хотя убедительных свидетельств в пользу [illegible] положения нет), то на основании правил отбора Гамова—Теллера [illegible] этом переходе должна измениться четность состояния; так как J [illegible] можно положить, что J^* [illegible] 3.

Пользуясь указанными выше теоретическими работами, мы [illegible] функцию [illegible] для варианта 3(1)2(2)0 в тензорном варианте взаимодействия при [illegible] матричном элементе B_{ij} и при $E_\beta = 1{,}78$ MeV [illegible] на угловое разрешение установки имеет вид [illegible] (см. рис. 2).

Коэффициент a_2 [illegible] отличается от найденного на опыте [illegible] $a_{\text{опыт}}| \leqslant 0{,}465$. Существенно, что [illegible] расхождение вряд ли можно приписать тому, что [illegible] опыта (например рассеяние [illegible]) исказили вид кривой [illegible].

В [illegible] работах [illegible] Sb[illegible] [1, 4] проводилось [illegible] опытной кривой $W(180$ [illegible] теоретического [illegible] для варианта [illegible] при матричном элементе B. Как и в нашем случае, было установлено, что теоретическая [illegible] опытной, но полного совпадения между ними нет. [illegible] расхождения не связаны с какими-либо ошибками [illegible] можно утверждать, что переход β_3 у Sb^{124} не может быть [illegible] единственного матричного элемента B_{ij} при тензорном [illegible] распада. Можно попытаться получить более точное [illegible] между теорией и опытом, взяв для расчета $\beta-\gamma$-корреляции [illegible] матричных элементов при каком-либо одном типе β-взаимодействия или при комбинации нескольких типов взаимодействия, причем [illegible] бы провести не только для первого, но и для второго [illegible] запрещения перехода β_3. Однако в подобных расчетах содержится [illegible] произвольных параметров (например соотношение амплитуд и фаз [illegible] матричных элементов), дающих возможность подогнать различные варианты теоретического расчета к данным опыта.

Эта неоднозначность наглядно продемонстрирована в работах Мориты и Ямады. Эти авторы в работе [23] показали, что можно теоретически согласовать одновременно форму спектра β_3 и данные о $\beta-\gamma$-корреляции в каскаде $\beta_3 \to \gamma_1$, если принять линейную комбинацию матричных элементов $\int \beta\alpha$, $\int \beta i r$ и B^{β}_{ij} в тензорном варианте первого запрещения; позже, в работе [24], они показали, что не менее удовлетворительное согласие между теорией и опытом дает предположенная в работе [7] комбинация типов взаимодействия: $S + T + P$ при ΔJ [illegible] 1. В обоих случаях $\beta-\gamma$-каскад Sb^{124} характеризуется формулой $-3(1)$ [illegible].

Таким образом, измеренная нами дифференциальная функция $\beta-\gamma$-корреляции для Sb^{124} при $E_\beta = 1{,}78$ MeV опровергает предположение о том, что спектр β_3 относится к переходу [illegible] типа первого запрещения.

Для получения более определенных данных о переходе β_3 (и [illegible] порядок [illegible], какими матричными элементами описывается [illegible] значительно повысить точность опытного определения [illegible] вида функции $\beta-\gamma$-корреляции. В частности, [illegible] отсутствия в функции $W(\theta)$ члена с $\cos^4\theta$ [illegible] того, что β_3 действительно является переходом [illegible]

[illegible] Д[illegible] [illegible] различаются [illegible] что γ-кванты [illegible] другом в каскаде. $\gamma_1(E$[illegible] По[illegible] ведут к указанному [illegible] рис. 4 приводится схема распада ThC″ [illegible]

А[illegible] основание считать, что интенсивность [illegible] MeV), $\gamma_4(E_4 = 0{,}277$ MeV) и $\gamma_5(E_5 = 0{,}859$ [illegible] с интенсивностью γ_1 и γ_2 (добавок свинцовых [illegible] толщиной 2 мм понижают относительную эффективность [illegible] γ_5 и γ_6), а интенсивность γ_6 (E_6 [illegible] 0,51 MeV) составляет [illegible] % от интенсивности γ_1. На рис. 4 приведены также значения [illegible] и двух возбужденных уровней ThD по данным работ [illegible].

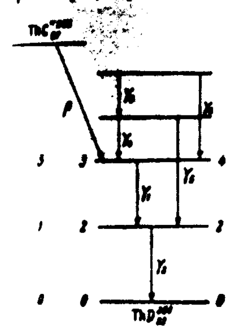


Рис. 4. Частичная схема уровней и переходов для превращения ThC″→ThD. Энергии γ-квантов: γ_1 — [illegible]58, γ_2 — 2,62, γ_3 — 0,233, γ_4 — 0,277, γ_5 — 0,859, γ_6 — [illegible]51 MeV. Цифры слева от уровней — спины этих уровней по данным работ [28] (крайний столбец слева) и [29]. Цифры справа от уровней — вероятные спины по нашим данным

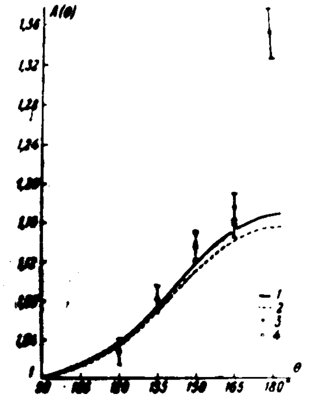


Рис. 5. Функции $\gamma-\gamma$-корреляции для γ-квантов ThD: 1 — теоретическая кривая для варианта последовательности переходов 4(2)2(2)0; 2 — теоретическая кривая, исправленная на угловое разрешение; 3 — [illegible] экспериментальные данные; 4 — экспериментальные данные, исправленные на влияние [illegible] квантов

В нашей работе измерена величина коэффициента [illegible] $A(\theta) = \frac{W(\theta)}{W(90^\circ)}$ при $\theta = 120, 135, 150, 165$ и 180°. В установке [illegible] ченной [illegible] угловой корреляции типа [illegible] описанной в [6], произведены [illegible] следующие изменения: 1) вместо стильбеновых [illegible] в качестве [illegible] использованы кристаллы NaJ(Tl) [illegible] в гермети[illegible] контейнеры со стеклянным окошком [illegible] импульсы с [illegible] поступали на схему совпадений не непосредственно, как в [illegible] в работе [6], а предварительно усиливались при [illegible] с коэффициентом усиления $K = 100$ и максимальн[illegible] ной частотой пропускания f_{max} = 2MHz. В [illegible] при изучении угловой корреляции γ-квантов [illegible] совпадений типа Росси с предварительным формиро[illegible] помощи триггеров. Разрешающее время τ схемы [illegible] 1,6·10⁻⁷ сек. Ввиду быстрого распада источника (T = [illegible] измерение производилось в течение 10 мин; измерения [illegible] очередно для заданного угла между осями счетчиков и [illegible] Для каждого угла набиралось не менее 10 тысяч [illegible]

В качестве источника использовался активный осадок тория на [illegible] шевой подложке. Сила источника подбиралась такой, что [illegible] числа случайных к числу истинных совпадений составляло в [illegible] дня $^1/_4$—$^1/_5$ и к концу дня примерно $^1/_{10}$. В полученные резу[illegible] вводились поправки на счет случайных совпадений и на влияние анни[illegible] ляционных γ-квантов. Влияние аннигиляционных квантов учиты[illegible] при помощи экспериментально снятой зависимости скорости счета анниги[illegible] ляционных квантов Cu^{64} от угла θ между счетчиками.

Эта же кривая была использована для введения в теоретическую функцию угловой корреляции поправок на угловое разрешение. Результаты измерения величины A представлены на рис. 5 и подтверждают результаты работы [30]. Можно предположить для ThD вариант 4(2) 2(2)0, [illegible] что спины уровней имеют значения 4, 2, 0, а переходы между [illegible] квадрупольные. Варианты 3(2)1(1)0; 3(2)2(2)0 и 3(1)2(2)0, [illegible] в работах [25, 29], должны были бы повести к значениям [illegible] величины (см. рис. 2 в работе [6]) и, таким образом, должны [illegible] То обстоятельство, что присутствие γ_6 не отражается на [illegible] функции, возможно объяснить, если предположить, что [illegible] возбужденного уровня, распадающегося с испусканием γ_6, [illegible] переход является квадрупольным. В этом случае ре[illegible] функции совпадает с функцией угловой корреляции для [illegible] 4(2)[illegible]2(2)0.

[illegible] отметить, что указанное приписывание значений [illegible] возбужденным уровням ThD и порядков мультипольности [illegible] этими уровнями не может считаться окончательно уста[illegible]

[illegible] Латышева [31], при радиоактивном распаде ThC → ThC′ [illegible] испускание γ-квантов. Наличие такого каскада, а [illegible] ступенчатого каскада γ_6 [illegible] при распаде ThC″ может силь[illegible] на интерпретацию функции угловой корреляции наблюдон[illegible]

Каскадный переход в Nb[illegible]

В [illegible] Zr [illegible] Nb⁹⁵, из которой следует, [illegible] интенсивность которого [illegible] Nb⁹⁵ и что последующий [illegible] либо каскадно, с испуска[illegible] keV, либо непосредственно, [illegible] перехода составляет всего 7 %. [illegible] в работах [33, 34], [illegible] переход Nb⁹⁵ из возбужденного [illegible] до исследования угловой [illegible] в наличии каскадного [illegible] Zr [illegible] Nb [illegible] целью увеличения эффективности [illegible] keV в установке для измерения [illegible] надеваемые на переднюю часть [illegible] алюминиевыми колпачками с передней

[illegible] для [illegible] распада Zr [illegible] совпадений. О[illegible] для которых фу[illegible] вопрос о наличии [illegible] повторно. Алюминиевые [illegible] насадками из свинца, применение [illegible] по пути из одного счетчика [illegible] и практически ликвидировало влияние [illegible]. Впереди сцинтиллятора помещалась алюми[illegible] 1,5 мм, что достаточно для поглощения всех β-[illegible] Разрешающее время τ схемы совпадений в опытах с Zr[illegible] сек. Измерения в этих условиях показали, что интенси[illegible] (если она существует) не превышает 1 % от интенси[illegible] γ-переходов.

Выра[illegible] благодарность Д. Г. Алхазову и А. З. Долгинову за обсуждение [illegible], С. Г. Цепанину, Г. И. Мишину, Ю. А. Шалашову К. И. Е[illegible] — за участие в измерениях.

Ле[illegible]
физико-техн[illegible] институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

Stevenson D., Deutsch M., Phys. [illegible], 1202 (1951).
Ridgway S., Phys. Rev., 78, 821 (L) [illegible]
Beyster J., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 79, 169 (L), 728 (L) (1950).
Darby E., Canad. J. Phys., 29, 569 (1951).
Kloepper R., Lennox E., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 88, [illegible] (1952).
Алхазов Д., Лемберг И., Гринберг А., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 487 (1953).
Langer L., Lazar N., Moffat R., Phys. Rev., 91, 338 (1953).
Громов К., Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев А., Хольнов Ю., ДАН СССР, 86, 255 (1952).
Metzger F., Phys. Rev., 90, 328 (L) (1953).
Maerker R., Birkhoff R., Phys. Rev., 89, 1159 (L) (1953).
Hutchinson D., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 88, 699 (1952).
Tomlinson E., Ridgway S., Gopalakrishnan K., Phys. Rev., 91, 484 (1953).
Kraushaar J., Goldhaber M., Phys. Rev., 89, [illegible]
Золотавин А., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, [illegible]
Langer L., Starner J., Phys. Rev., 93, [illegible]
Langer L., Phys. Rev., 84, 1059 (L) (1951).
Stump R., Phys. Rev., 86, 249 (L) (1952).
Metzger F., Phys. Rev., 86, 435 (L) (1952).
Долгинов А., ЖЭТФ, 22, 668 (1952).
Alder K., Helv. Phys. Acta, 25, 235 (1952).
Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных [illegible]
Jahn H., Proc. Roy. Soc., 205A, 192 (1951).
Morita M., Yamada M., Progr. Theor. Phys., 8, [illegible]
Morita M., Yamada M., Progr. Theor. Phys., 10, [illegible]
Oppenheimer F., Proc. Cambr. Phil. Soc., 32, [illegible]
26. Surugue J., Ann. de Phys., 8, 484 (1937).
27. Richardson H., Nature, 161, 516 (1948).
28. Martin G., Richardson H., Proc. Phys. Soc., 63A, [illegible]
29. Arnoult R., Ann. de Phys., 12, 241 (1939).
30. Petch H., Johns M., Phys. Rev., 80, 478 (195[illegible]).
31. Латышев Г., Кульчицкий Л., ЖЭТФ, 11, [illegible]
32. Ш[illegible], ЖЭТФ, 21, 1370 (1951).
33. Slätis H., Zappa L., Ark. Fys., 6, 81 (1953).
34. Mandeville C., Shapiro E., Mendenhall R., [illegible] Conklin C., Phys. Rev., 89, 550 (1953).

ИЗВЕСТИЯ А[illegible]
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗ[illegible]

[illegible] ...зависи[illegible] внутренней конверсии, испу[illegible] от угла между направлени[illegible]

Б. А. ШАХБАЗЯН и Л. И. РУСЯНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ Br_{35}^{80*}

Введение

Исследова[illegible] электронов внутренней конверсии, испускаемых [illegible] ядер, позволяет определять в одном опыте [illegible] состояниях, так и четности этих [illegible] в выражении функции угловой корреляции [illegible] конверсии [1]

$$W(\theta) = \sum_{k} [\text{illegible}] \tag{1}$$

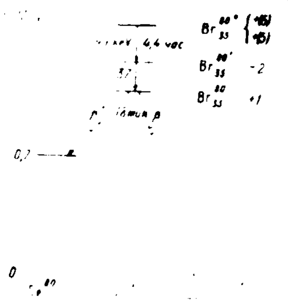
[illegible] и b_k^2 зависят как от порядков мультипольностей последовательных переходов, так и от типов переходов, т. е. от спина ядра [illegible] состояниях и от четностей этих состояний. Множитель [illegible] от порядков мультипольностей переходов и является [illegible] угловой корреляции для данного ядра. Предел [illegible] определяется из условия

$$k_{max} \leqslant 2L_1,\ 2L_2,\ 2J_2,$$

[illegible] порядки мультипольностей последовательных переходов, [illegible] ядра в промежуточном состоянии.

[illegible] явление угловой корреляции отсутствует. Исследовании корреляции электронов внутренней конверсии в элементах Ta^{181}, Hg^{197*} посвящены работы [2, 3]. В этих работах установлен факт наличия угловой корреляции, но авторы [illegible] выводов о квантовых характеристиках уровней соответствующих ядер. Наличие угловой [illegible] электронов внутренней [illegible] Br_{35}^{80*} установлено в работе [illegible] Л. Чупкина [4].

[illegible] работе в результате [illegible] исследований найдена [illegible] угловой корреляции K- и [illegible] внутренней конверсии [illegible] на основании которой сделан [illegible] выводов о спинах ядра в возбужденных состояниях и о четностях этих состояний. Схема распада ядра Br_{35}^{80*} приведена на рис. 1.



[illegible] конверсии перехода $Br_{35}^{80*} \to Br_{35}^{80'}$ очень [illegible] конверсии перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ несколько

[illegible] установка

[illegible] и источником

Схема [illegible] которого проводились опыты по угловой корр[illegible] внутренней конверсии брома, приведена на рис. 2. [illegible] в виде сферического стеклянного сосуда ф 200 [illegible] торцовых электр[illegible] счетчиков 2 был [illegible] неподвижно, другой 3 [illegible] вращаться вокруг источника 4, как вокруг центра. Источник и фильтр 5 [illegible] на двух шлифах.

Источник при всех измерениях устанавливался так, чтобы [illegible] между нормалью к его поверхности и осью неподвижного счетчика равнялся 45°; [illegible] от окна счетчика до источника — 50 мм; [illegible] окна счетчика — 10 мм. Измерения проводились под углами [illegible] 75, 60, 45 и 30°. Камера и счетчики были наполнены слабо рассеивающим конверсионные электроны брома газом — смесью гелия (90%) и паров этилового спирта (10%) при суммарном давлении ~50 мм рт. ст. При этих условиях корень квадратный из среднеквадратичного отклонения электронов с энергией 23,5 keV, прошедших слой смеси толщиной [illegible] мм, равнялся, согласно теории многократного рассеяния Вильямса — Бете [5], ~2,7 мм. Поправка на [illegible] величине коэффициента A_2 угловой корреляции [illegible] тронов типа $1 + A_2 \cos^2\theta$ при $A_2 = 0{,}5$ равнялась [illegible]

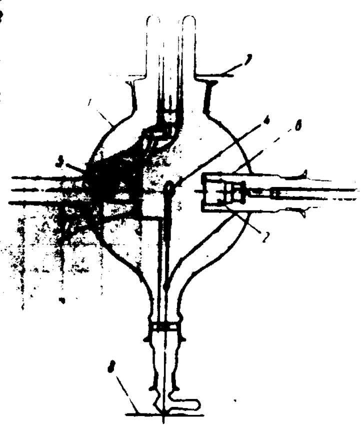


Рис. 2. Схема прибора для исследования угловой корреляции электронов внутренней конверсии брома: 1 — камера, 2 — неподвижный счетчик, 3 — подвижный счетчик, 4 — источник конверсионных электронов, 5 — фильтр (поверхностная плотность 5,2 мг/см²), 6 — электростатический экран, 7 — шкала для установки угла, 8 — шкала

Для исключения фона совпадений между [illegible] конверсии и Оже-электронами Br_{35}^{80*} окна электронных [illegible] лись органическими пленками с поверхностной [illegible] Поверхностная плотность наполняющего [illegible] 0,14 мг/см². Эта величина несколько превышает величину [illegible] более быстрых Оже-электронов брома, максимальная энергия которых не превышает 12,5 keV. Наклон плато счетчиков равнялся [illegible] на 100 V. Эффективность счетчиков составляла 80% от эффективности тех же счетчиков, наполненных смесью аргона (90%) и паров этилового спирта (10%)

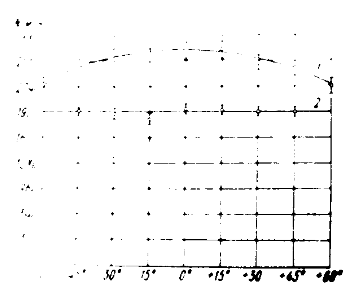
при давлении 100 мм рт. ст. Фильтр толщиной 4,2 мг [illegible] щий все конверсионные электроны брома, применялся при [illegible] фона совпадений от других излучений при распаде Br_{35}^{80*}.

Импульсы от электронных счетчиков подавались на двух[illegible] усилитель, формировались триггерными схемами и после дифференциро[illegible] вания подавались на схему совпадений. Одновременно с измерением числа совпадений измерялись числа отсчетов в одиночных счетчиках, для чего импульсы с [illegible] ламп триггеров через катодные повторители [illegible] схемы. Разрешающее время схемы совпадений [illegible]

Радиоактивный источник

[illegible] тоталлой в виде диска AgBr с [illegible], нанесенного на целлофан [illegible] мг см$^{-2}$.

[illegible] суммарной поверхностной [illegible] менее 0,1 мг см$^{-2}$ [illegible] угловое распределение электронов [illegible] излучения источника [illegible] (рис. 3). Это обстоятельство свидетельствует о слабом поглощении и рассеянии электронов в активном слое и о слабом обратном рассеянии электронов от подложки.



Кривые углового распределения электронов излучения радиоактивного источника при суммарной поверхностной [illegible] слоя источника и целлофановой [illegible] 1 — 105 мг см$^{-2}$, 2 — $< 0,1$ мг см$^{-2}$

Принятые в опытах размеры источника и геометрические условия измерений обусловили отсутствие зависимости числа импульсов излучений в подвижном счетчике от угла между осями счетчиков.

В проведенных опытах диаметр источника равнялся 2 мм. При диаметре окна счетчика 10 мм и расстоянии от окна счетчика до источника 50 мм величина телесного угла, под которым видно окно счетчика из источника, составляла 0,00248 от величины полного телесного угла и изменялась менее чем на 0,01% при изменении угла между осями счетчиков.

Результаты эксперимента

Для получения значений функции [illegible] конверсионных электронов Br_{35}^{80*} из измерений [illegible] было определить величину фона случайных [illegible] от других видов излучений. Измерения [illegible] образом. При определенном угле между осями [illegible] 10 мин измерялись совпадения и загрузки [illegible] подвижного счетчика закрывалось фильтром [illegible] 4,2 мг см$^{-2}$ и вновь в течение 10 мин измерялись [illegible] и числа отсчетов счетчиков. При каждой установке [illegible] двукратные измерения производились три раза.

[illegible] числа [illegible] — $N(e^- - e^-)$, числа [illegible] конверсии и рентгеновских [illegible] $(e^- - R, \gamma)$, числа совпадений всех [illegible] и числа совпадений между всеми [illegible] Br_{35}^{80*} — $N(R - R, \gamma)$, числа случайных совпадений [illegible] $\gamma - \gamma$, $\beta - \gamma$-совпадений от распада ядра Br_{35}^{80} — N_{80}:

$$N = N(e^- - e^-) + N(e^- - R, \gamma) + N(R - R, \gamma) + N_{c.c} + N_{80}. \qquad (2)$$

Толщина примененного нами фильтра достаточна для полного поглощения всех электронов внутренней конверсии, поэтому при измерениях с фильтром первое слагаемое исчезает, а второе — уменьшается вдвое в соответствии с уменьшением вероятности регистрации совпадений $N(e^- - R, \gamma)$ в два раза при закрывании окна одного счетчика.

Измерения показали, что в условиях проведенных опытов величина фона от Br_{35}^{80*} составляет 14,9%. Расчет показывает, что более 94% этой величины приходится на совпадения $N(e^- - R, \gamma)$. Число совпадений $N(R - R, \gamma)$ составляет величину менее 1,5% от полного числа совпадений при $\theta = 90°$. Число совпадений при измерениях с фильтром выражается следующим образом:

$$N' = \frac{1}{2} N(e^- - R, \gamma) + N(R - R, \gamma) N'_{c.c} + N'_{80}. \qquad (3)$$

Числа N_{80} и N'_{80} измерялись через 48 час после начала опыта в соответствии с периодом полураспада Br_{35}^{80}, равным 36 час. Поглощением [illegible]новских и γ-квантов в фильтре можно пренебречь. Число совпадений в единицу времени между конверсионными электронами Br_{35}^{80*} выражается следующим образом:

$$n(\theta) = \frac{1}{T} \sum \{(N - N_{c.c.} - N_{80}) - 2(N' - N'_{c.c} - N'_{80})\}. \qquad (4)$$

T — время измерения при угле θ_i. В наших опытах $T = 30$ мин. [illegible] при удвоении второй скобки слагаемым $N(R - R, \gamma)$ можно пренебречь ввиду его малости. Таким образом, выражение (4) показывает, что при принятой методике измерения удается отделить совпадения между электронами внутренней конверсии от фона случайных совпадений и совпадений от других видов излучений. Для нахождения наивероятнейшего значения $n(\theta_i)$ из ряда измерений различной точности определялись средневзвешенные ряда измерений для каждого угла, при котором велись измерения, причем $n(\theta_i)$ приводились ко времени [illegible]. Значения функции угловой корреляции определялись как [illegible]:

$$W(\theta_i) = \frac{n_{cp}(\theta_i)}{n_{cp}(90°)}.$$

В ряде случаев вводились поправки на нецентральное расположение источника, которые определялись экспериментальным путем. Далее вычислялись средневзвешенные ряда значений функции угловой корреляции, полученных из всех опытов.

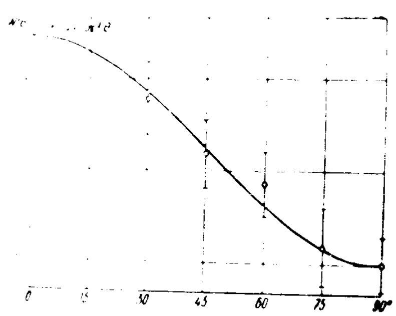
Результаты четырех серий опытов сведены в таблицу.

Относительная погрешность значений функции угловой корреляции в окончательном результате равна 6 %.

Результаты определения значений функции угловой [illegible] конверсионных электронов Br_{35}^{80*} из четырех серий [illegible]

θ_i	Серии опытов № 1	№ 2	№ 3	№ 4	[illegible]
90	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1±0,14	1±0,08
75	0,99±[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,04±0,13	1,04±0,08
60	1,06[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,12±0,15	1,17±0,07
45	1,28[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,28±0,16	1,24±0,07
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]±0,17	1,35±0,08
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1+0,49 $\cos^2\theta$

[illegible] функции типа [illegible] наименьших [illegible] График функции для [illegible] рис. 4



[illegible] График функции угловой корреляции K- и L-электронов внутренней конверсии Br_{35}^{80*}

Сопоставление результатов экспериментов с теоретическими расчетами и выводы

[illegible] нами [illegible] угловой корре[illegible] [illegible] угловой [illegible] каскадных пе[illegible] [illegible] К. А. Тер-[illegible] общего [illegible] корреляции [illegible] квантовым числам и [illegible]

В [illegible] Маргаряна, совокупность [illegible] и внутренней конверсии, [illegible] приближении.

[illegible] нами по формулам, данным в приложении, [illegible] на рис. 5. На этом же рисунке при-

ведены [illegible] функции угловой корреляции [illegible] Br_{35}^{80*}. В вычисленные нами функции [illegible] внутренней конверсии были введены [illegible] величины телесных углов окон электронных счетчиков [illegible] электронов в окнах счетчиков и в газе камеры и на [illegible] рассеяние электронов в газе.

Сопоставление результатов опыта с вычисленными для различных вариантов [illegible] $Br_{35}^{80*} \to Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ функциями угловой корреляции приводит к следующим выводам:

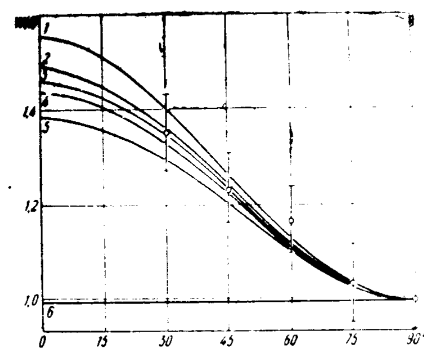


Рис. 5. Сопоставление экспериментальных (точки) и теоретических (кривые) результатов по угловой корреляции K- и L-электронов внутренней конверсии Br_{35}^{80*}. Теоретические кривые рассчитаны для различных типов коррелирующих переходов: $1 - E2 - E2$; $W(\theta) = 1 + 0{,}490\cos^2\theta + 0{,}0585\cos^4\theta$; $2 - E4 - E1$; $W(\theta) = 1 + 0{,}487\cos^2\theta$; $3 - M4 - E1$; $W(\theta) = 1 + 0{,}460\cos^2\theta$; $4 - E3 - E1$; $W(\theta) = 1 + 0{,}438\cos^2\theta$; $5 - M3 - E1$; $W(\theta) = 1 + 0{,}382\cos^2\theta$; $6 - M3$ [illegible]; $W(\theta) = 1 - 0{,}0073\cos^2\theta$

[illegible] Переход $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ — дипольный, электрического типа [illegible] [illegible]х переходов $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ типа M функция угловой [illegible] с убыванием угла от 90 до 0°, т. е. знак при A_2 [illegible] [illegible]тельным, что противоречит данным опыта. Предположения [illegible] [illegible]их порядках мультипольности перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ как [illegible] [illegible], так и магнитного типов, исключаются при сопоставлении [illegible] величины полного коэффициента внутренней конвер[illegible] [illegible]хода с теоретическим.

Экспериментальное значение полного коэффициента внутренней [illegible] $\frac{N_e}{N_\gamma}$ перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ равно $1{,}44 \pm 0{,}23$. Вычисленные [illegible] [illegible]тивистском приближении значения $\frac{N_e}{N_\gamma}$ для переходов типов $E1$ и $M1$ равны соответственно 1,54 и 1,23. Неточность вычисления коэффициента внутренней конверсии для энергии перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$, равной [illegible] keV, не превосходит 20 %. Между тем величины коэффициентов внутренней конверсии в предположении, что переход $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ должен быть квадрупольного или дипольного типа, разнятся примерно в 20 раз. Следовательно, этот переход должен быть дипольным.

Таким образом, возрастание функции [illegible] **внутренней конверсии** $Br_{35}^{80'}$ **указывает, что** [illegible]

Этот вывод не согласуется с предположением [illegible] дипольном характере этого перехода.

2. Согласно рис. 5 мультипольность **перехода** $Br_{35}^{80'} \to$ [illegible] быть не ниже октупольной. В пределах ошибки опыта [illegible] хоты типа $E4$, $M4$, $E3$, $M3$. Согласно данным Л. Русинова и [illegible] [illegible] коэффициента внутренней [illegible]

[illegible] величина $\frac{N_K}{N_L}$ равна 0,7 для [illegible] [illegible] 4,29 — для $M3$. [illegible] что пере- [illegible]

[illegible] не может быть [illegible]

[illegible] для β-рас- [illegible] следовательно, [illegible] состоя- [illegible]

[illegible]

3. [illegible] совпадений, вызываемых электронами внутренней конверсии $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ и $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$, указывает, что средняя продолжительность жизни ядра $Br_{35}^{80'}$ меньше разрешающего времени схемы [illegible]

$$\tau_{Br_{35}^{80'}} < 3{,}5 \cdot 10^{-7}\ \text{сек.}$$

4. Вычисленное из оптических данных по сверхтонкому расщеплению [illegible] спектра брома [9] минимальное время жизни τ_H [illegible] относительно [illegible] ориентации в магнитном поле электронной оболочки

$$\tau_H \approx 10^{-10}\ \text{сек.}$$

Известно [10], что для возможности [illegible] искажениями угловой корреляции необходимо выполнение [illegible]

$$\tau_H \ [illegible]$$

Это условие для брома [illegible]

С другой стороны, [illegible] электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80'}$ [illegible] время жизни ядра брома в состоянии $Br_{35}^{80'}$ [illegible]

Следует заметить, [illegible] угловой корреляции излучений может дать в ряде [illegible] о верхнем пределе продолжительности жизни промежуточных состояний ядер.

Выражаем глубокую благодарность К. А. Тер-Мартиросяну за большую помощь по вопросам теории.

1. [illegible] Phys. Rev., 85, 5 (1952).
2. [illegible]
3. [illegible] Helv. Phys. Acta, 23, 855 (1950).
4. [illegible] 1020 (1949).
5. [illegible] (1949).
6. [illegible] 212 (1944).
7. [illegible]
8. Русинов [illegible] A., Journ. Phys. USSR, 3, 281 (1940).
9. [illegible] Proc. Roy. Soc., 175, 366 (1940).
10. Hamilton D., Phys. Rev., 58, 122 (1940).

ПРИЛОЖЕНИЕ

[illegible] ФОРМУЛЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ УГЛОВОЙ [illegible] ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ И [illegible] ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ

(по К. А. Тер-Мартиросяну)

Электрический 2^l-польный переход

[illegible]фициенты внутренней конверсии:

$$\gamma_K^{2l+2}\alpha_K^{(l)} = \frac{l}{l+1}\, q(l, n_K),$$

$$\gamma_L^{2l+2}\alpha_{L_I}^{(l)} = \frac{l}{l+1}\, q_0(l, n_L),$$

$$\gamma_L^{2l+2}\alpha_{L_{II,III}}^{(l)} = \frac{l}{l+1}\left[\frac{l}{2l+1}\, q_{-1}(l, n_L) + \frac{l+1}{2l+1}\, q_1(l, n_L)\right].$$

[illegible]фициенты угловой корреляции электронов внутренней конверсии:

$$b_k(K) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)},$$

$$b_k(L_I) = b_k(K),$$

$$b_k(L_{II,III}) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)} \cdot \frac{l(l+1)}{2l+1} \cdot \frac{1 - 2T_l \cos(\eta_{l+1} - \eta_l) + T_l^2}{l+1+lT_l^2}$$

Магнитный 2^l-польный переход

[illegible]фициенты внутренней конверсии:

$$\gamma_K^{2l}\beta_K^{(l)} = \lambda + \mu_1,$$

$$\gamma_L^{2l}\beta_{L_I}^{(l)} = \frac{\left(1 + \frac{n_L^2}{4}\right)^2}{16 n_L^4}\left[\frac{l+1}{2l+1}\,\lambda_0 + \frac{l}{2l+1}\, q_0(l+1, n_L)\right],$$

$$\gamma_L^{2l}\beta_{L_{II,III}}^{(l)} = \frac{\left(1 + \frac{n_L^2}{4}\right)^2}{16 n_L^4}\left\{\frac{l^2 - 1}{4l^2 - 1}\,\lambda_1 + \frac{l(l+2)}{(2l+1)(2l+3)}\, q_0(l+1, n_L) + \left[\frac{l(l+1)}{(2l+1)(2l+3)} + \frac{[illegible]}{(2l+1)^2}\right] q_1(l+1, n_L)\right\}$$

Коэффициенты угловой корреляции электронов внутренней конверсии:

$$b_k(K) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)} \cdot \frac{l(l+1)}{2l+1} \cdot \frac{1 - 2\tau_m \cos(\eta_{l+1} - \eta_l) + \tau_m^2}{l+1+l\tau_m^2}$$

$$b_k(L_I) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)} \cdot \frac{l(l+1)}{2l+1} \cdot \frac{1 - 2T_m \cos(\eta_{l+1} - \eta_{l-1}) + T_m^2}{l+1+lT_m^2}$$

$b_k(L_{II}, _{III}) = 1 +$

$\frac{l^2(2l-1)}{8(2l+1)(2l+3)}\gamma_1(kll2, ll) + \ldots$

$\frac{4}{2l+1}q_{-1}(l+1, n_L) + \frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1 + \frac{l(l+2)}{2l+3}q_1(l+1, n_L)$

$\frac{l(l+2)}{2l+3}\gamma_1(kll+22, ll+2)\,q_1(l+1, n_L)$

$\frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1 + \frac{l(l+2)}{2l+3}q_1(l+1, n_L)\Big]$

$\gamma(kll2, ll-2) +$

$\frac{l(l+2)}{2l+3}q_1(l+1, n_L)\Big]$

$(kll2, ll+2)$

$q_1(l+1, n_L)\Big]$

$T_m, \tau_m, \Lambda_0,$

$(\eta_{l+2}-\eta_l).$

$\prod_{j=1}^{l}(j^2+n_K^2)$

$q_{-1}(l, n_l)$

$\prod_{j=1}^{l}(j^2+n_L^2)$

$\frac{l\cdot 2^{2l+1}}{(2l+2)!}$

$\frac{\mathfrak{n}_L^2}{4}, \ldots;$

$T_l = \frac{l+1}{l}\sqrt{\ldots}, \quad T_m = \sqrt{\frac{q_0(l+1, n_L)}{\Lambda_0}}, \quad \tau_m = \sqrt{\ldots}$

$\mu_1 = \frac{l}{2l+1}\cdot\frac{(1+n_K^2)^2}{16n_K^4}\,q(l+1, n_K);$

$$\lambda = \frac{l+1}{2l+1}\cdot\frac{\pi}{137}\left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-1)!}\right]^2\frac{\prod_{j=1}^{l-1}(j^2+n_K^2)}{1-e^{-2\pi n_K}}\ldots$$

$$\Lambda_0 = \frac{\pi}{137}\left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-1)!}\right]^2\frac{\prod_{j=1}^{l-1}(j^2+n_L^2)}{1-e^{-2\pi n_L}}\cdot\frac{2^{4l}\ldots n_L^{2l+4}}{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^{2l+1}},$$

$$\Lambda_1 = \frac{\pi}{137}\left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-3)!}\right]^2\frac{\prod(j^2+n_L^2)}{1-e^{-2\pi n_L}}\cdot\frac{2^{4l-4}n_L^{2l+4}}{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^{2l+1}};$$

$$\tau_{(l+1)} = \frac{l(l+1)-n_L^2}{\sqrt{[(l+1)^2+n_L^2](l^2+n_L^2)}},$$

$$(\eta_{l+2}-\eta_l) = \frac{(l+1)(l+2)-n_L^2}{\sqrt{[(l+1)^2+n_L^2][(l+2)^2+n_L^2]}},$$

$$\tau_{(l-2)} = \frac{[(l+1)(l+2)-n_L^2][l(l-1)-n_L^2]-(2l-1)(2l+3)n_L^2}{\{[(l+2)^2+n_L^2][(l+1)^2+n_L^2](l^2+n_L^2)[(l-1)^2+n_L^2]\}^{\frac{1}{2}}},$$

$$\tau_{(l-2)} = \frac{(l-1)l-n_L^2}{(l^2+n_L^2)^{\frac{1}{2}}\,[(l-1)^2+n_L^2]^{\frac{1}{2}}};$$

$$n_K = \frac{Z_{ef}^{(K)}}{137\frac{v}{c}}, \quad n_L = \frac{Z_{ef}^{(L)}}{137\frac{v}{c}}; \quad \gamma_k = \frac{Z_{ef}^{(K)}}{137}, \quad \gamma_L = \frac{Z_{ef}^{(L)}}{137};$$

$$Z_{ef}^{(K)} = Z-\sigma^{(K)}, \quad Z_{ef}^{(L)} = Z-\sigma^{(L)}; \quad \sigma^{(K)} = 0{,}3; \quad \sigma^{(L)} = \ldots$$

$$\gamma(kll_1^2, ll_2) = \sqrt{(2l_1+1)(2l_2+1)}\,W(kll_1^2, ll_2)\ldots$$

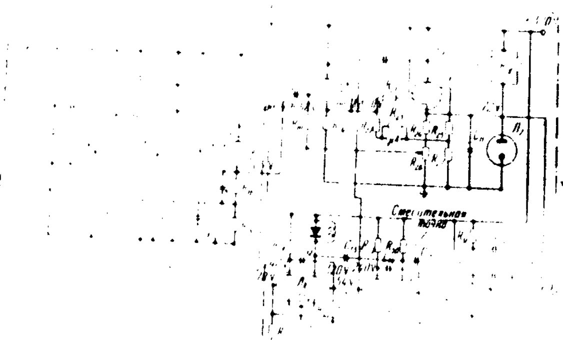
ИЗВЕСТИЯ АКАД
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Н. П. СТЕПАНЕНКО и Л. Н. ШАВТВАЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ Tb МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ

... авторами как методами ... спектрометров. Был изучен ... β-спектров, а ... Измерения методом ... спектрометра в ...

... для γ-лучей ... невелики, в ... метра регистри- ... лучами и ча- ... последовательно ... по фото-

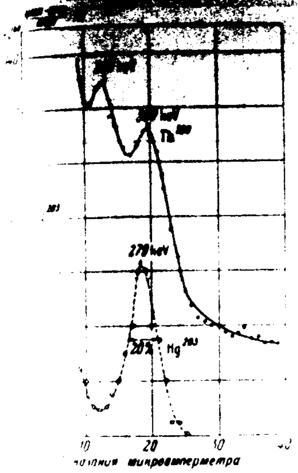


... R_{14} — 22 kΩ ... kΩ, R_{18} ... R_{20}, R_{21} — ... 220 kΩ ... R_{22} — 39 kΩ, ... 10 pF, C_6 — ... Ж3.

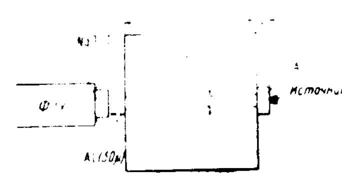
... измерения β — γ- и ... внутренней конверсии ... спектрометр с кристаллом

... ной схеме с отрицательной ... изме- ... друга по ... энергии ... дифференциаль- ... работы, приведенным на рис. 1. Линейный усилитель по двухкаскадной схеме с отрицательной обратной связью имел полосу пропускания, равную 1 MHz и коэффициент усиления 100.

Анализатор состоит из двух дискриминаторов амплитуды на лампах *Л-8* и *Л-9*, выполненных ... одновибраторов ... ями срабатывания ... ограничительного ... мально закрытой ... няющего ... анализатора ... ограничена ...



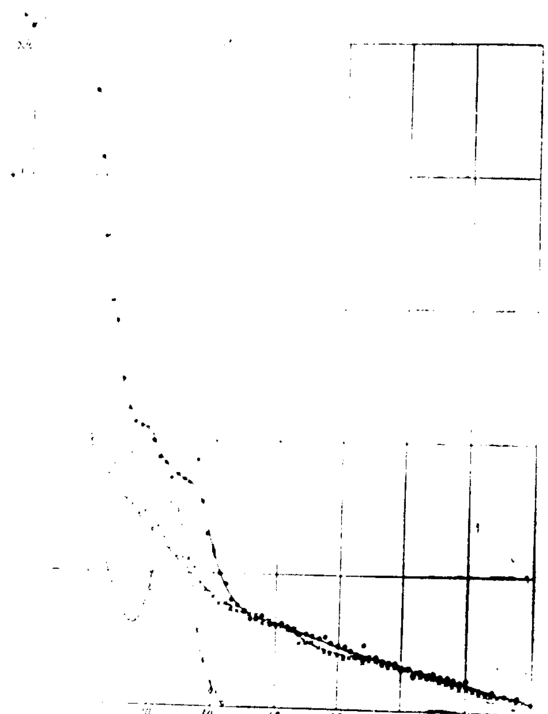
Спектры Tb[160] и Hg[203], ... при помощи люминесцентного γ-спектрометра



... схема ... люминесцентного ... спектрометра. Размеры ... в мм

... Такое решение, как можно показать, делает ширину канала ... тора более стабильной по отношению к дрейфу характеристик *Л-8* и *Л-9*. Каскад антисовпадений, характерный для анализатора, в данной схеме отсутствует, его функции выполняет ...

... Градуировочные измерения на люминесцентном γ-спектрометре ... препаратом Hg[203]. В результате произведенных измерений ... вующего отбора фотоэлектронных умножителей нам удалось ... разрешающую способность люминесцентного γ-спектрометра ... % при энергии γ-лучей 280 keV. На рис. 2 сплошной ... дан γ-спектр Tb[160], пунктирной кривой ... спектр Hg ... ата дана на рис. 3. При этих условиях ... люминесцентного γ-спектрометра была ... было изучить β-γ-совпадения ... 22 × 22 мм) и ухудшили условия ... γ-спектрометр достаточно ... способность ухудшилась. При энергии γ-лучей ... линий вместо 20 % стала равной 30 % ... лучей 200 и 300 keV слились в один. ... спектром Hg[203], полученным в этих же условиях ... точку так, чтобы регистрировались γ-лучи ... keV ... регистрировались γ-лучи 200 keV. К сожалению, ... спектр комптоновских электронов сильно размыт по энергии ... половина регистрируемой интенсивности будет относиться ... 870) и 960 keV) γ-лучам. Такая оценка была сделана на основании дополнительных измерений γ-спектров Zn^{65}, Tb^{160} и Hg^{203} (рис. ... ствительно, из рис. 4 можно заключить, что при показаниях ... перметра, соответствующих энергии 300 keV, отношение числа ... сов от γ-лучей Tb^{160} к числу импульсов от γ-лучей Zn^{65} равно ...



... спектры Tb^{160}, Hg^{203} и Zn^{65}, полученные ... люминесцентного γ-спектрометра в условиях ...

... спектры Zn^{65} и Tb^{160} совмещены в жестко... лучей ... 1.118 MeV) близка к энергии ... 960 keV ... 870 keV), то ... Zn^{65} должна пример... лучей Tb^{160}, поэтому ... лучей тождественна ... лучей Zn^{65}, на спектрометре ... рабочую точку γ-лучи, ... жесткие

Измерения ... тра Tb^{160} ... непрерывного β-спек... дующим ... keV, мы проводили сле... счетчиком ... спектра регистрировались Жестки... спектрометре с магнитной линзой. ... люминесцентным γ-спектрометром по

компонентов ... 800 keV. Чтобы избежать влияния магнитного ... β-спектрометра, на фотоэлектронный умножитель ... расположения фотоэлектронного

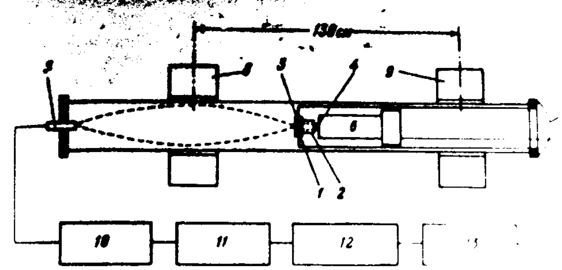


Рис. 5. Схема опытов по $\beta-\gamma$-совпадениям ... ...ник, 2 — свинец, 3 — алюминий, 4 — кристалл ... ФЭУ, 7 — светоизоляция, 8 — магнитная линза ... линза № 2 (компенсационная), 10 — предусилитель ... 11 — промежуточный блок, 12 — схема совпадений ... литель и дифференциальный ...

...теля компенсировалось при помощи ... рой пропускался в обратном направлении. На рис. ... дано ... ние вакуумной каме... магнитных линз и фото... ного умножителя. ...сы от счетчика Гейгера-Мюллера и люминес... γ-спектрометра по... на схему совпадений ... шающим временем ...

... 6 сплошной кри... ражен β-спектр, кор... ний с жесткими γ-лу... рис. 7 сплошными ... дан график Ферми ... приведенного на ... виде сплошной кри... Из рис. 7 видно, что ... сложный и состоит ... компонент с гранич... энергиями 550 и 880 keV ... ...им образом, из наших измерений ... коррелируют примерно поровну ... результат противоречит ... ...ем, используя в люминесцентном ... интегрального анализатора ... ...ли измерения совпадений, ...ами. β-Спектр получился таким же, ...ным анализатором. Число истинных ... ...ось примерно в 4 раза.

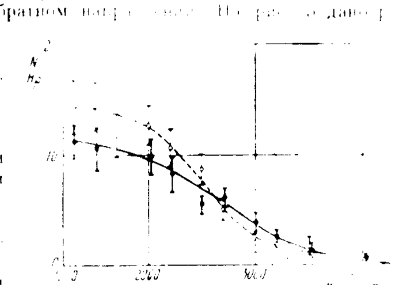
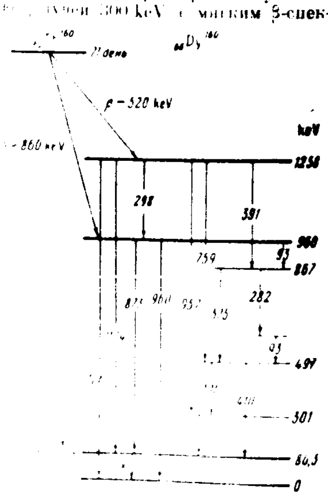


Рис. 6. β-Спектры Tb^{160}: сплошная ... спектр, коррелированный с ... (870 и 960 keV), пунктирная кривая ... коррелированный с γ-лучами ... 87 ...keV

При изучении совпадений, создаваемых γ-лучами ... keV и электронами β-распада, люминесцентный γ-спектрометр ...

строен на энергию γ-лучей, равную ~300 keV. На рис. 6 ... тирной кривой представлен β-спектр, коррелирующий с γ-лучами ... а также с более жесткими 870 и 960 keV. При этих измерениях число истинных совпадений для электронов с $H\rho$ = 2000 Gs·см равнялось 25,5 имп час$^{-1}$, а число случайных — 33,5 имп час$^{-1}$. На рис. 7 пунктирные кривые представляют график Ферми β-спектра, приведенного на рис. 6 в виде пунктирной кривой. Из этих кривых видно, что ... спектр сложный и состоит из двух компонент ... энергиями ... keV. Из сравнения ... кривой и сплошной ... рис. 6 видно, ... 300 keV не... коррелируют ... спектром (верх... 860 keV), ... Более определенные и надежные ... существенного увеличения ... спектрометра. Полученное ... лучей 300 keV с мягким β-спек...



... люминесцентным ... спектрометром ... Для измерения ... электронами, при ... β-спектрометре ... таким образом, чтобы ... лись электроны ... величина $H\rho$ ... соответствующая ... электронов ... конверсионных

Если бы ... между γ-лучами 85 keV и же...

стким... доля должно было ... при регистрации β-спектра ... Однако опыт показал, что число ... случае увеличивалось в 5—6 раз по сравнению ...

Следовательно, ... корреляция γ-лучей 85 keV с жесткими лучами (870 ... keV).

Для надежного и полного установления схемы распада необходимо измерить относительные интенсивности γ-лучей и их коэффициенты внутренней конверсии, а также исследовать угловую корреляцию. Кроме этого желательно изучить еще некоторые типы β-γ и γ-γ совпадений, которые нам не удалось выполнить из-за недостаточно хорошей разрешающей способности люминесцентного γ-спектрометра.

После того, как была закончена эта работа, появилась статья Бургера, Йордана и Ле Бланка [10], в которой подробно исследовался распад Tb^{160} при помощи двух люминесцентных спектрометров, включенных на совпадения, а также при помощи магнитного β-спектрометра. В результате исследования β-γ- и γ-γ-совпадений была предложена схема распада Tb^{160} (рис. 8). Полученные нами результаты находятся в согласии с этой схемой распада.

Выражаем глубокую благодарность С. С. Васильеву за постоянный интерес к работе, ценные советы и дискуссии. Выражаем также благодарность за помощь в работе Б. М. Макуни, Ю. Г. Хачатурову, ... и особенно Н. В. Белобородову, выполнившему большую работу по наладке амплитудного анализатора и схемы совпадений.

Цитированная литература

... S., Blair K., ... Phys. Rev., 77, ... (1950).
... J., Branyan C., Rutledge W., Stoddard A., ... Phys. Rev., 78, 304 (1950).
... Сивалов Л., Изв. АН СССР, серия физич., 17, ...
... A., Ketelle B., Zeldes H., ... (1951).
... lle B., Brosi A., ...
... lle B., Taylor H., ...
... kler T., Wa...
... tyre J., Hofstadter R., ... 78 ...
... tadter R., McIntyre ...
... S., Jordan W., ...

[ИЗ]ВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

[Г. М.] ДРАБКИН, В. И. ОРЛОВ и Л. И. РУСИНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНОЙ ИЗОМЕРИИ

Zn^{69*}, Se^{79*}, Se^{*}, Nb^{95*}, Rh^{103*} и Ba^{137*}

[illegible] ядерных изомеров среди изотопов [illegible] Менделеева связаны с системой энер- [illegible] структуры ядерных оболочек. Эта [illegible] состояниям ядер, а также и [illegible] сравнительно малую энергию воз-

[illegible] значение мультипольности [illegible] разностей моментов и чет- [illegible] уровней, следующей из [illegible] произвести сравнение [illegible] изомерных ядер с теорети- [illegible] различных предположениях

[illegible] изомерных ядер Zn^{69*}, Se^{79*},

[illegible] этих изомеров производилось [illegible] коэффициентов внутренней [illegible] была уточнена схема радио-

Zn^{69*}

[illegible] в работе [1], метастабильные ядра [illegible] полураспада $T_{1/2} = 13{,}8$ час в основное со- [illegible] 57 мин происходит β-переход в основ-

[illegible] помощи магнитного β-спектрометра с одно- [illegible] производились опыты по подтверждению этой [illegible] распада Zn^{69*}. Для этого мы проверяли постоян- [illegible] β-спектра Zn^{69*}. В течение 50 час измерений [illegible] форма β-спектра Zn^{69} не изменялась; при этом [illegible] периодом полураспада [illegible] 57 мин и

[illegible] 57 мин [illegible] распад [illegible] 13,8 час) [illegible]

[illegible] прово- [illegible] конверсионных [illegible] различных фильт- [illegible] keV.

[illegible] электронов Zn^{69} выпол- [illegible] поперечным магнит- [illegible] составляла ~0,6 мг см$^{-2}$.

[illegible] счетчиком торцового типа с [illegible] ~0,1 μ.

[illegible] Zn^{69} представлены на рис. 1.

[illegible] по графику Ферми—Кюри, равна [illegible] конверсионных электронов равны 429 ± 3 и 920 ± 20 [illegible] 437 ± 3 [illegible] конверсии перехода с энергией 439 ± 3 keV на K- и L- [illegible] атома цинка. Полученное значение энергии согласуется с [illegible] определенной из опытов по поглощению γ-излучения

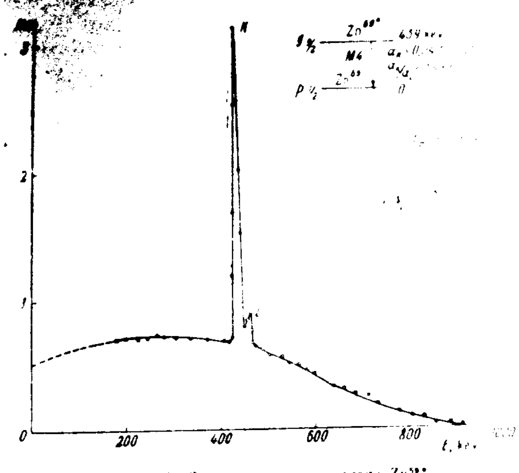


Рис. 1. β-Спектр и схема распада Zn^{69*}

[illegible] установлении радиоактивного равновесия между Zn^{69*} [illegible] электронов β-спектра, испускаемых в единицу времени, [illegible] изомерных переходов. Коэффициент внутренней [illegible] цинка — α_K — определялся по отношению числа K [illegible] к общему числу электронов β-спектра. [illegible] малых энергиях формы β-спектра [illegible] Кюри. В результате мы получили: α_K [illegible]

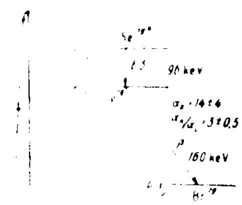
[illegible] $Z = 30$ и E [illegible] keV [illegible] теоретическим расчетом [illegible] соответственно равны [illegible] 0,052, $M5 \sim 0{,}164$

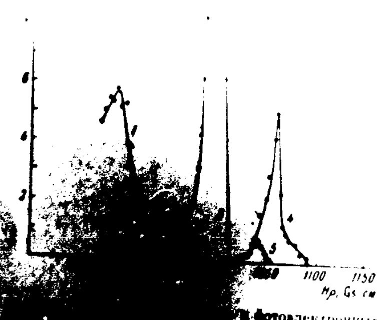
[illegible] опытных и расчетных [illegible] показывает, что наилучшее [illegible] предположении, что пере[ход] [illegible] заключения служит [illegible] $\alpha_K/\alpha_L = 7{,}5 \pm 1$ с кривой [illegible] 30 и $E_\gamma = 439$ keV при переходе типа $M4$ [illegible]

Ядра стабильного Ga^{69} находятся в состоянии [illegible] имеет фермиевскую форму, поэтому ядрам Zn^{69} [illegible] $p_{1/2}$. В соответствии с указанной мультипольностью [illegible] метастабильным ядрам этого изотопа следует [illegible] Схема распада Zn^{69*} представлена на рис. 1.

Se^{79*}

...изомерных переходов ядер Se^{79*} и Se^{81*} представляет ... интерпретации уровней этих изомеров связана ... ядерных оболочек.





...фотоэлектронных ... фотоэффекта на ... изомерного перехода ... фотоэффекта на ... изомерного перехо- ... конверсионные K- ... Se^{79*}, 5 — конвер ... перехода Se^{81*} ... распада Se^{79*}

...переходит с периодом полураспада $T_{1/2} \approx$ ... путем β-распада с $T_{1/2} \approx 6{,}5 \cdot 10^4$ лет превра- ... [4].

...применялись источники с поверхностной плот... Ввиду малого периода полураспада Se^{79*} пре... в камеру β-спектрометра через вакуумный шлюз. ... специальная электронная схема питания электро... β-спектрометра, которая давала возможность производить в ... короткие промежутки времени изменения магнитного поля. Результаты измерения спектра конверсионных электронов Se^{79*} представлены на рис. 2.

Изображенные на этом рисунке максимумы (2, 4) соответствуют энергии K- и L-конверсионных линий изомерного перехода Se^{79*}; энергии этих конверсионных электронов соответственно равны 84 ± 1 и 94 ± 1 keV. Энергия возбуждения метастабильного уровня Se^{79*}, в соответствии с

полученными данными, равна 96 ± 1 keV. Отношение α_K/α_L для Se^{79*} равно $3 \pm 0{,}5$.

Для определения коэффициента конверсии α_K был использован метод сравнения [5]. При помощи магнитного β-спектрометра в одинаковых экспериментальных условиях определялись отношения интенсивностей ... электронов, испускаемых радиоактивными препаратами ... При этом определении использовалось отличие в периодах ... и Se^{81*} ($T_{1/2}$ Se^{81*} = 56 мин).

Для Se^{81*} α_K был определен ранее методом сравнения ..., который находится в радиоактивном равновесии ... Cd^{109*}. Определение отношения интенсивностей ... переходах Se^{79*} и Se^{81*} производилось ... фотоэлектронам, выбиваемым ... Результаты измерений представлены на рис. 2. Коэффициент ... Se^{79*} — $\alpha_{K_{Se^{79*}}}$ — определялся из выражения

$$\alpha_{K_{Se^{79*}}} = \alpha_{K} \ldots$$

...отношение чисел конверсионных ... отношение интенсивностей ... линиям Se^{79*} и Se^{81*} ... Согласно ... $7{,}1 \pm 1{,}5$.

...проведено несколько ... измерений, из которых было получено среднее значение $\alpha_{K_{Se^{79*}}}$ ...

...Вычисленные путем экстраполяции по данным работы [2] значения ... Se^{79} равны: для E2 и M2 $\alpha_K \sim 0{,}5$, для E3 $\alpha_K \sim 7$, для M3 $\alpha_K \sim$ ... $\alpha_K \sim 30$.

Из сопоставления этих значений α_K с экспериментальным значением ... что лучшее согласие получается в случае предположения, что ... переход Se^{79*} типа E3. Расхождение, возможно, обусловлено ... неточностью экстраполяции α_K в область ... keV. Для определения мультипольности перехода были также использованы данные по ..., приведенные в работе [3]. Для Z = 34 и E_γ = 96 keV согласно ... значения α_K/α_L таковы: для M2 ~8, M3 ~6, M4 ~3, E2 ~4, E4 ~1.

...Определенные в настоящей работе для Se^{79*} значения α_K и α_K/α_L ... быть одновременно согласованы с рассчитанными значениями ... α_L при предположении, что изомерный переход в Se^{79*} сопровождается излучением типа E3. ... ядра Br^{79} следует приписать состояние $p_{3/2}$ [6]. ... основному состоянию ... Se^{79} можно приписать ... Метастабильное ... ядра Se^{79*} находится ... данными о ... мультипольности излучения ... Схема распада Se^{79*} представлена ...

Se^{81*}

Период полураспада метастабильного ... возбуждения Se^{81*} составляет 103 keV ... радиоактивном распаде Se^{81} ($T_{1/2}$ ... ядра в пределах ошибок опыта ... Данное обстоятельство указывает на ... относится к радиоактивному распаду ... Изомерные ядра Se^{81*} распадаются с $T_{1/2}$ = 56 мин ... распада и переходит в основное состояние Se^{81} ...

... излучение с энер-
... переходе.
... производилось ме-
... был выбран
... Cd^{109} ...

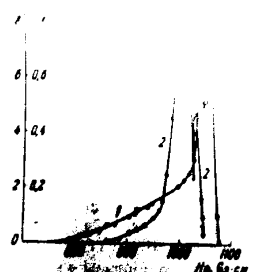


Рис. 3. ... электронов внутренней ... спектр ... Ag^{109*}

... β-спектро... ...лялось ... ...емых препара... ...ых препаратов ... ...влены ... ...мых ра... ...). Коэффицие...

где K_s — отношение ... мых препаратом Se^{81*} испускаемых ... спектрометра ... тенсивност... Se^{81*} ...

... получе... ... конвер... ... магнито... K ... отношение ин... ... препаратом... ... значение...

В результате проведенных измерений для коэффициента внутренней конверсии Se^{81*} на K-оболочке было получено значение α_K ...
При изучении спектра конверсионных электронов Se^{81*} ... слои селена с поверхностной плотностью ~0,15 мг/см² ... приведены на рис. 4. Для α_K, α_L ... Se^{81*} значения α_K, рассчитанные по [2] для ... для $E2$ и $M2$ ~0,5, $E3$ ~6, $M3$ ~... ... отсутствия теоретических ... ... им формулам были использованы ... работе [3]. По этим кривым ... ... для разных мультипольностей ... $E2$ ~4, $E3$ ~3, $E4$ ~1 ... енное в настоящей ра... ... полученными в рабо... ... 1,5.
...енные значения α_K ... ...ваны с рассчитанн... ...реходе при изомер... ...е состояние Se...
...ли изомерных ... ...ать состояние ...

...ые ядра Nb^{95*} ... распада Zr^{95} ($T_{1/2}$ ... ...распада Nb^{95} ... β-распадом с периодом ... Nb^{95} препар... ... распаду $Zr^{95} \to Nb^{95} \to Mo^{95}$ ... несколько ... ...ьный β-спектр [9—12].

...изучения изомер... ...провести исследова... ...помощи β-спектрометра ... Zr^{95}. Для этих измерений ... Nb^{95}. Измерения были ... ...ния Zr^{95} и Nb^{95} ($T_{1/2}$ ...
... Zr^{95} ... Nb^{95} ... Mo^{95} ...

Регистрация электронов в β-спектрометре [illegible] двух счетчиков, работающих по схеме совпадений [illegible] β-спектров и конверсионных линий в области малых [illegible] регистрировались одиночным счетчиком с окошком с [illegible]

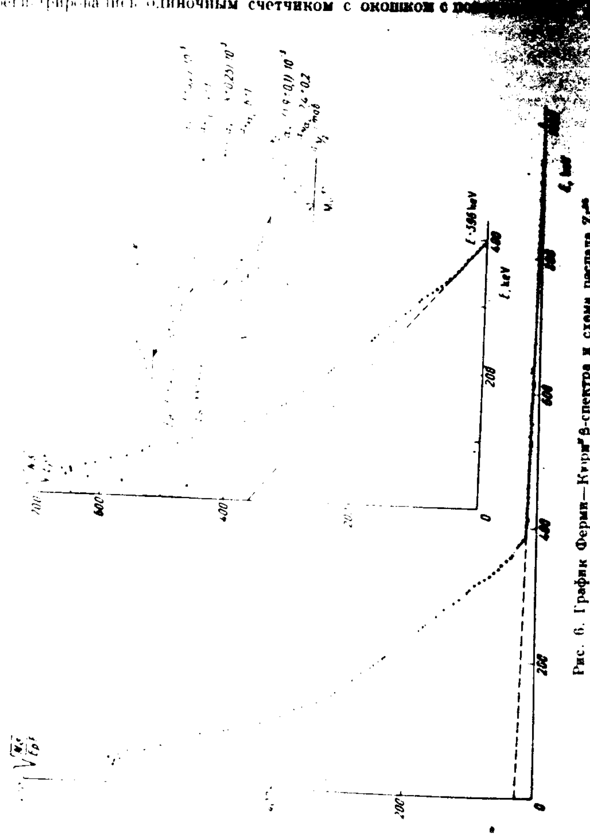


Рис. 6. График Ферми—Кюри β-спектра и схема распада Zr^{95}

[illegible] плотность радиоактивных препара- [illegible] 1 мг/см² [illegible]

[illegible] конверсионных электронов Zr^{95} приве- [illegible] видны K и L-конверсионные линии [illegible] энергией 237 keV. Кроме того, на кривой [illegible] максимумы a, $б$, $в$, $г$, $д$.

[illegible] максимумы следует считать: a и $б$ — K- и L-кон- [illegible] Zr^{95} [illegible] $E_\gamma = 726 \pm 2$ keV, $в$ — K-линией Zr^{95} [illegible] K-конверсионной линией Nb^{95} с $E_\gamma = 770 \pm 3$ keV, [illegible] L-конверсионными линиями γ-лучей Nb^{95} с энер- [illegible] Zr^{95} [illegible] энергией 760 keV. Идентификация этих конвер-

[illegible] контрольных измерений с источниками [illegible] Zr^{95} и Nb^{95}.

Из [illegible] Ферми—Кюри этого спектра (рис. 6) получены компоненты [illegible] Zr^{95} с $E_{гр} = 885 \pm 10$, 396 ± 5 и 360 ± 5 keV, интенсивность [illegible] соответственно составляет $2 \pm 0{,}5$, 55 ± 5, 43 ± 5 [illegible], а также [illegible] β-спектра, относящаяся к Nb^{95}.

Данные [illegible] β-спектра Zr^{95} и энергии γ-линии [illegible] построить [illegible] Zr^{95}, представленную на рис. 6. По отношению числа [illegible] электронов и числа электронов в [illegible] компоненте β-спектра Zr^{95} были установлены полные и [illegible] коэффициенты внутренней конверсии:

$$E_\gamma = 7[illegible] \pm 2\ \text{keV},\quad \alpha_K = (1{,}3 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3},\ [illegible]$$

$$E_\gamma = 760 \pm 3\ \text{keV},\quad \alpha_K = (1{,}8 \pm 0{,}25)\cdot 10^{-3},\ [illegible]$$

Следует отметить, что вследствие совпадения L [illegible] лучей Zr^{95} с $E_\gamma = 760$ keV и Nb^{95} с $E_\gamma = 770$ keV [illegible] Zr^{95} с энергией 760 keV определялось [illegible] работе отношения α_K / α_L для γ-линии Nb^{95} [illegible] Используя данные о K- и L-конверсионных линиях Nb^{95} [illegible] на спадающей части β-спектра Zr^{95}, мы [illegible] [illegible]рного перехода Nb^{95*}; оно оказалось равным [illegible]

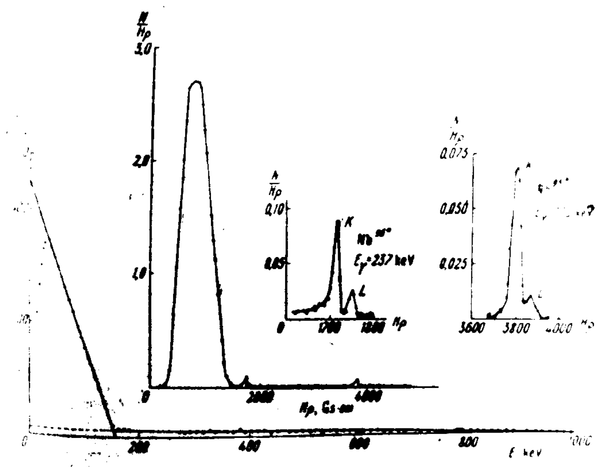


Рис. 7. β-Спектр и график Ферми—Кюри Nb^{95}

Для измерения β-спектра Nb^{95} ($T_{1/2} = 35$ дн) был приготовлен радиоактивный препарат Nb^{95}, не содержащий Zr^{95}. Результаты измерений β-спектра Nb^{95} [illegible] на рис. 7.

Конверсионные [illegible] и L-пики, соответствующие γ-лучам с энергией 237 keV, [illegible] изомерному переходу Nb^{95*}. Интенсивность этих линий уменьшалась [illegible] периодом 90 ± 2 час. Для этого перехода отношение α_K / α_L [illegible] результат совпадает с полученным ранее. [illegible] является [illegible]

Approved For Release 2007/11/08 : CIA-RDP83-00418R004600130001-5

... рис. 7 видны конверсионные K- и L-пики, соот... ...ргии 770 ± 2 keV. Интенсивность этих ... ...примерно в 35 дней, соответствующ... ...график Ферми—Кюри. Из анализа ... ...компоненты β-спектра Nb^{95}:

... 160 ± 3 keV (99 ± 0,5 %),

... ± 20 keV (1 ± 0,5 %).

... компоненты было подтверждено ... ...интенсивным источником Nb^{95}, ... В этих измерениях интенсив... ...полученных данных, ...ленную на рис. 6. Для

... 4 ± 0,2.

Таким обра... ...следования предложена общая схема ра... ...которой метастабильные ядра Nb^{95*} ра... ...на основное состояние Nb^{95}.

Для изомерного перех... ...(... keV) из кривых работы [3] при предположении ... ...ностей γ-перехода следует:

для $E3$ $\alpha_K/\alpha_L \sim 4{,}15$, для ... ~ 2,2,

... ~ 7,3, для $M4$ ... ~ 4,7.

... экспериментальными данными ... как переход типа $M4$, однако ... ...выяснения типа перехода ... ...рассчитали время жизни мета... ...V) относительно испускания ... Эти вычисленные результаты ... ...временами жизни, полученными ...

... Nb^{95*} для определения времени ... рассчитывались по таблице в [2]. ...ведены в табл. 1.

Таблица 1

...	$E3$	...	...	$M3$	...
$\tau_{\gamma\,теор}$, сек	[illegible]	[illegible]	8,7·10⁶	2,2	
$\tau_{\gamma\,эксп}$, сек	[illegible]	[illegible]	...·10⁶	5·10⁶	

В соответствии со значением α_K/α_L для Nb^{95*} и ... следует, что тип изомерного перехода Nb^{95*} должен быть ...

Используя полученные в настоящей работе значения ... внутренней конверсии для других γ-переходов Nb^{95} и ... их с теоретически рассчитанными значениями, мы ... ...польности γ-линий

... keV — тип перехода — $M1$,

... E_γ = 760 keV — тип перехода — $E2$,

... E_γ = 770 keV — тип перехода — $E2$.

Мульт... ...этих γ-переходов указаны на приведенной на рис. ... схеме ра... ...Nb^{95}.

Rh^{103*}

Изомер... Rh^{103*} получались в результате ... ...риодом полураспада $T_{1/2}$ = 40 дн. Метастабильные ядра Rh^{103*} ... ...лом полураспада $T_{1/2}$ = 57 мин превращаются в Rh^{103} ...

Распаду $Ru^{103} \to Rh^{103}$ соответствует сложный ... ...роятности, несколько групп γ-лучей. Относительно схемы ... ...вероятности ... в литературе имеются не согласующиеся между ... ...

В настоящей работе проведено более детальное исследование распада ... в связи с изучением изомерного перехода Rh^{103*}.

При помощи магнитного β-спектрометра измерялся β-спектр Ru^{103}. ...рхностная плотность источника составляла ~0,1 мг·см⁻². ...гистрация электронов производилась при помощи счетчика с окош... ...закрытым пленкой, поверхностная плотность которого была не больше ... мг·см⁻².

...зультаты измерений представлены на рис. 8.

... β-Спектр и схема распада ...

... наблюдаются три пика — K-, L- и M-конверсион... ...ода Rh^{103*} с энергией 40 keV, с отношениями ...версии α_K/α_L = 0,18 ± 0,03 и α_L/α_M = 7 ± 1. ...максимумов были обнаружены K- и L-кон... ...щие γ-лучам Ru^{103} с энергией 498 keV. ...источником была обнаружена конвер... ...E_γ = 610 keV (см. рис. 8). ...следует, что β-спектр Ru^{103} слож...

keV (5 ± 1%)

keV (~95%)
keV

толстые источники компоненты с граничной энергией

распада Ru^{103}, компоненты равной 75 ± 20 %. На можно определить энергией

следует, либо электри

спектра Ru^{103}, Rh^{103} прино
дит
с периодом
вращаются
перехода 40 keV
В табл. 2 приводит
путем нерелятивистского
полученные

Таблица

Тип		E2	L		M	M
		0,18	0,0			

заключ
чена
мы прои
ного
ием,
ной конве
боты [17

Тип пере

Ba^{137*}

Радиоактивный изотоп Cs^{137}, испуская β-частицы с периодом $T_{1/2}$ = 33 года, превращается в Ba^{137}. В переходов β-распад Cs^{137} приводит Ba^{137*}, распадающихся с периодом На рис. 9 представлен полученный

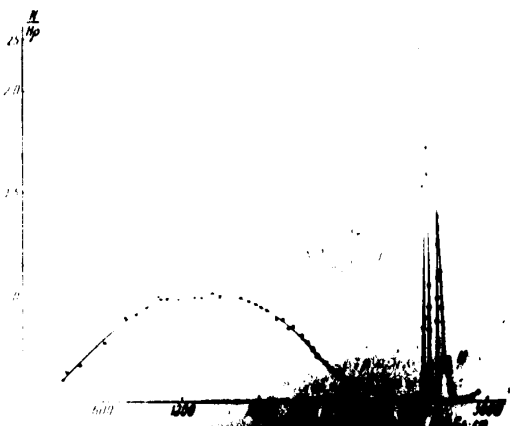


Рис. 9. β-

ванный β-спектр keV принадле-
K, L-, M- изомерному пе-
с энергией
отношению числа числа β-частиц
был определен изомер-
перехода Ba^{137*} α_K = 0,11 ± 0,0 коэффициентов вну-
конверсии

$\alpha_L/\alpha_M = 4,1 \pm 0,4.$

661 keV α_K для разных мульти-
$M3$ ~0,045, $M4$ ~0,1,
перехода Ba^{137*} — $M4$.
согласуется со зна-
перехода типа $M4$.
стабиль-
Ba

Zn^{69*}, Se^{79*}
получении
переходы

исследования Ba^{137*}

Таблица 4

[illegible] характеристики изомерных переходов и уровней метастабильных ядер Zn^{69*}, Se^{79*}, Se^{81*}, Nb^{90*}, Rh^{100*} и Ba^{137*}

Ядро	$T_{1/2}$	[illegible]	Тип перехода	Основное состояние	Метастабильное состояние	$\frac{\tau_{\gamma\ \text{эксп}}}{\tau_{\gamma\ \text{теор}}}$
Zn^{69*}	[illegible]		$M4$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	~ 1
Se^{79*}	[illegible] мин		$E3$	$+7/2$	$p_{1/2}$	$\sim 10^{4}$
Se^{81*}	56 мин		$E3$	$p_{1/2}$	$+7/2$	$\sim 10^{3}$
Nb^{90*}	90 час	2[illegible]	$M4$	$g_{9/2}$	$p_{1/2}$	~ 1
Rh^{100*}	57 мин	40	$E3$	$p_{1/2}$	$+7/2$	$\sim 10^{2}$
Ba^{137*}	2,6 мин	661 [illegible]	$M4$	$d_{3/2}$	$h_{11/2}$	~ 1

[illegible] стабильному состояниям, сведены в табл. 4. Переход изомерных ядер Zn^{69*}, Nb^{90*} и Ba^{137*} в основное состояние сопровождается излучением типа $M4$, что согласуется с системой уровней, вытекающей из модели ядерных оболочек.

В ядрах Se^{79*}, Se^{81*}, Rh^{100*} изомерный переход сопровождается излучением типа $E3$. Для объяснения типа $E3$ перехода у этих изомеров необходимо предположить появление уровня $+7/2$ в четвертой нуклонной оболочке. Можно считать, что этот уровень получается вследствие взаимодействия нескольких нечетных нуклонов, находящихся на g-уровне этой нуклонной оболочки.

Следует отметить, что для Se^{79*} основной уровень $+7/2$, а метастабильный — $p_{1/2}$, а для Se^{81*} основной уровень $p_{1/2}$, а метастабильный — $+7/2$. Основное состояние Zn^{69} — $p_{1/2}$, а метастабильное — $g_{9/2}$, основное состояние Nb^{90} — $g_{9/2}$, а метастабильное — $p_{1/2}$. Эти данные связаны с характером заполнения уровней по модели ядерных оболочек.

В последнем столбце таблицы дано сопоставление экспериментальных времен жизни по отношению к γ-излучению (с учетом конверсии) с временами жизни, рассчитанными по одночастичной модели [13].

Для переходов типа $M4$ получается достаточно удовлетворительное согласие; это согласие [illegible] одночастичной модели радиационных переходов [illegible]

Для переходов [illegible] Rh^{100*}) экспериментальные значения времени жизни [illegible] больше, чем теоретически вычисленные значения [illegible] в этих ядрах излучение [illegible] если иметь в виду [illegible] времени жизни.

[illegible] значения времен жизни над [illegible] деформациями ядра, которые увеличи[illegible] ядер.

[illegible] экспериментального материала о превра[illegible] ряд особенностей в структуре [illegible]

[illegible] Н. А. [illegible] и В. Н. Шараланову за

Цитированная литература

1. Livingood I., Seaborg G., Phys. Rev., 55, 457 (19[illegible]).
2. Rose M., Goertzel G., Spinrad B., Harr J., Strong P., Phys. Rev., 83, 79 (1951).
3. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., 83, 906 (1951).
4. Rutledge W., Cork J., Burson S., Phys. Rev., 86, [illegible]
5. Драбкин Г., Русинов Л., ДАН СССР, 97, 417 (195[illegible]).
6. Goldhaber M., Hill R., Rev. Mod. Phys., 24, 179 (195[illegible]).
7. Bergstrõm I., Thulin S., Phys. Rev., 76, 1718 (19[illegible]).
8. Brunner I., Huber O., Helv. Phys. Acta, 26, 588 [illegible]
9. Валишвили В., Драбкин Г., Орлов В. [illegible] 92, 6, 1141 (1953).
10. Шпинель В., ЖЭТФ, 21, 1370 (195[illegible]).
11. Slatis H., Zappa L., Ark. Fys., 5, 26 [illegible]
12. Cork J., Le Blanc J., Stump R. [illegible] Phys. Rev., 86, 575 (1952).
13. Weisskopf V., Phys. Rev., 83, 1073 (195[illegible]).
14. Kondaiah E., Phys. Rev., 79, 891 (195[illegible]).
15. Cork J., Le Blanc J., Martin [illegible], Nester A., Brice M., Phys. Rev., 90, 579 (1953).
16. Webb M., Nelson E., Phys. Rev., 58, 486 (1940).
17. Owen I., Tralli N., Phys. Rev., 75, 529 (1949); Phys. Rev., 76, 1541 (194[illegible]).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК [illegible]

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ [illegible]

П. А. ЯМПОЛЬСКИЙ, [illegible], М. Я. ГЕН и А. М. ТИХОМИРОВ

ОБНАРУЖЕНИЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ИЗОМЕРОВ

Обнаружение короткопериодных активностей с длительностью периода полураспада в интервале от [illegible] до долей секунд заключает в себе ряд трудностей. Обнаружение еще более короткопериодных активностей представляет собой в настоящее время вполне разработанную область измерений, основанную на применении методики запаздывающих совпадений. Эта методика, однако, [illegible] неприемлемой для активностей, распадающихся за доли миллисекунд или большие времена, так как в этом случае необходима регистрирующая аппаратура с малым разрешением, что приводит к большому фону случайных совпадений.

Увеличение активности препарата не может улучшить положения дела, так как одновременно растет и фон.

Вследствие этих трудностей лишь очень небольшое число работ посвящено исследованию активностей в этом временном интервале. Между тем несомненно, что исследования в этой области могут обнаружить большое число неизвестных активностей. Так, например, известно, что изотопы легких ядер с числом нейтронов, которое на единицу меньше числа протонов, являются неустойчивыми, причем период полураспада быстро убывает с ростом атомного номера. Последний из известных членов этого ряда, Ti^{43}, имеет период полураспада 0,58 сек [1]. Несомненно, что при наличии соответствующей методики регистрации можно было бы обнаружить следующие более короткопериодные члены этого ряда. В работе [2] были исследованы изотопы некоторых ядер с равным числом протонов и нейтронов, образующихся при реакции (p, n). Были обнаружены новые короткопериодные изотопы с периодами полураспада в несколько десятых долей секунды. Для измерения более коротких периодов аппаратура не была приспособлена.

До последнего времени не было [illegible] изомера с периодами полураспада в интервале [illegible] и $2\cdot10^{-5}$ сек (Ta^{181*}). Этот факт отмечен [illegible] приводятся расчеты ожидаемых [illegible] миллисекундными периодами [illegible] MeV [illegible] должна быть около [illegible] быть сравнительно легко [illegible] быть объяснено со[illegible]

[illegible] сведений о существовании [illegible] 10^{-4} сек) связано, вероятнее [illegible] именно с необходимостью при[illegible] импульсные источники, которые [illegible]. Поэтому он предложил начать [illegible] импульсных источников нейтронов, протонов и [illegible] короткопериодных изомеров или доказа[illegible]

[illegible] сообщении речь идет о предварительных результатах [illegible] короткопериодных изомеров при импульсном облучении [illegible]

[illegible] разработан импульсный источник нейтронов с [illegible] представляет собой ионную трубку с напряжением [illegible]. Благодаря применению импульсного ионного источника получены [illegible] длительностью 1,3 мсек. Форма импульса прямоугольная, ток $I = 10$ mA. Дейтронный пучок бомбардировал циркониевую мишень, насыщенную тритием; в результате бомбардировки образовывались нейтроны с энергией ~ 14 MeV.

Вещество, исследуемое на возникновение короткопериодных активностей, возникающих в реакции с быстрыми нейтронами, устанавливалось непосредственно под мишенью.

Возникающее при облучении нейтронами вещества γ-излучение [illegible]стрировалось при помощи сцинтилляционного счетчика. Импульсы счетчика после усилителя подавались на катодный осциллограф с ждущей разверткой. Ждущая развертка запускалась от [illegible] блока, причем начало запуска развертки было точно синхронизировано с моментом окончания дейтронного импульса.

Для проверки отсутствия рентгеновского послесвечения [illegible] дейтронного пучка перед циркониевой мишенью можно было помещать затунную заслонку. Проверка производилась на двухлучевом осциллографе: один луч регистрировал дейтронный пучок, другой — сигналы сцинтилляционного счетчика. Опыты показали, что непосредственно после прекращения действия дейтронного пучка излучение мгновенно прекращалось.

Измерения, кроме того, показали, что по окончании нейтронного импульса сцинтилляционный счетчик вместе с усилителем не меняет эффективности регистрации γ-излучения.

Таким образом, производилась регистрация только γ-излучения, возникающего после облучения вещества нейтронами, и исключалось рентгеновское излучение, связанное с работой трубки, и мгновенное γ-излучение, возникающее при взаимодействии нейтронов с веществом. Набор разверток катодного осциллографа позволил обнаруживать активности с периодом полураспада в интервале 10^{-4}–0,1 сек. Для измерения больших периодов полураспада регистрация проводилась на шлейфном осциллографе.

Когда пучок дейтронов падал на мишень, сцинтилляционный счетчик обнаруживал очень интенсивное послесвечение и в отсутствие исследуемого вещества между мишенью трубки и сцинтилляционным счетчиком.

Судя по величине импульсов, послесвечение являлось не рентгеновским, а более жестким γ-излучением.

При изменении расстояния между мишенью и регистратором интенсивность послесвечения резко изменялась (обратно), как квадрат расстояния).

Отсюда следует, что источник возникновения γ-излучения находился в непосредственной близости от мишени, а не от кристалла. Таким образом, исключалось предположение, что обнаруженное γ-излучение возникало в результате захвата замедленных в толще защиты нейтронов.

При отсутствии специальной облучаемой нейтронами мишени были обнаружены γ-лучи, испускаемые со следующими периодами полураспада: 1) 0,45–2,5 мсек, 2) 5,5 мсек, 3) 27–30 мсек, 4) 3–4 сек.

Все измерения проводились нами с органическими кристаллами на сцинтилляционном счетчике. Когда применялся кристалл NaJ.Tl, то, кроме [illegible] периодов, наблюдалось γ-излучение, интенсивность [illegible] с 12-секундным периодом; эта активность получается [illegible] с натрием, содержащимся в кристалле. На [illegible] в состав материала ионной трубки и фотоумножителя [illegible], (n, p)-, (n, α)- и (n, pn)-реакций, не [illegible] периодами полураспада.

Активность с периодом 27 мсек могла быть [illegible] ($T_{1/2} = 27$ мсек, $E_\beta = 13{,}43$ MeV); B^{12} мог образоваться [illegible] ции $N^{15}(n, \alpha)$ и $C^{12}(n, p)$. При помещении между [illegible] шенью веществ, содержащих азот и углерод, не было [illegible] [illegible] увеличения интенсивности этого излучения. [illegible]

[illegible] мишенью и кристаллом фотоумножителя [illegible] [illegible] N, H, Zr и W, однако все эти вещества не [illegible] [illegible] разницы в характер послесвечения. [illegible] удалось установить, с какими элементами связаны [illegible]

[illegible] излучения грубо определялась при [illegible] [illegible] импульсов, попадающих на триггер.

[illegible] обнаруженных активностей трех типов с [illegible] [illegible] самым жестким излучением обладала [illegible] периодная, а самым мягким — длиннопериодная.

[illegible] дискриминатора, проградуированного [illegible] γ-излучения Au^{198}, Co^{60} и Na^{24}, можно предположить, что [illegible] короткопериодная активность испускала γ-лучи с энергией ~2,5 MeV.

Мы полагаем, что обнаруженное γ-излучение не может быть приписано какому-либо известному радиоактивному изотопу, а [illegible] излучением новых короткопериодных изомеров, возникающих [illegible] гом взаимодействии нейтронов с энергией 14 MeV с [illegible] ментом.

Возможно, что именно образованием изомеров можно об[illegible] наблюдавшееся разными авторами и не нашедшее объяснения [illegible] короткопериодное γ-излучение. Так, в работе Бралея [4], выполненной [illegible] импульсным источником нейтронов Be + d ($E_d = 11$ MeV), был об[illegible] короткопериодный фон с периодом полураспада в несколько [illegible] долей миллисекунды. В другой работе [5], выполненной с [illegible] получаемыми по реакции Li + d ($E_d = 0{,}9$ MeV, $E_n \sim 14$ MeV), [illegible] наружено γ-излучение с периодом 25—35 мсек. Интересно [illegible], что в этой же работе, когда мишень была не литиевая, а борная (т. е. энергия нейтронов была небольшой), короткопериодный фон отсутствовал.

Для [illegible] характеристик полученных изомеров и характеристик реакций, [illegible] к их получению, в настоящее время ведутся работы.

Кроме указанных ранее элементов, нами были исследованы свинец и висмут. В работе Кемпбелла [6] был обнаружен короткопериодный изомер Pb^{207*} с периодом полураспада 0,9 сек. Этот изомер получался при облучении свинца на реакторе медленными нейтронами по реакции $Pb^{206}(n, \gamma)Pb^{207*}$. В дальнейшем, в работе [7] было показано, что период Pb^{207*} был равен 0,82 сек. Мы обнаружили наличие короткопериодного излучения из свинца, облученного нейтронами с энергией 14 MeV, с периодом 0,8[illegible] сек.

По известной энергии излучения Pb^{207*} (1,07 и 0,56 MeV) наша установка была повторно проградуирована для определения энергии [illegible] периодного излучения. Для этой цели мы измеряли число [illegible] на [illegible] графа без поглотителя и с алюминиевым [illegible] [illegible] толщины. В качестве монитора [illegible] [illegible] камера, измеряющая ток, созда[illegible] из [illegible] мишени.

Далее мы обнаружили, что при помещении [illegible] умножителем висмута возникает излучение с [illegible] Энергия этого γ-излучения, определенная по [illegible] равна приблизительно 2,5 MeV.

Возникает вопрос, какому изотопу должно [illegible] женное излучение висмута?

[illegible] ствует один устойчивый изотоп Bi^{209}. В настоя[illegible] [illegible] изотопы висмута от Bi^{197} до Bi^{214}, кроме Bi^{208}, [illegible] не был обнаружен. В таблицах Сиборга [8] есть [illegible] что этот изотоп обладает коротким периодом (по [illegible] Неймана и Перлманна). Однако в дальнейшем авторы [illegible] сообщения. Есть основания предполагать, что Bi [illegible] большим периодом полураспада [9] [illegible] Рассматривая взаимодействие нейтронов [illegible] или Pb, можно ограничиться рас[illegible]

[illegible] статической теории ядра [10]

$$\sigma_{n, 2n} = \sigma_i \{1 - (1 + \Delta E / T) [illegible]$$

где [illegible] неупругого взаимодействия, ΔE [illegible] нейт[illegible] связи, T — температура ядра.

[illegible] работы [11] температура ядра [illegible] ств[illegible] с энергией 14 MeV [illegible] мая [illegible] MeV [12], получаем, что для Bi [illegible]

Это [illegible] с результатами измерений [illegible] нива[illegible] элементов экспериментальное значение [illegible] ле[illegible] ческой теории. Таким образом, [illegible] что [illegible] с быстрыми нейтронами образуется Bi [illegible] [illegible] наруженное излучение не может быть, однако, припи[illegible] β-ра[illegible], так как этот переход является сильно запрещенным (ΔJ [illegible]) и при столь большой константе распада энергия распада должна быть очень большой. Мы считаем, что обнаруженное γ-излучение возникло в результате изомерного перехода Bi^{208*}, образующегося в возбужденном состоянии. Это тем более вероятно, что у Bi^{208} число нейтронов на [illegible] меньше «магического» (125 нейтронов) (точно так же, как и у Pb[illegible]).

В [illegible] изомер Pb^{207*} получался по реакции (n, n') с нейтронами [illegible] (с $E_d = 0{,}9$ MeV). В этой работе авторы получили, что [illegible] образования Pb^{207*} равно $1{,}5 \cdot 10^{-26}$ см², т. е. если принять, что [illegible] неупругого взаимодействия равно $2{,}7 \cdot 10^{-24}$ см², то только 5 % [illegible], участвовавших в реакции, образуются в изомерном состоянии.

Мы сделали попытку оценить сечение образования изомеров Pb^{207*} и Bi^{208*} [illegible] реакции $(n, 2n)$ с нейтронами с энергией 14 MeV.

О[illegible] была приближенной, так как ряд факторов (абсолютная эффективность регистрации, энергия измерения) известны недостаточно точно. [illegible]ется, что выход изомерного состояния близок к единице, т. е. [illegible] образующееся в результате реакции $(n, 2n)$ ядро Pb^{207} или Bi^{208} находится в изомерном состоянии. При реакции (n, n') с более медленными нейтронами вероятность образования изомерного ядра значительно меньше.

[illegible] действии быстрых нейтронов с ядром возможно привнесение [illegible] момента, пропорционального $l \leqslant R/\lambda$, где R — радиус ядра, [illegible] нейтрона. Для Bi и Pb и нейтронов с энергией 14 [illegible]. Если происходит реакция $(n, 2n)$, то 7—8 MeV энергии, пр[illegible], расходуются на удаление второго нейтрона из [illegible]

[illegible] нейтронов, испаряющихся из ядра Pb или Bi, [illegible] с максимумом энергии около 1,5—2 MeV [illegible], при реакции $(n, 2n)$ орбитальный момент, [illegible] из ядра двумя сравнительно медленными нейтронами, [illegible], меньше момента, привнесенного внутрь ядра [illegible], остающееся после испарения обоих нейтронов, имеет бо[illegible]ность оказаться в состоянии с избыточным угловым мо-

28

[illegible]том по [illegible] к основному состоянию, т. е. в результате реакции (n, 2n) ядра [illegible] вероятностью образуются в изомерном состоянии. [illegible] предположение может [illegible] следующее обстоятельство: Mo^{91}, полученной по реакции [illegible] распадается с двумя периодами: [illegible] мин (E_β = 3,3 MeV [illegible] MeV). Согласно схеме уровней [15] 16-минутная активность [illegible] распадом изомера Mo^{91*}. Изучение реакции Mo^{92}(n, 2n)[illegible] нейтронах с энергией до 18 MeV [illegible], что при таких [illegible] с коротким периодом [illegible], т. е. в случае [illegible] реакциях (n, 2n) ядра образуются [illegible] преимущественно в изомерном [illegible]. Отметим, что и в Mo^{93} [illegible] на единицу мень[illegible]

Цитированная литература

[illegible] a. oth., Rev. Sci. Instr., 19, [illegible]
[illegible] S., Canad. J. Phys., 30, [illegible]
[illegible] A., Phys. Rev., 83, [illegible]
4. [illegible] Phys. Rev., 83, 990 (1951).
5. [illegible] Proc. Cambr. Phil. Soc., 44, 133 (1948).
6. [illegible], 78, 640 (1950).
7. [illegible], 7, 656 (1952).
8. [illegible], 26, 85 (1948).
9. [illegible] A65, 773 (1952).
10. [illegible] теория ядерных реакций. – ИЛ, М., 1952.
11. Graves E., [illegible] Phys. Rev., 89, 343 (1953).
12. Kansey B., [illegible] G., Walker W., Phys. Rev., 82, 380 (1951).
13. Clarke P., Canad. J. Phys., 31, 267 (1953).
14. Whitmore B., Dennis G., Phys. Rev., 84, 296 (1951).
15. Katz R. a. oth., Canad. J. Phys., 31, 2, 250 (1953).
16. Brolley J., Phys. Rev., 89, 876 (1953).

Э. Е. [illegible]ЕРЛОВИЧ

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕКОТОРЫХ ЯДЕР

Введение

Диапазон времен жизни возбужденных состояний ядер весьма широк и [illegible]стирается от крайне малых величин порядка 10^{-16}–10^{-17} сек (например [illegible] уровней, образующихся при радиационном захвате нейтронов) до [illegible]кольких лет. Долгопериодные состояния ядер принято называть [illegible]тастабильными, причем в качестве таковых принимаются состояния, [illegible]мя жизни которых поддается измерению. [illegible] предел измеримых [illegible]мен, однако, постоянно снижается, [illegible] об отсутствии [illegible]инципиального различия между об[illegible] и [illegible]стабильными (или изомерными).

В настоящее время удается [illegible] 10^{-10}– [illegible] сек и оценивать еще меньшие [illegible] времен [illegible]меняются схемы совпадений [illegible], позво[illegible]щие вводить переменную [illegible] совпадающих [illegible]льсов [1–7].

Ниже описывается одна из [illegible] к схеме [illegible] [6] и осуществленная [illegible] результаты [illegible]рений периодов полураспада [illegible] ядер в интер[illegible] 10^{-10}–10^{-8} сек.

Описание экспер[illegible]

[illegible] схема экспериментально[illegible] наиболее существен[illegible] деталями изображена на рис. 1. [illegible] импульсы от анодов [illegible] фотоэлектронных умножителей [illegible] через разделительные [illegible] попадают [illegible] ограничивающих [illegible] $Л_1$ и $Л_2$ (6Ж1П) [illegible] их [illegible] на их анодах стандартных по ампли[illegible] импульсов [illegible] полярности. Эти импульсы поступают [illegible]ротивоположно [illegible] переменной задержки, представляю[illegible] реохорд, [illegible] проводника на латунный цилиндр [illegible]спиралеобразн[illegible] уложен на полистироловые [illegible]бики, укреп[illegible] равные интервалы. Весь [illegible]линдр реохорда [illegible] парой может вра[illegible]ться, перемещая[illegible] со спиралеобраз[illegible] канавкой цилиндра [illegible] схемы, об[illegible]ленные на рисунке [illegible] и дви[illegible] реохорда, осуще[illegible] про[illegible]дником. К [illegible] ющий кабель K [illegible] [illegible]ущественно определ[illegible] [illegible]рованные кабелем K [illegible] [illegible]прохождения импульса [illegible] германиевый диод $Д$ [illegible] тель $Л_4$. Пользуясь нелинейно[illegible]

[illegible] потенциометра R_1 установить потенциал его запирания таким, [illegible] одиночные импульсы от каждого из фотоумножителей были [illegible] совпадающими от обоих фотоумножителей [illegible] можно получить коэффициент отбора схемы двойных [illegible]. Таким образом, при помощи скользящего [illegible] на нем, где происходит совпадение импульсов [illegible]. Если импульсы в обоих фотоумножителях [illegible] совпадение происходит в средней части [illegible] импульс удвоенной амплитуды). В [illegible] фотоумножителях разделены некоторым интервалом [illegible] импульс возник ранее, то, [illegible] импульса во втором фотоумножителе [illegible] задержку импульса от [illegible] длину от реохорда [illegible] контакта.

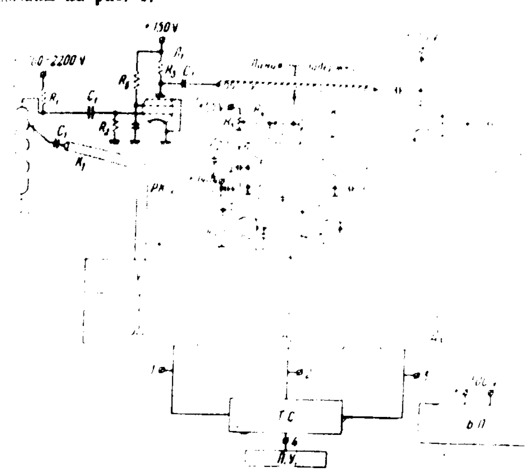
[illegible] $Д_4$ импульс [illegible] и дискриминатор $Д_4$ [illegible] которого [illegible] импульсы, [illegible] диода $Д$.

От [illegible] фотоумножителей [illegible] импульсы по кабелям [illegible] на усилители [illegible] на дискриминаторы $Д_1$ [illegible] от всех трех [illegible] $Д_1$, $Д_2$ и $Д_3$ поступают в [illegible] совпадений и [illegible] устройство и механический [illegible].

Наличие [illegible] совпадений дает [illegible] повышая надежность [illegible] и увеличивая эффективность счета совпадений. Дело [illegible] эффективности счета совпадений следует [illegible] $Д$ устанавливать минимальной [illegible] существенно для учета [illegible] от слабых импульсов, которые могут не запереть полностью [illegible] $Л_1$ (или $Л_2$). Но в таком случае сильный одиночный импульс может быть зарегистрирован как двойной. При наличии же схемы тройных совпадений такая возможность исключается. Кроме того, при помощи дискриминаторов $Д_1$ и $Д_2$ можно [illegible] существенную часть шумовых импульсов фотоумножителей [illegible] давать случайные совпадения. Это существенно [illegible] схема работает при весьма высоком напряжении на ф[illegible] 2200 V. Последнее требование обусловлено [illegible] обеспечения большой амплитуды [illegible] точной для запирания ограничителей [illegible] уменьшения времени [illegible] теле, что важно для [illegible] совпадений.

Особенно [illegible] ботает на [illegible] сложена [illegible] умно[illegible] [illegible] фотокатода [illegible] ления выгоды [illegible] времени из фото[illegible] умножителя [illegible] стадии [illegible] не будет [illegible] временн[illegible] или фотоумножителя [illegible] первого электрона [illegible] что при меньшем [illegible] время разрешения схемы [illegible] электрон будет в этом случае [illegible] подробно рассмотрена [illegible] мы использовали

фотоумножители типа ФЭУ-19), подбора делителей напряжения к ним, отбора германиевых диодов и ограничивающих пентодов. Параметры схемы быстрых совпадений, а также данные примененных усилителей показаны на рис. 1.



Блок-схема экспериментального устройства (часть схемы, обведенная пунктиром, находится в каретке линии задержки): Ф1, Ф2 — фотоэлектронные умножители; $Л_1$, $Л_2$ — лампы 6Ж4П, $К$ — короткозамкнутый формирующий кабель; $К_2$, $К_3$ — кабели, $Д$ — германиевый диод, $Д_1$, $Д_2$, $Д_3$ — дискриминаторы; $У_1$, $У_2$ — усилители (K — 4000), полоса ~3,5 MHz), $У_3$ — усилитель, полоса ~3,5 MHz), ТС — схема тройных совпадений (τ ~ 0,3 μсек), П.У. — пересчетное устройство, Б П — блок питания: R_1 — 8,2 kΩ, R_2 — 200 kΩ, [illegible] R_4 — 3 kΩ, R_5 — R_6 — 33 kΩ, R_7 — 1 MΩ, R_8 — 5 kΩ, R_9 — 10 kΩ, R_{10} — [illegible] R_{11} — 500 Ω, C_1 — C_2 — 0,01 μF, C_3 — 1 μF, C_4 — 2 μF, C_5 — 2,5 μF

[illegible] напряжения к фотоэлектронным умножителям характеризуются следующими относительными данными (нумерация сопротивлений начата от фотокатода):

$$[illegible]\ 3,5 \quad \frac{r}{r_{4-11}} = 0,2; \quad \frac{r_{11-14}}{r_{4-11}} = 2; \quad \frac{r_{10}}{r_{4-11}} = 2,5.$$

[illegible]имость резкого увеличения третьего сопротивления связана с конструктивными особенностями фотоумножителей.

[illegible]хема не требует [illegible] усилителей, применяемых обычно в схемах с малыми временами разрешения.

Измерение времен жизни возбужденных состояний ядер

В тех случаях, когда возбужденное состояние ядра образовано в результате α- или β-распада, или после предшествующего радиационного перехода на данный уровень, или путем перехода с передачей энергии электрону оболочки атома (внутренняя конверсия), время жизни после дуемого уровня может быть определено измерением [illegible] $\alpha-\gamma$-, $\beta-\gamma$-, $\gamma-\gamma$- или $e^{-}-\gamma$-совпадений в функции [illegible] ки, введенной в одну из ветвей схемы совпадений [illegible]

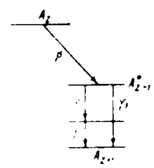


Рис. 2. Схема [illegible]

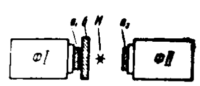


Рис. 3. Схема расположения источника и детекторов: *ФI* и *ФII* — фотоумножители, [illegible] — фосфоры, *б* — фильтр, *И* — источник

состояние разряжается выбрасыванием конверсионного электрона, то соответственно изучаются совпадения [illegible] или e-лучей с этими электронами.

Предположим, что ядра источника *I* [illegible] вещества с атомным номером *Z*, превращаются путем β^{-}-распада в ядра с атомным номером $Z+1$ (или $Z-1$ при позитронном распаде), оказывающиеся в возбужденном состоянии, которое разряжается испусканием одного или нескольких γ-квантов (рис. 2). В нашей установке (рис. 3) источник помещался между двумя фотоумножителями (*ФI* и *ФII*), к фотокатодам которых приклеены пластинки монокристалла стильбена. Между источником *U* и фотоумножителем *ФI* помещен алюминиевый фильтр, поглощающий все электроны. Таким образом, на первый фотоумножитель попадают только вспышки света, порожденные в фосфоре a_1 при поглощении в нем γ-квантов, а на второй — вспышки от β- и от γ-лучей.

Пусть телесные углы, под которыми видны первый и второй фосфоры из источника, равны соответственно ω_1 и ω_2, числа квантов $\gamma_1, \gamma_2, \ldots$ на акт распада соответственно равны $p_1, p_2, \ldots, p_n$, а эффективности их регистрации — $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_n$. Испускание γ-квантов, начиная с момента образования возбужденного состояния, должно происходить по экспоненциальному закону. Если постоянная [illegible] равна λ, разрешающее время схемы совпадений 2τ, число [illegible] источника в единицу времени N_0 и время задержки [illegible] в ветвь, регистрирующую β-частицы, t, то при [illegible] число совпадений в единицу времени будет равно

$$C = [illegible] p_n\varepsilon_n)) e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

В [illegible] обстоятельство, что число [illegible] (γ-квантов) атомов пропорционально [illegible] этого типа к моменту времени t. [illegible] атомов, способных испускать γ-кванты, [illegible] β-распадов в секунду, ибо именно процессы β-распада [illegible] активные атомы. Мы предполагаем также, что только верхнее состояние является метастабильным, а нижние возбужденные состояния имеют значительно меньшие времена жизни.

В случае, когда условие $\tau \ll \frac{1}{\lambda}$ не выполняется, число совпадений в единицу времени зависит от формы импульсов. В работах [9—11] рас-

смотр[illegible] формы (треугольной, гауссовской) и [illegible] при временах задержки t, бо́льших τ, скор[illegible] падает экспоненциально в функции времени [illegible]

Из [illegible] выше вытекает, что для определения времени жизни возбужденного состояния следует изучить зависимость числа совпадений от времени задержки. Построив соответствующую кривую в полулогарифмических координатах, по наклону полученной прямой можно определить постоянную распада λ.

Если [illegible] состояния мало по сравнению с временем разрешения [illegible], получить экспоненциальную кривую не удается. В этом случае искомое время жизни можно определить по смещению кривой [illegible] по отношению к центру тяжести кривой [illegible] совпадений, полученной для каскадного процесса с заведомо малым временем жизни промежуточного состояния. Для повышения [illegible] ности этого последнего метода выгодно производить измерения [illegible] положениях фильтра, поглощающего β-лучи: один раз [illegible] раз — справа от источника (см. рис. 3). Это приведет [illegible] чины смещения.

Изомерное состояние Ta^{181}

На рис. 4 изображена схема превращения $Hf^{181} \to Ta^{181}$ [illegible] от [12, 13]. β-Распад ядра Hf^{181} приводит к верхнему метастабильному состоянию ядра Ta^{181} с периодом полураспада $2{,}2\cdot10^{-6}$ сек и энергией возбуждения 611 keV. Помимо малоинтенсивной ветви прямого γ-перехода в основное состояние наблюдается интенсивный переход через промежуточное состояние с энергией возбуждения 481 keV, которое, по данным работы [14], имеет период полураспада $1{,}08\cdot10^{-8}$ сек. Согласно [13] переход с энергией 133 keV между обоими метастабильными уровнями сильно конвертирован: коэффициент конверсии равен 11. Поэтому можно наблюдать совпадения конверсионных электронов с энергией 64 и 122 keV, соответствующих этому переходу, с γ-квантами 481, 344 и 136 keV. Для того чтобы уменьшить число быстрых [illegible] совпадений от каскадных квантов 344 и 136 keV, между источником и первым фотоумножителем помещался свинцовый фильтр толщиной 3 мм, который сильно ослаблял излучение с энергией 136 keV, слегка поглощал излучение 344 keV и очень мало ослаблял излучение основной ветви (70 %) с энергией 481 keV.

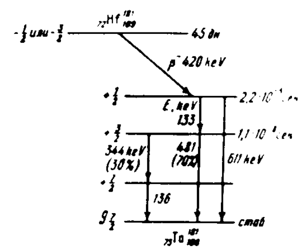


Рис. 4. Схема превращения $Hf^{181} \to Ta^{181}$

В этом опыте на фотоумножитель *ФI* (см. рис. 3), регистрирующий γ-лучи, был наклеен толстый кристалл стильбена ($h = 2$ мм [illegible] 33 мм). Источник в виде окиси гафния наносился на дно медной [illegible] чашечки из плексигласа толщиной 3 мм.

На рис. 5 показаны в обычном и логарифмическом масштабах кривые зависимости числа совпадений от времени задержки [illegible] в ветвь, регистрирующую электроны конверсии. Время [illegible] шкале, вдоль которой перемещается указатель, связанный с варьируемой линии переменной задержки. Так как скорость распространения импульса по линии равна [illegible] света, то, определив смещение движка реохорда по проводу, [illegible] соответствующее смещению указателя на одно деление, можно протрадуировать шкалу. Однако ... ровки ввести в один из каналов схемы ... смещение кривой совпадений по каналу. ...

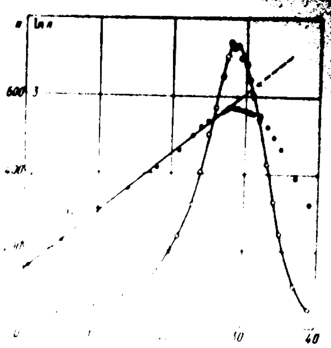


Рис. 5. Зависимость числа совпадений для уровня Ta^{181} с энергией 481 keV от времени задержки

(ρ) и емкости (C) кабеля соответствующее время задержки определяется из соотношения:

$$t = \rho C. \qquad (2)$$

В этом методе градуировки ... посылались в оба канала схемы от одного фотоумножителя ... делались предельно узкими. Точность ... ρ и C и составляет ... знания величин

Определенный по ... полураспада для исследуемого уровня ... 10^{-9} сек. Это число находится в согласии ... полученным в работе [14].

Схема ... показана ... ряде работ [15—17], ... ого ядра Sr^{86} естественно ... тельную четность.

Рис. 6. Схема превращения $Rb^{86} \to Sr^{86}$

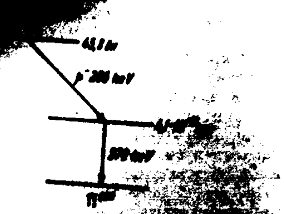


Рис. 8. Схема ... $Hg^{203} \to$ ...

Из уникальной формы жесткого β-спектра, ... основной уровень ядра Sr^{86}, ... что ...

... получено ... в литературе ... результаты измерения ... на возбужденный ... Sr^{86}, Майер и Ридкуэй ... к выводу, что возможными ... спинов этих уровней являются ... 1, 2 или 3.

На рис. 7 представлены результаты ... наших измерений зависимости числа

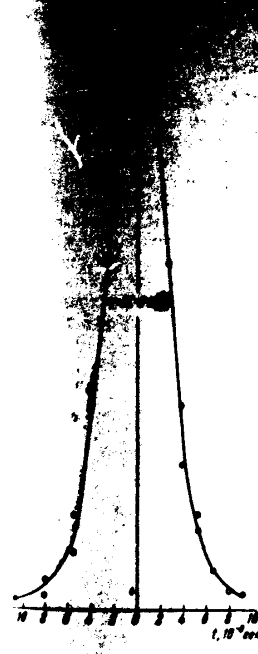


Рис. 7. Зависимость числа совпадений для уровня Sr^{86} от времени задержки

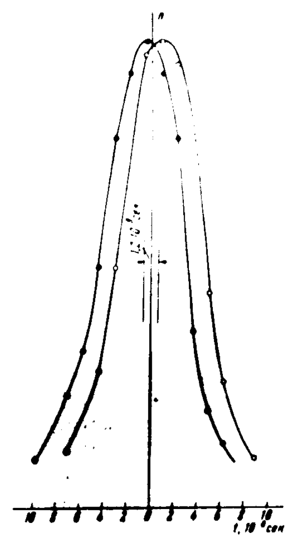


Рис. 9. Зависимость числа совпадений для уровня Tl^{203} от времени задержки

... от времени задержки. В одном случае (черные точки) ... для β-лучей стоял слева от источника, в другом (светлые точки) — справа (см. рис. 3). Как видно из рис. ... точками кривые (нормированные ...) ... по отношению к центру ... смещения. Цена деления миллиметровой ... составляет $2{,}2 \cdot 10^{-10}$ сек. Если бы время ... именно такую величину, ... 10^{-10} сек, что было бы вполне ощутимо ... кривых. Из данных рис. 7 можно ... уровня Sr^{86}, повидимому, меньше ... τ_γ по правилам Мошковского [19] приводит ... трех предполагавшихся значений спинов и ... Sr^{86};

Спин и четность [illegible]

1, + [illegible]

2, + [illegible] $E2$

3, + [illegible] $E3$

Из этих данных однозначно следует, что [illegible] быть отброшено, как противоречащее нашей [illegible] времени жизни исследуемого состояния.

Возбужденное состояние Tl^{203}

[illegible] ядро Hg^{203} имеет простой β-спектр, [illegible] единственный возбужденный уровень ядра [illegible] совпадений производились аналогично [illegible] фильтра, поглощающего β-лучи. Из рис. [illegible] результаты измерений, видно, что кривые, [illegible] смещены одна относительно другой, [illegible] кривых равно $1{,}2 \cdot 10^{-9}$ сек. [illegible] жизни возбужденного состояния [illegible] этой величины, т. е. $6 \cdot 10^{-10}$ сек, а период [illegible] пада [illegible]. Ввиду малости этой величины [illegible] считать ее верхним пределом для периода полураспада [illegible] состояния. Полученное число согласуется с оценкой верхней [illegible] периода полураспада этого уровня, данной в работе [20].

Из кривых Мошковского для различных видов и мультипольностей излучения получаются следующие значения периодов полураспада при энергии перехода 280 keV:

Тип перехода	[illegible] сек.
$E1$	[illegible]
$M1$	[illegible]
$E2$	[illegible]

Таким образом, [illegible] верхней [illegible] возбужденного [illegible]

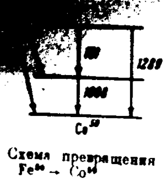


Рис. 10. Схема превращения $Fe^{56} \to Co^{56}$

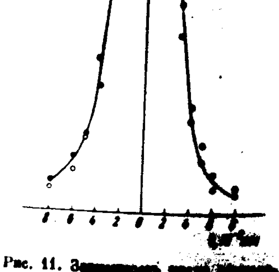


Рис. 11. [illegible] ний для уровней [illegible]

всего согласуется предположение об электрическом [illegible] ходе. Однако ему не противоречит и предположение [illegible] польном переходе или о смешанном переходе [illegible]

[illegible] $E2$ [illegible] K-оболоч[illegible] величину [illegible] — примерно 0,65 [illegible] Это [illegible] переход $M1 + E2$

[illegible] $Fe^{56} \to Co^{56}$

[illegible] на рис. 10 [25]. В этом случае произв[illegible] дил[illegible] совпадений, так и β — γ-совпадений, приче[illegible] в о[illegible] отфильтровывался мягкий β-спектр (271 keV) иссл[illegible] совпадения, соответствующие нижнему возбужденн[illegible] му с[illegible] принятая процедура измерений при двух полож[illegible] ниях [illegible] фильтра не привела к появлению заметного сме[illegible] ния [illegible] кривых. На рис. 11 приведены два рода точек, со[illegible] ству[illegible] кривым β — γ-совпадений для железного [illegible] Пови[illegible] уровень высвечивается за время, заметно меньшее [illegible] 10^{-10} [illegible]

При [illegible] описанных в настоящей работе измерений больш[illegible] помощь [illegible] студент-дипломант ЛПИ В. Филимонов, при монтаж[illegible] сборке [illegible] — студент ЛПИ К. Шилков, при подборе делите[illegible] к ФЭУ [illegible] ЛПИ А. Саватеев и сотрудник ЛФТИ АН С[illegible] Д. М. Х[illegible]

[illegible]
физ[illegible] институт
[illegible] СССР

[illegible]

1. D[illegible] A., Me[illegible] (1948).
2. B[illegible] W., Sala O., P[illegible]
3. B[illegible] P., Gold[illegible], 780 (1946).
4. M[illegible] Phys. Rev[illegible]
5. D[illegible] Wright [illegible]
6. B[illegible] R., Pot[illegible] Phys., 30, No. 1, 35 (19[illegible]
7. D[illegible] S., Richl[illegible], 23, No. 1, 37 (19[illegible]
8. P[illegible] L., Phys. Rev., [illegible]
9. V[illegible], Phys. Rev., 75, 100 (1949).
10. B[illegible] Phys. Rev., 76, 856 (1949).
11. N[illegible] Phys. Rev., 78, 490 (1950).
12. C[illegible] M., Phys. Rev., 75, 226 (1949).
13. J[illegible] Phys. Rev., 76, 958 (1949).
14. B[illegible] Phys. Rev., 80, 332 (1950).
15. [illegible] Kern B., Mitchell A., Phys. Rev., 74, 682 (1[illegible]
16. M[illegible] Ridgeway S., Phys. Rev., 80, 750 (1950).
17. [illegible] Зарубин П., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 580 (1[illegible]
18. [illegible] Smith K., Phil. Mag., 7 (44), 33 (1955).
19. [illegible] Phys. Rev., 83, 1071 (1951).
20. [illegible] Phys. Rev., 85, 142 (1952).
21. [illegible] Curran S., Phil. Mag., 42, 768 (1951).
22. [illegible] P., Phys. Rev., 87A, 176 (1952).
23. [illegible] Rev., 74, 849 (1948).
24. [illegible] G., Spinrad B., Harr [illegible]
25. [illegible] А., Руденко Н., Получение ради[illegible] 131. — Гостехиздат, М., 1954.

И. Ф. БАРЧУК, Е. М. ГАЛКИН, М. В. ПАСЕЧНИК и [illegible]

О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СЦИНТИЛ[illegible] СПЕКТРОМЕТРА

В последние годы получены существенные результаты [illegible] магнитных спектрометров большой разрешающей способ[illegible] сцинтилляционных спектрометров большой светосилы, [illegible] новые возможности в исследовании структуры энергетич[illegible] атомного ядра.

Препятствием на пути к широкому применению одно[illegible] сцинтилляционных спектрометров является их низкая ра[illegible] способность. Полуширина спектральных линий в лучшем [illegible] спектрометров составляла 5—10 % [2, 3] (от γ-лучей Co^{60}). Н[illegible]рения показали, что однокристальный сцинтилляционный спектрометр, в котором применяется фотоумножитель ФЭУ-19, имеет еще более [illegible] разрешающую способность. Попытки повысить ее путем подбора кристаллов и ФЭУ желаемых результатов не дали.

Для выяснения причин [illegible] разрешающей способности мы провели две серии опытов. В [illegible] из них сцинтилляционный спектрометр служил счетчиком [illegible]ометра, который использовался в качестве монохроматора [illegible]. Из этих измерений находилась степень монохроматизации пучка [illegible], которая определялась разрешающей способностью [illegible] спектрометра. В другой серии опытов при помощи [illegible] спектрометра снимался спектральный состав пучка [illegible].

Оказалось, что, [illegible] разброс [illegible] энергии электронов составляет 1 %, разброс [illegible] фотоумножителя ФЭУ-19 получается 10—30 % — в [illegible] энергии электронов и режима работы фотоумножителя.

Для [illegible] ФЭУ при [illegible] на его фотокатод световых импульсов мы построили специальную установку. В качестве модулятора света применялась ячейка Керра, являющаяся практически безинерционным световым затвором.

Блок-схема установки для определения разброса импульсов по амплитудам [illegible] из источников света, ячейки Керра, ФЭУ-19, усилителя и 50-канального анализатора. Каждый элемент схемы тщательно проверялся. Стабильность и линейность усилительного тракта систематически контролировались. Проверялась также стабильность работы генератора, для чего из схемы исключалась ячейка Керра и ФЭУ, а импульсы от генератора, уменьшенные при помощи делителя, подавались на усилитель и анализатор. Так как при этом импульсы на протяжении длительного времени работы анализатора оставались в одном канале 50-канального анализатора, то принималось, что генератор дает стабильные во времени импульсы с разбросом в амплитуде, меньшим 2 %.

Подбор амплитуд световых импульсов производился [illegible] образом. На фотокатод ФЭУ-19 ставился собранный вместе с [illegible] кристалл иодистого натрия, активированный таллием, и [illegible]мальный импульс при облучении кристалла γ-лучами Co^{60}. [illegible]

[illegible] Co^{60} [illegible] фотоумно[illegible] фотокатода [illegible] пучком [illegible] иметь в виду, [illegible] узким пучком [illegible]ваться неодно[illegible], являющиеся [illegible] разброса зна[illegible]

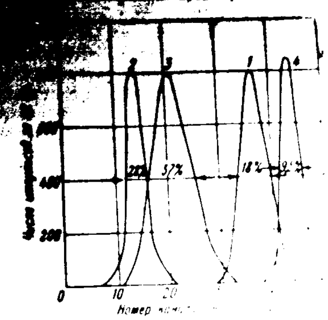


Рис. 1. Кривые [illegible] ФЭУ при [illegible] световых импульсов различной интенсивности: 1 — импульсы от максимальных [illegible] в кристалле NaJ·Tl [illegible] Co^{60}, 2 — свет в 2,5 раза слабее, [illegible] в 5 раз слабее, 4 — свет в 2,5 раза [illegible]нее, чем для кривой 1

На [illegible] приведены кривые распределения импульсов по амплитудам для световых импульсов, соответствующих максимальным сцинтилляциям в кристалле NaJ·Tl γ-лучей Co^{60} (кривая 1) и для [illegible]жимов: «свет в 2,5 раза слабее» (2), «свет в 5 раз слабее» (3) и [illegible] 2,5 раза сильнее» (4), чем для кривой 1. Ввиду того что при малых световых импульсах [illegible]ты приходятся в основном на первые каналы анализатора и за счет этого при определении амплитудного разброса могут возникать ошибки, эти кривые мы снимали при таких усилениях, чтобы соответствующие импульсы приходились на большие номера каналов анализатора. На рисунке указаны [illegible]

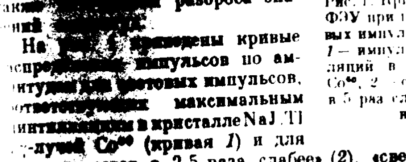


Рис. 2. Зависимость квадрата полуширины кривой разброса импульсов от амплитуды импульсов. Цифры соответствуют нумерации кривых на рис. [illegible]

[illegible] равномерным распределением потенциалов на [illegible]

На рис. 2 показана зависимость квадрата [illegible] от величины светового потока на ячейку Керра [illegible] на шкале амплитуд) для четырех кривых, приведенных [illegible] цепи усиления. Точка с абсциссой 2,5 не ложится [illegible] ствие [illegible] искажений ФЭУ, вызванных пространственными [illegible] [illegible]ими эмиттерами при больших [illegible]

[illegible] на рис. 1 и 2 данных, повидимому, можно [illegible] амплитуд импульсов на выходе сцинтилляционного [illegible] статистическими флюктуациями в количестве [illegible] на первые эмиттеры, а также флюктуациями

30

...ициента вторичной эмиссии. Следовательно, для повышения ...способности сцинтилляционных спектрометров на ...умножителях необходим фосфор с большим световым ...и с большим квантовым выходом, чем мы имеем сейчас ...дальнейшее усовершенствование электронной ...фотоумножителя. Что касается последнего, то, ...системы катод—диафрагма—динод ...Для некоторых экземпляров умно... ...подбора снизить разброс значений

...экземпляров фотоумножителей ...). Оказалось, что раз... ФЭУ различен и для све... ...сцинтилляциям кри...

...подбор напряжений ...и аноде, благодаря ...импульсов в некоторых случаях ...сигналов в этих случаях различно для разных ... Для одного из экземпляров фотоумножителей оптимальным ... 1080 V, распределенное по эмиттерам потенциометром ...данными: $R_1 = 90\ \mathrm{k\Omega}$, $R_2 = 200\ \mathrm{k\Omega}$, $R_3 = 19{,}5\ \mathrm{k\Omega}$, R_4 ... R_{11} ... $R_{ан} = 75\ \mathrm{k\Omega}$.

При замене делителя для этого ФЭУ другим делителем с иными величинами сопротивлений, но при сохранении соотношений между ними амплитудный разброс не менялся.

Институт физики
Академии наук УССР

1. Башилов А., ... Изв. АН СССР, Серия физич., 17, ... А., Джелепов Б., Орлов В., ...
2. Borkowsky ...
3. Kleba ... 953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX ... СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

On the Question of the Measurement of Deformation of Nuclear Surfaces by L. A. Sliv & L K Peker

Л. А. СЛИВ и Л. К. ПЕКЕР

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Как известно, ядерная модель оболочек ... ядерной структуры и ядерных уровней, ... самого движения отдельных нуклонов в ... объяснении больших квадрупольных моментов ...ных ядер серьезные трудности дали ... модели, способной эти трудности ... модель учитывает возможность ...тельных нуклонов в некотором среднем ... деформируемости поверхности ядра ... ...щательных и колебательных движений ... ...ьное объяснение как малых, так и ... квадрупольных моментов ядер, различных отклонений ... магнитных моментах и, кроме того, указывает на существование ядерных уровней особого типа, так называемых ротационных уровней [1]. Анализ ранее имевшихся данных, а также последующие опыты действительно привели к открытию у ядер редких земель и тяжелых радиоактивных элементов системы уровней, энергия которых у четно-четных ядер определяется простой формулой:

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \tag{1}$$

где J — момент инерции вращающейся части ядра, а I — спин или угловой момент вращения.

Измеренное время жизни таких уровней оказалось меньше времени жизни других, одночастичных уровней, что также указывает на их особую природу. Момент инерции J согласно теории [1, 2] равен

$$J = 3\beta^2 B, \tag{2}$$

где

$$B = \frac{3}{8\pi} MAR_0^2; \tag{2'}$$

здесь M — масса нуклона, A — атомный вес, R_0 — радиус эквивалентной по объему сферы, β — параметр деформации, определяемый в простейшем предположении о форме ядра как эллипсоида вращения по формуле:

$$R = R_0 [1 + \beta Y_{2,0}(\theta)], \tag{3}$$

где $Y_{2,0}(\theta)$ — нормированная шаровая функция.

Внутренний квадрупольный момент такого ядра ... зависит от β и равен

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2\beta.$$

Спектроскопическое значение квадрупольного момента

$$Q_s = PQ_0,$$

(4')

квадру ... ротационного уровня и опытными ... определить β, пользуясь уровня, получ... первого ротационного ... (3)). Ис... разд (см. табл. 1 и ... получаются на ... деформированных ... Бором ... так, все ... становится непри

... деформации ... энергии ... ядер ... времени жизни ... моментов

Следует ... на ... поверхно... оболочек (отд... в гамильто... (K — проекция I ... однако уменьш... и к тому же наруш...

Попробуем определить ... уровней. ... значения β, ... значении ... деление

... меняются. Это ... моментов для β-переходов. ... одинаковы в обоих случаях.

Волновая функция деформированного ядра пишется как произведение функций

$$\Psi = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}}\, \varphi(\beta)\, D^I_{MK}(\theta_i) \sum \chi_i \ldots \quad (5)$$

χ_i — волновая функция отдельных нуклонов, ... ние поверхности относительно равновесного состояния, ... функция симметричного волчка [2]. Нормировка ... D дает унитарное преобразование от фиксированной ... мы к ядерной. Приняв для начального ... 1, а для основного состояния четно... енного $I_f = 2$, $K_f = 0$, получаем ... отношения квадратов матричных ...

Начальное состояние ... 1, $K_i = 0$ ... м, при условии ... В табл. 2 ...

данные о величине ... интересующих нас переходов константа). В последней графе таблицы даны экспериментальные ния ρ. Как видно из таблицы, $\rho < \frac{1}{2}$ и в среднем равно 0,1*. Зна... интеграл по нуклонным волновым функциям для двух рассмотрен... ные β-переходов не одинаков. Различие в значении интеграла получиться лишь потому, что существует взаимодействие между ... и движением отдельных нуклонов ... движение нуклонов ... тически следует за вращением. ... четного ядра ... переходе с основного на возбу... (ΔI). Малое изме... ит небольшое приращение деформации ... состояний отдельных ... поверхности ... к малым ... ния и хотя ... невелики, интеграл по координатам многих ... может уменьшиться в несколько раз.

... переходе на возбужденное состояние ... имеющему отношение к рас... к другому ... связи нуклонов с ростом де... больше приращения по... ния ядра ... выделится энергия ... энергия ...

(7)

... ротационная ... му наблюдаемой ... E_{rot} ...

... вательно, ротац... этому определенные ...

* Анализ β-переходов ... приводит к заключению, что ... величина для аналогичных переходов ... значение $|M(2 \to 0)|^2$ имеет нормальное ...

заменены. Истинное [illegible] ских квадрупольных моментов [illegible] опытов.

Остается выяснить, почему энергия уровней [illegible] где применимо приближение сильной связи, [illegible] формуле (1), т. е. формуле для чисто ротационн[illegible] что при переходе с основного на возбужденный ур[illegible]

Табл[illegible]

Данные о β-переходах на уровни четно-четных ядер [illegible]

Ядро и излучение	Тип перехода	lg(ft)	[illegible]
	Разрешенные переходы		
[illegible]; β^-	$+1\to+0$	4,7	0,39
	$+1\to+2$	5,1	
[illegible]	$+1\to+0$	4,9	0,50
	$+1\to+2$	5,2	
[illegible]	[illegible]$\to+0$	4,8	0,06
	[illegible]	6,0	
[illegible]	[illegible]	4,6	0,04
	[illegible]	6,0	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	<0,5
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,20
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible],03
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible], k — [illegible] коэффициент, причем

$$C = 4\pi R_0^2 s - \frac{3}{10\pi}\cdot\frac{Ze^2}{R_0},$$

где s — коэффициент поверхностного натяжения.

Тогда по формуле (II.21) из [2] получим для E_d выражение

$$E_d = \left[\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\,k\sum_p\left|\frac{3\Omega_p^2 - j_p(j_p+1)}{4j_p(j_p+1)}\right| - C_0\right]\eta\,\frac{\hbar}{J}\,I(I\ \text{[illegible]}$$

где Ω_p — проекция на ось симметрии ядра угловог[illegible] нуклонов, а j_p — угловой момент одной частицы, [illegible] что E_d также пропорционально $I(I+1)$. Так [illegible]

[illegible] J будет [illegible] деформации ядра при вра[illegible] данные о времени жизни ро[illegible] переходов. В этом случае [illegible] квадрупольного момента Q_0 (формула [illegible] перекрываемости волновых функций [illegible] следует, что вероятность перехода [illegible] по сравнению с той, которая получается из [illegible] данные по кулоновскому возбуждению яде[illegible] такое заключение.

[illegible] устраняются расхождения в значениях β, определен[illegible]ных [illegible] способами. Если получающиеся значения β не буду[illegible] пре[illegible], $\Delta R \leqslant 0{,}3$), то предположение о малости деформа[illegible]ции [illegible] оправдано.

С[illegible] весьма желательным уточнение спектроскопических дан[illegible] квадрупольных моментах ядер в области редких земель и тяж[illegible], а также уточнение наших сведений о деформации ядер [illegible] α-распада.

[illegible]
[illegible] институт
[illegible] наук СССР

Цитированная литература

1. Bohr [illegible], Dan. Mat. Fys. Medd., 26, 14 (1952).
2. Bohr [illegible], Mottelson R., Dan. Mat. Fys. Medd., 27, 16 (1953).
3. Ford [illegible], Phys. Rev., 95, 1250 (1954).
4. King R., Peaslee D., Phys. Rev., 94, 1284 (1954).

[illegible] взаимодействие вращения с движением нечетного нуклона [illegible] Λ-удвоению ротационных уровней.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

[illegible]

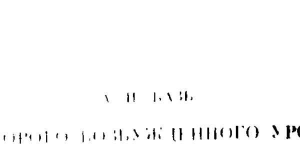
СТРУКТУРА [illegible]ОРОГО ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ He^5 и Li^5

В последние [illegible] ам, что и в случае самых легких ядер, таких [illegible] состояния нуклонов можно характеризовать [illegible] ами их полных и орбитальных моментов (оболочечн[illegible] чении, что каждому состоянию ядра с не очень боль[illegible] и [illegible] можно приписать определенную конфигурацию. Так, конфигурац[illegible] ных [illegible]стояний H^3 и He^3 есть $(1s)^3$, а основного и первого возбужденн[illegible] стояний He^4 — соответственно $(1s)^4$ и $(1s)^3 1p_{1/2}$. Относительно ядер Li^5 и He^5 известно, что их основные состояния $(-{}^3/_2)$ имеют конфигурацию $(1s)^4 1p_{3/2}$, а первые возбужденные $(-{}^1/_2)$ — конфигурацию $(1s)^4 1p_{1/2}$. Такая интерпретация первых возбужденных уровней Li^5 (мы ниже будем говорить только о Li^5, помня, что Li^5 и He^5 — зеркальные ядра с подобной системой уровней) полностью согласуется с большим количеством опытных данных, относящихся к более тяжелым ядрам.

Покажем, каким образом следует интерпретировать с этой точки зрения возбужденный уровень Li^5, имеющий энергию возбуждения 16,7 MeV.

Этот уровень проявляется в двух реакциях:

1) $He^3 + d \rightarrow He^4 + p$ [1]. Кривая зависимости сечения этой реакции от энергии имеет резонанс при энергии налетающих дейтонов $E_d = 420$ keV. Ширина резонансной кривой оказалась неожиданно малой для такой большой энергии возбуждения и такого легкого ядра — всего около 400 keV. При этом следует еще учесть, что бóльшая часть ширины (приблизительно 300 из 400 keV) связана с кулоновским отталкиванием трех протонов в Li^5. Это видно из того, что ширина подобного уровня



в He^5 [illegible], имеющем только два протона, меньше чем ~100 keV (напомним, что ширина основного и первого возбужденного уровней He^5 и Li^5 порядка 1 MeV). Спин $^3/_2$ и четность (+) проявляющегося в этой реакции уровня Li^5 установлены из угловых распределений продуктов реакции, из значения абсолютной величины сечения и из того [illegible], что в реакции участвуют лишь дейтоны с $l = 0$ (дейтоны [illegible]

таких [illegible] случае, в реакции участвовать не могут из-за [illegible] барьера).

2) [illegible] [1]. При бомбардировке He^3 дейтонами было обнаружено [illegible] испускание жестких γ-квантов, и кривая выхода [illegible] максимум при энергии налетающих дейтонов $E_d = 0,$[illegible] граница спектра γ-квантов при этой энергии оказалась [illegible] $16,6 \pm 0,2$ MeV.

Из этих данных следует, что наличие жестких γ-квантов нужно при[illegible]сать реакции $He^3 + d \rightarrow Li^5 + \gamma$, в которой возбужденное состояние Li^5 с энергией 16,7 MeV переходит в основное состояние [illegible] испусканием [illegible]кванта.

Совокупность приведенных выше данных [illegible] 16,7 MeV [illegible] возбужденного состояния Li^5 с энергией [illegible] уровнем [illegible]. Действительно, наличие γ-перехода между этим [illegible] конфигурации этих состоя[illegible]новным состоянием указывает на то, что конфигурации [illegible] различаются не более чем переходом одного нуклона в другое [illegible]яние. Это следует из того, что оператор электромагнитных переходов имеет вид: $F_i = \sum_i f_i$, где f_i — оператор, действующий только на [illegible]динаты i-го нуклона, и суммирование ведется по всем нуклонам [illegible]. Нетрудко показать, что матричные элементы такого оператора не [illegible] нулю лишь для переходов, при которых меняется состояние не [illegible] чем одного нуклона. Отсюда непосредственно следует, что, по[illegible]ку конфигурация основного состояния есть $(1s)^4 1p_{3/2}$, конфигурация [illegible] возбужденного состояния может быть либо $(1s)^4 nl_j$, что соответ[illegible] переходу внешнего нуклона из состояния $1p_{3/2}$ в какое-то боле[illegible] состояние nl_j, либо $(1s)^3 1p_{3/2}$ [illegible] переходу внутре[illegible] состояние. Первая [illegible] нуклона из состояния [illegible], так как в этом [illegible]ность, т. е. конфигур[illegible] ширину этого состо[illegible] невозможно объ[illegible] $He^3 + d \rightarrow He^4 + p$ по отношению к р[illegible], т. е. конфигурация [illegible]вательно, остается то[illegible], что нуклон с оболочки $1p_{3/2} nl_j$. Наиболее естест[illegible] остальные состояния об[illegible]буждается в состояние $1p_{3/2}$ [illegible] уровню с $E = 16,7$ MeV [illegible]ют большей энергией. Поэтому возбужденному уровню с $E = 16,7$ MeV [illegible] следует приписать конфигурацию $(1s)^3(1p_{3/2})^2$, что позволяет объяснить [illegible] и четность этого уровня, а также, как указано выше, и малую ши[illegible] этого уровня.

Заслуживает внимания следующее любопытное обстоятельство. Уро[illegible] Li^5 с $E = 16,7$ MeV имеет общие черты с первым возбужденным [illegible]нием He^4, конфигурация которого $(1s)^3 1p_{1/2}$. Дело в том, что оба [illegible]стояния возникают в результате перехода одного нуклона из замкну[illegible] оболочки $(1s)^4$ в состояние $1p_{3/2}$, и, следовательно, энергию возбуж[illegible]ения замкнутой оболочки $(1s)^4$ можно определить двумя независимыми [illegible]тями: из данных о первом возбужденном уровне He^4 [3] и из данных [illegible] возбужденном состоянии Li^5. Из данных [illegible] оказывается [illegible]нного состояния He^4 энергия возбуждения [illegible] состоянии Li^5 [illegible]авной ~22 MeV. Аналогичная оценка [illegible] $E = 16,7$ MeV.

Действительно, разность энергий [illegible] $1p_{3/2}$ [illegible] приближении равна разности энергий конфигураций [illegible] $1p_{3/2}$ [illegible] минус энергия связи двух нуклонов в состоянии $1p_{3/2}$ [illegible] взаимодействием между нуклонами в состоянии $1p_{3/2}$ [illegible] состоянии $1s$, так как это взаимодействие сравнительно [illegible] He^4 и He^5 [illegible] на [illegible] разность энергий ($He^4 + n$) и He^5, а также [illegible] не [illegible] (~2 MeV). Энергию связи двух нуклонов [illegible] Li^6 $1p$[illegible] в ~4,7 MeV (по разности масс (He^4 + [illegible]) и Li^6 [illegible]

[illegible]

откуда и получается [illegible] $(1s)^4$ приблизительно [illegible]

Такое близкое совпадение [illegible] ждает правильность наших [illegible] состояния Li^6 с энергией возбуждения 16,7 [illegible]

Считаю своим приятным долгом выразить [illegible] родинскому за постоянный интерес к работе и [illegible] Н. А. Власову, сделавшему ряд важных замечаний [illegible]

Цитированная литература

1. Yarnell J., Lowberg R., Stratton W., Phys. Rev., 90, [illegible]
2. Hintz N., Brair J., Van Peter D., Phys. Rev., 93, 924 (195[illegible]).
3. Базь А., Смородинский Я., ЖЭТФ, 27, 9, 382 (1954).

[illegible]

[illegible] С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СВЯЗЬЮ [illegible] β-РАСПАД He^6

В [illegible] с опытом лучше всего согласуется оболочечная [illegible] промежуточной связи. Согласно этой модели [illegible] находятся в состояниях с определенным орбитальн[illegible], а характер связи моментов отдельных нуклонов в по[illegible] является промежуточным между предельными случа[illegible] и jj-связи. Эта модель оказалась очень удобной при [illegible] свойств легких ядер, как порядок возбуждени[illegible] разности энергий между ними, магнитные моменты и т. д. [illegible] работе оболочечная модель с промежуточной связью приме[illegible] элементов β-распада $He^6 \to Li^6$ [illegible] β-спектроскопических [illegible] матричных элементов и мер[illegible] как для более точного [illegible] и для проверки суще[illegible] ядер. При расче[illegible] Можно показать, что [illegible] учи[illegible] работы и приводи[illegible] учет [illegible] результатов.

С[illegible] соответственно 1 и 0 [illegible] четность и изменени[illegible] Поско[illegible], причем матричны[illegible] спина [illegible] равен нулю, и требуется вычислить только элемен[illegible] матри[illegible] $\int \vec{\sigma}$. Для вычисления необходимо знать угловые волновые [illegible] состояний He^6 и Li^6. Для построения волновых функци[illegible] обычными методами атомной спектроскопии.

Со[illegible] модели с промежуточной связью основные состо[illegible] имеют конфигурацию $(1s)^4(1p)^2$, а волновые функции [illegible] собой суперпозицию волновых функций с разными орби[illegible] и спинами:

$$
\left.\begin{aligned} &\text{у } He^6 \ [\text{illegible}] \quad \varphi_{He} = \alpha\varphi({}^1S_0) + \beta\varphi({}^3P_0), \\ &\text{у } Li^6 \ [\text{illegible}] \quad \varphi_{Li} = a\varphi({}^3S_1) + b\varphi({}^1P_1) + c\varphi({}^3D_1). \end{aligned}\right\} \qquad (1)
$$

Зде[illegible] есть волновая функция состояния ${}^3S_1$. Коэффи[illegible] находились из решения соответствующих секу[illegible] коэффициенты зависят от параметра y, который ха[illegible] ($y = 0$ соответствует LS-связь, $y = \infty$ — jj-связь, а [illegible] y — промежуточная связь) и определяется ка[illegible] спин-орбитального взаимодействия, а F_2 [illegible] здесь R — радиальная волновая функ[illegible] γ — коэффициент при P_1 в разложении [illegible] по полиномам Лежандра:

$$V(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)=\sum_{k=0}^{\infty}P_k(\cos\omega)V_k$$

[illegible] радиус-векторами первого и второго нуклонов $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$. В [illegible] гипотезы о зарядовой инвариантности [illegible] для He^6 и для Li^6. Ее можно определить из [illegible] значения магнитного момента $M_{\text{эксп}}=0{,}82$ [illegible], которое зависит от y и равно

$$[illegible]\;0{,}50\,b^2+0{,}31\,c^2.$$

[illegible] значений y, получаем, что $M_{\text{теор}}=M_{\text{эксп}}$ [illegible] о магнитном моменте Li^6 приводят

[illegible] интересующий нас матричный элемент [illegible] состояниям квадрата модуля [illegible] следующая формула:

$$[illegible]\;\frac{b\beta}{\sqrt{3}}\Big|^2.$$

В случае [illegible] $\beta=0$ и это выражение равно 6. В [illegible] $a=0{,}611$, $b=0{,}745$, $\alpha=\sqrt{2/3}$, $\beta=\sqrt{1/3}$ [illegible] 3,34. При $y=1{,}5$, которое следует из данных [illegible] Li^6, $|\int\sigma|^2=5{,}25$. Это значение квадрата модуля матричного [illegible] согласуется с последними данными о величинах ft для β-распада He^6 [1, 2]. Именно из этих данных следует, что при имеющемся сейчас значении $ft=815\pm70$ для He^6 [3] величина $|\int\vec{\sigma}|^2$ не может быть больше чем ~5,5.

Заметим тут же, что ограничение $|\int\vec{\sigma}|^2$ [illegible] является решительным доводом против предлагавшейся ранее для Li^6 конфигурации $(1s)^4(2s)^2$, в случае которой $|\int\vec{\sigma}|^2=6$.

Нами был также вычислен квадрупольный момент Li^6. Для него получилась следующая формула:

$$Q=-e\overline{r^2}(0{,}85\,c^2-0{,}50\,[illegible])\;\frac{4}{15}$$

где $\overline{r^2}$ — средний квадрат радиуса орбиты протона, находящегося в p-состоянии, а e — заряд протона. При $y=1{,}5$ [illegible] квадрупольного момента получается значение $Q=0{,}040\,\overline{r^2}\cdot e$ см², что не противоречит эксперимен[illegible] такой оценке $|Q|<0{,}0009\cdot e\cdot10^{-24}$ см².

Наши выводы можно резюмировать [illegible] образом: данные о β-распаде He^6 и о магнитном и квадрупольном моментах Li^6 могут быть объяснены в рамках оболочечной [illegible] промежуточной связью. В пользу этой модели [illegible] совпадение величины $y=1{,}5$ с величиной [illegible] и из данных о разности энергий между ними [illegible].

Пользуюсь случаем [illegible] Я. А. Смородинского, предложившего эту тему [illegible] замечаний.

Цитированная литература

[illegible] (1952).
[illegible]
[illegible] Mendez A., Ludofsky L., Phys. Rev., 87, 1140
[illegible] 25 [illegible] (1953).

[illegible] НАУК СССР
Т. [illegible] СЕРИЯ [illegible]ЧЕСКАЯ 1955

Д. А. МАКСИМОВ и Я. А. СМОРОДИНСКИЙ

К ТЕОРИИ ДВОЙНОГО β-РАСПАДА

§ 1. Введение

Изучение двойного β-распада может привести к выяснению [illegible]твенности нейтрино и антинейтрино. Недавно [illegible]йной β [illegible] обнаружен у ядра Ca^{48} Маккарти [1]. Анализ [illegible] изучению двойного β-распада у различных ядер [illegible] были сделаны в статье Я. Зельдовича, С. Лукьянова [illegible]ого [2]. В этой статье было указано, что особый [illegible]йной β-распад Ca^{48}, так как из всех изотопов [illegible]ментов, для которых двойной β-распад [illegible]адает максимальной энергией распада (4,3 МэВ [illegible] и продукт его распада Ti^{48} обладают одинаковым строением ядер [illegible] ядра имеют по восемь нуклонов в состоянии $f_{7/2}$ сверх заполненной [illegible]лочки Ca^{40}. Поэтому ядерный матричный элемент для распада Ca^{48} [illegible]жен быть большим по сравнению с распадом более тяжелых ядер [illegible] этого случая можно вычислить матричный элемент перехода двух [illegible]лонов по схеме оболочек. Этому и посвящена настоящая работа [illegible]яние взаимодействия с другими нуклонами (сердцевиной) можно учесть [illegible] введением некоторого поправочного фактора, как будет выяснено [illegible] в § 7.

Вероятность безнейтринного двойного β-распада сильно зависит [illegible]ергии перехода, в связи с [illegible] интерес представляют [illegible] переходы на основное [illegible]. В настоящей работе [illegible] рассматриваются только [illegible]

Итак, наша задача [illegible] основе модели независимых [illegible] нуклонов вычислить [illegible] элементы для скалярной связи

$$\int 1\int 1 \;[illegible]$$

для тензорной связи

$$\int\sigma\int\sigma=\langle F\,|\sum_{i\neq k}\tau_i^{+}\tau_k^{+}(\vec{\sigma}_i\vec{\sigma}_k)|\,I\rangle.$$

Здесь τ_i^{+} — оператор перехода i-го нейтрона в протон, $\vec{\sigma}_i$ — оператор спина [illegible] нуклона, I и F — начальное (Ca^{48}) и конечное (Ti^{48}) состояния ядра. [illegible] состояния обладают одинаковым внутренним ядром Ca^{40}, которое в переходе не участвует и может быть исключено из рассмотрения. Поэтому начальное состояние I [illegible] восьми нейтронов с индивидуальными моментами $j=7/2$ [illegible] состояние описывает [illegible] оболочку $f_{7/2}^{8}$, замкнутую относительно [illegible] изотопический спин [illegible] этого состояния $T=4$ [illegible] изотопический [illegible]. Полный момент начального ядра, конечно, $J=0$ [illegible] полный

* Важность изучения Ca^{48} была отмечена [illegible]

... F поэтому равен нулю. На неза-
... два протона и шесть нейтронов,
... $T_\zeta = 2$
... состояний n эквивалент-
... $T_\zeta = 2$ существуют всего

... ояние II ...
... обладал

... перех...
... сумма ква...

§ ...

В теории оболочек мо... нов. Состояние i-го нуклона ... момента m мы будем описывать ... нором ранга 7 $\varphi_m(i)$ и изотопически... нуклон находится в зарядовом состоя... нуклон есть протон. При построении ... использовать функции вида:

$$\chi(12) = \chi_{-1}(1)\chi_{-1}(2)\chi_1 \ldots$$

$\chi(12)$ соответствует состоянию, в котором 1 ...

Полная волновая функция строится и... функций обычным образом. Так, сразу мож... новую функцию, которая описывает оболочк...

$$\Psi_I(J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4) = \Phi_0 \cdot \chi \ldots$$

где

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{8!}} \Sigma \pm \ldots$$

— полностью антисимметричная ...

— изотопическая фу...

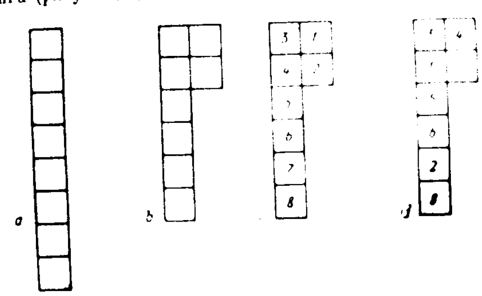
Так же ... шести нейт... ... ская фун... ния та...

... может быть доказано ... невозможностью построе... ... нечетного числа пар частиц.

...пространственно-спиновая функция совпадает с начальной Φ_0. Поэтому

$$\Psi_F(J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4) = \Phi_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{28}} \sum_{i<k} \chi(ik).$$

...ой функции, как легко видеть, соответствует схема Юнга (рисунок, a) ...новой функции состояния $T=2$, $T_\zeta=2$ должна ... схема Юнга (рисунок, b).



...кция $\Phi_F(12)$, соответствующая ... схеме Юнга (рисунок ...), может быть построена из некоторой ... функции Φ путем ... ризации ее по нуклонам (13) и ... антисимметри... по группам (12) и ... Φ в общем случае може... построена способом, ... Нас интересуют состояния ... функцию ...

Поэтому ... Φ ... по указанной схеме ... не ... однозначность состояния. Именно в этом ... состояний вводится ... J и T. Для дальнейшего ... s как число, показыв... не входит в волновую функцию состояний ... в скалярной комбинации

$$\ldots \varphi_m(i)\, \varphi_{-m}(k).$$

... свойств пространств... Наиболее прост... $s = 0$. Она ...

...римые свойства ... Из этой функции ... дальнейших вычислений ...

$$\Phi_F(12) = N_s \hat{A}_4 \ldots$$

Здесь в явном виде произведена антисимметризация ... (34) и (5678); $\hat{A}_4$ — антисимметризация ...

$\frac{6!}{2!4!} = 15$ членам. N_6 — нормировка. Полезно ... стоят функции четырех нуклонов, соответствующие ... нам $J = 0$ и $T = 2$:

$$\varphi_{T=0}(12|34) = 2\left[\begin{smallmatrix}1\\2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix}3\\4\end{smallmatrix}\right] + \left[\begin{smallmatrix}1\\3\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix}2\\4\end{smallmatrix}\right] - \left[\begin{smallmatrix}1\\4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix}2\\3\end{smallmatrix}\right] \qquad (12)$$

... черта в $\varphi_{T=0}(12|34)$ разделяет группы, внутри которых ... симметризация и

$$\ldots \left[\begin{smallmatrix}5\\8\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix}6\\7\end{smallmatrix}\right] + \left[\begin{smallmatrix}5\\8\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix}6\\7\end{smallmatrix}\right]. \qquad (13)$$

... (14) легко построить полностью ... состояния $J = 0$, $T = 2$, $T_\zeta = 2$,

$$\ldots \sum_k \chi(ik)\,\Phi_F(ik) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{28}}\{\chi(12)\Phi_F(12) \ldots \chi(34)\Phi_F(34) + \ldots\}, \qquad (14)$$

где $\Phi_F(ik)$ получается из $\Phi_F(12)$ простым изменением нумерации. Например, функции $\Phi_F(47)$ соответствует схема Юнга (рисунок, *d*).

Набору квантовых чисел $J = 0$, $T_\zeta = 2$, $s = 0$ соответствуют лишь два состояния из (3) — I и II. Первое состояние описывается функцией (8). Функция (14) ортогональна к (8), что можно проверить непосредственно, вычисляя скалярное произведение функций, но это ясно уже из того, что (8) и (14) принадлежат к различным схемам Юнга. Следовательно, функция (14) действительно описывает состояние $T = 2$.

Две функции, соответствующие $T = 2$, $s = 4$, имеют вид (14), но с более сложными $\Phi_F(ik)$. Задачу ... можно свести к задаче четырех частиц, представив ... в виде (11), но теперь функции в первой скобке не будут ... смысл [ ] [ ] = [ ] × [ ], который имелся в случае $s = 0$ ... с $s = 4$ строить не будем. Укажем лишь, что, строя ... частиц методом [4], можно непосредственно убедиться, что ... (3) действительно исчерпывают возможный набор функций ...

§ 3. Вычисление нормировки

Чтобы функцией (14) можно было пользоваться, нужно еще вычислить нормировку N_6. Это вычисление не тривиально, поскольку в $\Phi_F(12)$ некоторые члены, например,

$$\varphi_{\frac{1}{2}}(1)\varphi_{-\frac{1}{2}}(2)\varphi_{\frac{1}{2}}(3)\varphi_{-\frac{1}{2}}(4)\varphi_{\frac{1}{2}}(5)\varphi_{-\frac{1}{2}}(6)\varphi_{\frac{1}{2}}(7)\varphi_{-\frac{1}{2}}(8),$$

входят, ввиду $\hat{A}_6$, по три раза, другие вообще взаимно уничтожаются.

Произведем явную антисимметризацию $\hat{A}_6$ по (345678). Для этого удобно записать (11) в виде

$$\Phi_F(12) = N_6\hat{A}_6\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678). \qquad (15)$$

Вертикальными чертами разделены группы, внутри которых уже произведена явная антисимметризация.

$$\begin{aligned}
&\ldots(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678) && \text{1 член}\\
&\varphi_{T=0}(12|35)\,\varphi_{T=2}(4678) && \\
&\varphi_{T=0}(12|36)\,\varphi_{T=2}(5478) && \text{4 члена}\\
&- \ldots && \\
&- \varphi_{T=0}(12|54)\,\varphi_{T=2}(3678) && \text{4 члена}\\
&\ldots && \\
&+ \varphi_{T=0}(12|56)\,\varphi_{T=2}(3478) && \\
&+ \varphi_{T=0}(12|57)\,\varphi_{T=2}(3648) \ldots && \\
&+ \ldots &&
\end{aligned} \qquad (16a)$$

для большей наглядности подчеркнуты ... перестановка) или (вид *B*):

$$\begin{aligned}
\Phi_F(12) = -N_6\{&\varphi_{T=0}(12|\ldots)\,\varphi_{T=2}(4678)\\
&- \varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678)\\
&\varphi_{T=0}(12|36)\,\varphi_{T=2}(4578)\\
&\ldots\}
\end{aligned} \qquad (16b)$$

Получаем следующие равенства:

$$\begin{aligned}
(\Phi(12), \Phi(12)) &= N_6(\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \Phi_F(12, \text{вид } A)) = \\
&= N_6(\varphi_{T=0}(12|35)\,\varphi_{T=2}(4678),\ \Phi_F(12, \text{вид } B)) = \\
&= 15N_6(\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \Phi_F(12, \text{вид } A)).
\end{aligned} \qquad (17)$$

...сь, как обычно, (Φ_1, Φ_2) означает скалярное произведение. Введем обозначения:

$$\left.\begin{aligned}
\varphi^2_{T=0} &= (\varphi_{T=0}(12|34),\ \varphi_{T=0}(12|34))\\
\varphi^2_{T=2} &= (\varphi_{T=2}(5678),\ \varphi_{T=2}(5678))\\
p &= (\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \varphi_{T=0}(12|35)\,\varphi_{T=2}(4678))\\
q &= (\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \varphi_{T=0}(12|56)\,\varphi_{T=2}(3478)).
\end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

Тогда ввиду того, что

$$(\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \varphi_{T=0}(12|\ldots)\,\varphi_{T=2}(\ldots478)) = \ldots$$

и т. п., получим

$$(\Phi_F(12), \Phi_F(12)) = 15N_6^2(\varphi^2_{T=0}\ldots\varphi^2_{T=2} \ldots q) \ldots \qquad (20)$$

Вычисление $\varphi^2_{T=0}$, $\varphi^2_{T=2}$, p и q значительно облегчается тем, что в $\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678)$ существенны лишь члены, несодержащие одинаковых ... индивидуальных моментов внутри каждой группы ...

В дальнейшем нами используются формулы:

$$\Big(\underbrace{[\;]\cdots\left[\begin{smallmatrix} i\\ k\end{smallmatrix}\right]}_{n}\cdot\underbrace{[\;]\cdots\left[\begin{smallmatrix} i\\ k\end{smallmatrix}\right]}_{n}\Big)=8\Big(\underbrace{[\;]\cdots}_{n-1}\;\underbrace{[\;]\cdots}_{n-1}\Big),$$

если есть одинаковая пара, и

$$\Big(\underbrace{[\;]\cdots[\;]}_{n}\cdot\underbrace{[\;]\cdots[\;]}_{n}\Big)=\pm 8, \tag{22}$$

если нет одинаковых пар. Знак определяется четностью суммы $n+\Sigma m+\Sigma m'$, что будет ясно при конкретных вычислениях (n — число скалярных пар).

Докажем (22) на частном примере $n=2$. Найдем скалярное произведение для функций:

$$\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]=\sum(-1)^{m_1+m_2+1}\varphi_{m_1}(1)\varphi_{-m_1}(2)\varphi_{m_2}(3)\varphi_{-m_2}(4)$$

и

$$\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 3\end{smallmatrix}\right]=\sum(-1)^{m'_1+m'_2+1}\varphi_{m'_1}(1)\varphi_{m'_2}(2)\varphi_{-m'_2}(3)\varphi_{-m'_1}(4).$$

Помня, что

$$(\varphi_m(i),\ \varphi_{m'}(k))=\delta_{ik}\delta_{mm'}, \tag{23}$$

получаем

$$\left(\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\cdot\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 3\end{smallmatrix}\right]\right)=$$

$$=\sum_{m_1=m'_1=-m'_2=m_2}(-1)^{m_1+m_2+m'_1+m'_2+2}=\sum(-1)^{2m+2}=-8 \tag{24}$$

Ниже мы будем это записывать коротко:

$$\overset{2+}{\left(\overset{m}{\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]}\overset{m}{\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]}\cdot\overset{m}{\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 4\end{smallmatrix}\right]}\overset{-m}{\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 3\end{smallmatrix}\right]}\right)}=-8 \quad (2m+2 \text{ — нечет}$$

Над скалярным произведением выписана сумма $(n+\sum m+\sum m')$ с учетом (23).

Легко вычисляются

$$\varphi^2_I = 2^{\cdot}3^{\cdot} \text{ и } \varphi^2_J \ldots 2^{\cdot}\ldots$$

Вычислить f ... [illegible]

$$f \ldots [illegible] \ldots \left[\begin{smallmatrix} 5\\ 8\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 6\\ 7\end{smallmatrix}\right]\ldots$$

$$\ldots\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 8\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 6\\ 7\end{smallmatrix}\right]\}$$

... [illegible] ...

$$\ldots 8^2 \quad (2 \ldots \text{ — чет.})$$

$$\ldots 8\cdot 8 \quad (3+2m \text{ — чет.})$$

$$\ldots\left[\begin{smallmatrix} \cdot\\ 3\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} \cdot\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} \cdot\\ 8\end{smallmatrix}\right]\Big)=-8\cdot 8 \quad (3 \text{ — нечет.})$$

... [illegible] подобны вычислениям (24).

... [illegible] очевидно, что от перемены обозначения ... [illegible] ...ся, получим величину

$$\ldots+(2\cdot 8^3+8^2)\cdot 3+(2\cdot 8^3+8^2)\cdot 3=3\cdot 7\cdot 2^9.$$

Т... [illegible] слагаемым функции $\varphi_{T=0}(12|34)$. Множитель ... [illegible] функций типа $\varphi_{T=2}$: существенны члены, содержащие ... пары $\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]$, $\left[\begin{smallmatrix} 6\\ 8\end{smallmatrix}\right]$ или $\left[\begin{smallmatrix} 6\\ 7\end{smallmatrix}\right]$, например $\left(\ldots\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\cdot\ldots\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\right)$.

Теперь найдем q.

$$q=\Big(\Big\{2\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]+\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 3\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 4\end{smallmatrix}\right]-\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 3\end{smallmatrix}\right]\Big\}\Big\{\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]-\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 7\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 6\\ 8\end{smallmatrix}\right]+\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 8\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 6\\ 7\end{smallmatrix}\right]\Big\}\cdot$$

$$\Big\{2\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]+\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 5\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 6\end{smallmatrix}\right]-\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 5\end{smallmatrix}\right]\Big\}\Big\{\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]-\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 7\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 4\\ 8\end{smallmatrix}\right]+\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 8\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 4\\ 7\end{smallmatrix}\right]\Big\}\Big)=$$

$$=\Big(\Big\{2\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]+\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 3\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 4\end{smallmatrix}\right]-\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 3\end{smallmatrix}\right]\Big\}\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\cdot$$

$$\Big\{2\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]+\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 5\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 6\end{smallmatrix}\right]-\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 5\end{smallmatrix}\right]\Big\}\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\Big)$$

...альные члены взаимно сокращаются, так как содержат одинаковые ...екции внутри группы нуклонов (5678). При вычислении существенны ...ны вида

$$\left(\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\cdot\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\right)=8^4;\quad\left(\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\cdot\right.$$

$$\left.\ldots\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\right)=+8^3;\quad\left(\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 2\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\cdot\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 5\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\right)=\ldots$$

$$\left(\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 3\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\cdot\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 5\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\right)=+8^2;$$

$$\left(\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 3\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 5\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\cdot\left[\begin{smallmatrix} 1\\ 6\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 2\\ 5\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 3\\ 4\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix} 7\\ 8\end{smallmatrix}\right]\right)=-8^2.$$

...уда получаем

$$q=2(2\cdot 8^4+8^3+8^3)+(2\cdot 8^3+8^2+8^2)+(2\cdot 8^3+8^2+8^2)=2^7\cdot 3^4.$$

...ставляя найденные величины в (20), найдем нормировку функции (12) на единицу:

$$N^2_2 = \ldots [illegible]$$

§ 4. Вычисление матричного элемента ... [illegible]

...очень легко вычислить матричный элем... [illegible]

$\sum\tau_i^+\tau_k^+$ не действует на пространственн... [illegible]

...личен от нуля лишь переход $T=4 \ldots$ [illegible]

...вующие функции (5) и (8), сразу получаем

$$\int 1\int 1=\langle F|\sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+|I\rangle=$$

$$=\langle J=0,\ T=4,\ T_\zeta=2\,\Big|\sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+\Big|\,J=0,\ T \ldots\rangle= \tag{26}$$

$$\ldots(\Phi_0,\ \Phi_0)=2\sqrt{28}.$$

§ 5. Вычисление матричных элементов $\int \varphi \{ \varphi$ ...

В оператор $L = \sum_{i \neq k} ... (\sigma_i \sigma_k)$ входит одночастичные ...

$$... (k) + \frac{1}{2} \sigma_+ (i) \sigma_- (k) + \frac{1}{2} \sigma_- (i) \sigma_+ (k), \qquad (27)$$

$$... \quad \sigma_x - i\sigma_y.$$

... внутри оболочки j_{l_1}, т. е. полные моменты ... нуклона до и после перехода

$$(28)$$

где

$$f(m) = \sqrt{(j - m + 1)(j + m)} ... \qquad (29)$$

Ниже будут использованы равенства:

$$\begin{aligned} &\sum m^2 = 42; \quad \sum m^4 = {}^1/_8 777; \\ &\sum_{m_1 \neq m_2} m_1 m_2 = -42; \quad \sum ... m_1 m_2 = 0; \quad \sum_{m_1 \neq m_2} m_1^2 m_2^2 ... 2751; \\ &f(-m) = f(m+1); \quad \sum f^2(m) = 84; \\ &\sum f^2(m+1) f^2(m) = 1008; \quad \sum m(m-1) f^2(m) ... \end{aligned} \qquad (30)$$

Матричные элементы от оператора L удобно записывать как скалярное произведение

$$\int \varphi \{ \varphi = \langle F | \hat{L} | I \rangle = (\Psi_I, ...) \qquad (31)$$

Вычислим этот матричный элемент для перехода

$$J = 0, \ T = 4, \ T_\zeta = 4 \to J ... \ 2, \ s = 0.$$

Результат действия операторов ... оказался

$$(\Psi_F (T = 2, \ s = 0), \ \hat{L} \Psi_I) ... (\Phi_F (12), \ \sigma_1 \sigma_2 \Phi_0). \qquad (32)$$

Оператор $\sigma_1 \sigma_2$ действует на индивидуальные функции первого и второго нуклонов. Поэтому при вычислении матричных элементов для краткости мы будем явно выписывать лишь ту часть функций Φ_0 и Φ_F (12), которая содержит 1-й и 2-й нуклоны. При этом нужно помнить, что Φ_0 полностью антисимметрична и не содержит членов с одинаковыми проекциями моментов у двух нуклонов. Ясно, что при такой ... ной записи равенства должны пониматься в условном ... раз

$$\Phi_F ... \left\{ \begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix} \begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}5\\7\end{bmatrix} \begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}5\\8\end{bmatrix} \begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix} \right\}.$$

Начальная ... представить в виде

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{8!}} \Sigma \pm \begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix} \begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix} \begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix} \begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}. \qquad (33)$$

где суммирование производится по существенно различным функциям, не равным друг другу с точностью до знака. Тогда вычисление матричного элемента от $\sigma_z \sigma_z$ сводится к нахождению следующих ...

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}, \ \sigma_z(1) \sigma_z(2) \begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix} \right) = \left(\frac{1}{7} \right)^2 \sum_{m_1 ...} m_1 m ...$$

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix} \begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}, \ \sigma_z(1) \sigma_z(2) \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix} \begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} \right) = ... \sum ...$$

...юда

$$(\Phi_F (12), \sigma_z(1) \sigma_z(2) \Phi_0) = \frac{N_0}{\sqrt{...}} 2 ... 6 \cdot 4! \cdot 15, \qquad (34)$$

...ь N_0 и $\frac{1}{\sqrt{8!}}$ — нормировки, 2 — коэффициент при $\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix} \begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}$, 6 — число ...нов из $\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}$ при данном $\varphi_m(1) \varphi_{-m}(2)$ из $\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}$, 4! — число членов ...симметричной функции от (5678), 15 — множитель из-за $\hat{A}_0$.

Вычисление матричного элемента от $\sigma_+ \sigma_-$ проведем несколько ...нее:

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}, \ \sigma_+(1) \sigma_-(2) \begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix} \right) = \left(\Sigma (-1)^{...} \varphi_m(1) \varphi_{-m}(2), \right.$$

$$\left(\frac{1}{7} \right)^2 \Sigma (-1)^{m' + \frac{1}{2}} f(m' + 1) f(-m') \varphi_{m'+1}(1) \varphi_{-m'-1}(2) \Big) =$$

$$\left(\frac{1}{7} \right)^2 \sum_{m = m' + 1} (-1)^{m + m' + 1} f(m' + 1) f(-m') = -\left(\frac{1}{7} \right)^2 \sum f^2(m) = -\frac{84}{49}. \qquad (35)$$

$$... \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix} \begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} =$$

$$\left(\frac{1}{7} \right)^2 \sum_{|m_1| \neq |m_2|} (-1)^{m_1 ... m_2 ...} f(m_1 + 1) f(m_2) ... \varphi_{m_1}(2) \varphi_{-m_1}(3) \varphi_{-m_2}(4 ... \qquad (36)$$

Опять равенство написано с учетом того, что фактически в $\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix} \begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}$, рассматриваемой как часть Φ_0, присутствуют лишь члены, не исчезающие при антисимметризации по (1234).

Ясно, что

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix} \begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}, \ \sigma_+ \sigma_- \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix} \begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} \right) ... \qquad (37)$$

а отличен от нуля член вида

$$\left(\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix} \begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}, \ \sigma_+ \sigma_- \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix} \begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} \right) =$$

$$... (-1)^{m_1 + m_2 + 1 + (m_1 + 1) + (m_2 - 1) + 1} f(m_1 + 1) f(m_2) ... + \frac{84}{49} \qquad (38)$$

Собирая подобные члены, получим:

$$(\Phi_F(12),\ \sigma_+(1)\,\sigma_-(2)\,\Phi_0) = \frac{N_0}{\sqrt{8!}}\left\{2\left(-\frac{84}{49}\right)6+\left(\frac{[illegible]}{[illegible]}\right)[illegible]\right.$$

Здесь нужно иметь в виду, что в $\Phi_F(12)$ члены вида [illegible] [illegible] противоположный четности перестановки. Окончательно [illegible]

$$(\Phi_F(12),\ \sigma_+(1)\,\sigma_-(2)\,\Phi_0) = -\frac{N_0}{\sqrt{8!}}\cdot\frac{84}{49}\cdot 10\cdot 41\cdot 15. \qquad (40)$$

[illegible] что

$$(\Phi_F(12),\ \sigma_+(1)\,\sigma_-(2)\,\Phi_0) = (\Phi_F(12),\ \sigma_-(1)\,\sigma_+(2)\,\Phi_0). \qquad (41)$$

Отношение матричных элементов (34) и (40) равно:

$$\frac{(\Phi_F(12),\ \sigma\sigma_z\Phi_0)}{(\Phi_F(12),\ \sigma_z\sigma\,\Phi_0)} = \frac{3}{5}. \qquad (42)$$

Теперь можно написать полный матричный элемент:

$$M_2 \equiv (\Psi_F(T=2,\ s=0),\ \sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+(\vec\sigma_i\vec\sigma_k)\,\Psi_I) = -\frac{N_0\sqrt{8!}\cdot 48}{7\sqrt{7}}, \qquad (43)$$

$$M_2^2 = \frac{36\cdot 32}{49\cdot 128} = 0{,}18. \qquad (44)$$

Соответственно для [illegible] $\Psi_F(T=4)$ вычисляются:

$$(\Phi_0,\ \sigma_z\sigma_z\Phi_0) = \left(\frac{1}{7}\right)^{[illegible]}\frac{1}{[illegible]}\sum[illegible]\,m_i m_k\cdot 6! = -\frac{1}{56}\cdot\frac{42}{49} \qquad (45)$$

и

$$(\Phi_0,\ \sigma_+\sigma_-\Phi_0) = -\left(\frac{1}{7}\right)^{[illegible]}\frac{1}{[illegible]}\sum_m[illegible](m) = -\frac{1}{56}\cdot\frac{84}{49}. \qquad (46)$$

Минус в (46) получается ввиду того, что результат, не исчезающий из-за антисимметричности Φ_0, отличен от нуля лишь для переходов $m\leftrightarrow m-1$, которые меняют четность перестановки. Из (45) и (46) находим:

$$M_1 \equiv (\Psi_F(T=4),\ \sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+(\vec\sigma_i\vec\sigma_k)\,\Phi_I) = -\frac{9}{7\sqrt{7}}, \qquad (47)$$

$$M_1^2 = 0{,}24 \qquad (48)$$

§ 6. Переходы в состояния с $s=4$

Как легко показать, оператор $\hat L = \Sigma\tau_i^+\tau_k^+(\vec\sigma_i\vec\sigma_k)$ коммутирует с оператором полного момента $\mathbf{J} = \Sigma(\mathbf{l}_i + \vec\sigma_i)$, где $\mathbf{l}_i$ и $\vec\sigma_i$ — операторы орбитального и спинового моментов i-го нуклона. Это обстоятельство дает возможность косвенным путем получить некоторые сведения [illegible] в два состояния с $s=4$, а именно вычислить полусумму [illegible] матричных элементов в эти состояния.

В самом деле, из того, что полный момент сохраняется, [illegible] что можно написать разложение

[illegible] $T=4,\ T_\zeta=4) +$
[illegible] $=2,\ s=0) +$
[illegible] $T_\zeta=2,\ s=4) +$
[illegible] $T=2,\ T_\zeta=2,\ s=4). \qquad (49)$

[illegible] поскольку, как указывалось, других состояний [illegible]. Если Ψ_F нормированы на 1, то ясно, что $M_{[illegible]}$ [illegible] матричные элементы переходов в соответствующие состояния.

[illegible] произведение выражения (49) самого на себя

$$(\hat L\Psi_{I},\ \hat L\Psi_I) = M_1^2 + M_2^2 + M_3^2 + M_4^2 \qquad (50)$$

или

$$M_3^2 + M_4^2 = (\hat L\Psi_I,\ \hat L\Psi_I) - M_1^2 - M_2^2. \qquad (51)$$

Формула (51) дает возможность найти полусумму $\frac{1}{2}(M_3^2+M_4^2)$ без использования сложных функций с $s=4$.

Вычисление $(\hat L\Psi_I,\ \hat L\Psi_I)$ полностью аналогично вычислениям § [illegible] и дает

$$(\hat L\Psi_I,\ \hat L\Psi_I) = 1{,}43. \qquad (52)$$

Отсюда

$$\tfrac{1}{2}(M_3^2 + [illegible]) = 0{,}5. \qquad ([illegible])$$

[illegible]

Приводим таблицу вычисленных квадратов матричных элементов. Для двух последних переходов пишем их полусумму. Выделен переход в наиболее вероятное основное состояние.

[illegible]	Начальное состояние	Конечное состояние	Квадрат матричного элемента
$\int 1 \int 1$	$J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4$	$J=0,\ T=4,\ T_\zeta=[illegible]$	[illegible]
$\int\sigma\int\sigma$	$J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4$	$J=0,\ T=4,\ T_\zeta=[illegible]$	0,24
		$J=0,\ T=2,\ T_\zeta=[illegible]$	[illegible]
		$J=0,\ T=2,\ T_\zeta=[illegible]$	[illegible]
		$J=0,\ T=2,\ T_\zeta=[illegible]$	[illegible]

[illegible] видно, что наиболее вероятное значение квадрата ядерного [illegible] элемента равно 0,2.

[illegible] представляет собой реальную величину матричного элемента [illegible], только в самых легких ядрах вычисление по [illegible] приводит к правильному значению матричного элемента [illegible], заключается в изменении формы [illegible], проведенный Бором и Моттельсо[illegible] ном [6], показывает, что в области оболочки $f_{7/2}$ ... значение времени жизни больше теоретического ... (для Ca^{48} — в 100, для Sc^{49} — в 80). Этот же множитель надо, ... ввести и в матричный элемент двойного β-распада. Могло бы показаться, что в матричный элемент двойного β-распада этот множитель должен входить в квадрате. Это, однако, не так. Переход в промежуточное состояние после испускания одного нейтрона) будет происходить ... по причинам, аналогичным принципу Кондона — ... конечном состоянии произойдет деформация ядра, ... между заданными основными состояниями ...

... мы можем ожидать только, что теоретическую ... оценку времени жизни. ... представляет собой нижнюю ... отклонения от схемы независимых ... время. Фактор формы также ... меньше 100. Сравнение с опытом ... фактор, что, очевидно, ...

Формула ... [2], она имеет вид:

$$T_{1/2} \approx \ldots \text{ лет}$$

$f(\ )$ для энергии 4,3 MeV равно ...

Подставляя значения остальных величин, входящих в формулу, получим для периода полураспада значения

$$T_{1/2} \approx 0{,}5 \cdot 10^{18} \text{ лет (при энергии 4,3 MeV)}.$$

Ошибки расчета могут привести к тому, что реальное время окажется на порядок больше.

В заключение мы выражаем благодарность Я. Зельдовичу и А. Базю за полезное обсуждение работы.

Примечание при корректуре. Маккарти ... в 1955 г. сообщил новое значение $T_{1/2} \approx (1{,}6 + 0{,}7) \cdot 10^{17} \cdot \ln 2 = (1{,}1 \pm 0{,}5) \cdot 10^{17}$ ... для деформационного фактора величину 500 ÷ 1000.

Цитированная литература

1. McCarthy J., Ph...
2. Зельдович Я. ... Я., УФН, 54, 361 (1954).
3. Flowers ...
4. Mayer ... 86, 37 (1952).
5. ... ИИЛ, М.—Л., 1948.
6. ... 27, No. 16 (1953).
7. ... 81, ... 71 (1951).

* Эти суждения эти очень грубы. Они указывают только на то, что результирующий множитель должен быть меньше квадрата множителя обычного распада. В пользу этого говорит и то обстоятельство, что формы двух четно-четных ядер различаются меньше, чем формы четно-четного и четно-нечетного ядер.

... НАУК СССР
... ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. А. КРАВЦОВ

НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО СОПОСТАВЛЕНИЮ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ СРЕДНИХ ЯДЕР

Большое число экспериментальных данных ... ов, энергий ядерных реакций и энергии ... распадов дает возможность перекрестного контроля ... мов и энергий связи их ядер. В области ядер средних ... ывается, можно контролировать экспериментальные ... разности энергий связи. В ряде случаев ... разности энергий связи ядер, вычисленными ... альным значениям, ставит под сомнение ... установить правильную величину разности энергий ...

В работе [1] мы показали, что при установлении ... экспериментальных данных может быть полезным изучение ... тических поверхностей. Этот метод позволил нам в [1, 2] убедиться ... разрешить некоторые сомнительные случаи и выбрать наиболее надежные экспериментальные данные. Как известно, зависимость энергии ... ядер E от порядкового номера Z и массового числа A может быть представлена в виде четырех энергетических поверхностей в пространстве (E, Z, A): поверхностей для четно-четных, четно-нечетных, нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер. Для удобства построения графиков ... рассматривать энергетические поверхности с уменьшенным ... например для легких и средних ядер эти поверхности могут быть представлены уравнением

$$9A - E\ (Z,\ A)\ \text{MeV} = \text{const}.$$

Удобно рассматривать сечения этих поверхностей плоскостями Z ... (изотопическое сечение), $N = A - Z = \text{const}$ (изонейтронное сечение) и $T = A - 2Z = \text{const}$ (сечение по ядрам с равными избытками нейтронов). Как было установлено в [1], имеется ряд свойств сечений энергетических поверхностей, которые позволяют контролировать сомнительные энергии связи путем сопоставления их с другими энергиями связи. Свойства эти таковы:

1) отсутствуют пересечения между поверхностями для четно-четных и нечетно-нечетных ядер, а также их пересечения с остальными двумя поверхностями;

2) поверхности разной четности ... повторяют все изгибы друг друга;

3) сечения одинаковой четности ... от одного значения Z, N или T к соседнему $Z \pm 2$, $N \pm 2$ или $T \pm 2$ ... некоторое сходство по форме и взаимному расположению кривых;

4) кривые изотопических ($Z = \text{const}$) и изонейтронных ($N = \text{const}$) сечений имеют выпуклость, обращенную только к оси A или Z.

В результате критического сопоставления экспериментальных данных нами были составлены таблицы масс средних атомов и энергии связи их ядер [1]. Недавно появились новые, более точные, масс-спектрометри-

... 9], позволившие уточнить ... числами 68 ÷ 104.

... на основании этих более ... конце статьи), ... энергиях связи Sr^{88}, ... изменениям ... энергиях связи

... энергии связи ... нейтрон... энергии реакции ...

Энергия ... принять ... Из значения энергии ... ческих измерений ... опубликованной в [11, ...] ... связи ядра Sr^{85}. Энергия связи ... спектрометрических данных [3], ... связи ядра Sr^{86}, можно установить, что ... не меньше $11{,}0 \pm 0{,}1$ MeV. Таким образом, ... в Sr^{86}, полученная из масс-спектрометрических из..., больше, чем та же энергия, полученная из реакции ...

Среди использованных в расчетах величин наиб... ляются: энергия β-распада Kr^{85}, измеренная независимо тремя группами авторов [11—13], и нижняя граница энергии ... ного захвата Sr^{85}, также измеренная в трех работах [11, ...] устойчивого Sr^{86} хорошо согласуется с масс-спектрометрическими ... чениями масс Kr^{86}, Rb^{87}, Sr^{87}, Sr^{88}, Y^{89}, Zr^{90} и Nb^{93} по [3] ... энергиям реакций и распадов. Значение массы Sr^{86} ... шиванием всех этих масс и энергий реакций по си... ратов и поэтому наличие систематических ошибок ... массы Sr^{86} мало вероятно. Энергия связи Kr^{86} ... всех видов, описываемые далее, и это ... тическая ошибка в ее измерении ... ником расхождения в значениях ... могут быть три величины ... Rb^{85} из [3] и порог реакции ...

Рассмотрим рис. 1 ... ние по $Z = 36$, ... Кривая 2 приве... ведена через ... численной ... соответ... гии ... пере... ...

Rb^{85}. Пунктирная часть кривой 2 и точка 3 построены по энергии связи Rb^{85}, вычисленной по энергии (d, p)-реакции. Сплошная часть кри-

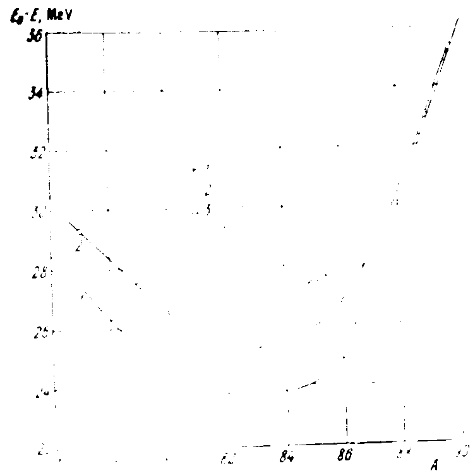
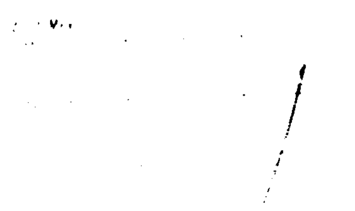


Рис. ... сечение энергетических по... с уменьшенным уклоном для изотопов криптона ($Z = 36$): 1 — точки, построенные по энергиям связи для четно-четных ядер; 2 — точки, построенные по энергиям связи для четно-нечетных ядер ..., для Kr^{85} — по массе Rb^{85}; 3 — точка, построенная ... энергии связи Kr^{86}, вычисленной по энергии (d, p)-реакции

... лежащие на ней точки относятся к нечетно-четным ядрам ... Rb^{85}, вычисленной из масс-спектрометрических данных. ...



... свидетельствует ... ильности значения массы Rb^{85} ...

Для выяснения правильности ... может служить рис. ...

[illegible] энергию связи ядра Sr^{85}. Пунктирная [illegible] лучены из энергии (γ, n)-реакции, сплошная [illegible] на ней точки относятся к четно-нечетным ядрам [illegible] [illegible] из массы Rb^{85}. Пунктирная часть кривой [illegible] [illegible] устанавливает ошибочность измерений [illegible]

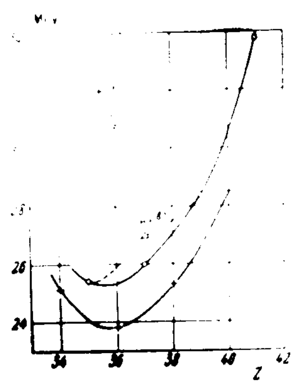


Рис. 3. Изонейтронное сечение энергетических поверхностей с уменьшенным уклоном для ядер с $N=48$: 1 — точки, построенные для четно-четных ядер; 2 — точки для нечетно-четных ядер для Rb^{86}, построенные по масс-спектрометрическим данным; 3 — точка, построенная для энергии связи Rb^{86}, вычисленной по массы Kr^{86} по энергии (d, p)-реакции

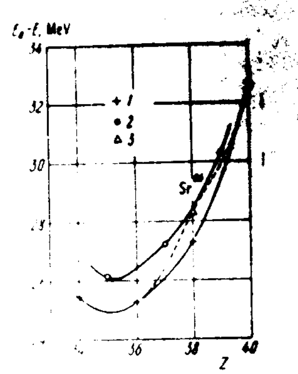


Рис. 5. Изонейтронное сечение энергетических поверхностей с уменьшенным уклоном для ядер с $N=47$: 1 — точки, построенные для четно-нечетных ядер, а для Sr^{86} — по массе Rb^{86}; 2 — точки, построенные для нечетно-нечетных ядер; 3 — точка, построенная для энергии связи Sr^{85}, вычисленной из массы Sr^{86} по энергии (γ, n)-реакции

Таким образом, все рассмотренные сечения и все другие, **которые не приводятся** здесь, **устанавливают** наличие ошибок в **измерениях энергий реакций** Kr^{84}(d, p)Kr^{85} и Sr^{86}(γ, n)Sr^{85} и подтверждают **правильность измерений массы** Rb^{85} в работе [illegible] энергии связи **последних нейтронов следует** считать равными

$$\varepsilon_n(Kr^{85}) = [illegible] \text{ MeV}$$

$$\varepsilon_n(Sr^{85}) = [illegible] \text{ MeV}$$

Эти выводы ра[illegible] данными нами в [1] относительно энергии [illegible] Kr^{85} [illegible] Это различие вызвано всеми новыми измерениями ма[illegible] [illegible]бности, отказом авторов работы [3] от [illegible] массы Kr^{85} [illegible] опубликованного ранее Коллинсом в [17]. Эти [illegible] хорошо согласуются с другими новыми данными, например [illegible] распада Br^{85}, приведенной в [9]. Новые данные об энергии [illegible] ниже в таблице дают более плавные кривые всех [illegible] энергетических поверхностей. Это дает уверенность, что [illegible] масс и энергии связи ядер в интервале $68 \leqslant A \leqslant 104$ [illegible] опубликованных ранее.

[illegible] институт
им. М. И. Калинина

[illegible] литература

1. [illegible], 25, 530 (1953).
2. [illegible], 54, 3 (1954).
3. [illegible]son W., Nier A., Phys. Rev., 94, [illegible]
4. [illegible] van den Bold H., Endt P., Phys[illegible] 20, [illegible]
5. [illegible]ig E., Phys. Rev., 94, 1713 (1954).
6. [illegible] Phys. Rev., 95, 67 (1954).
7. K[illegible] D., Farmer D., Bull. Am. Phys. [illegible]
8. (19[illegible] Phys. Rev., 95, 410 (1954).
9. Di[illegible] W., Wiedenbeck M., Phys. Rev. [illegible]
10. Lu[illegible] Schwartz R., Watson W., Phys. [illegible]
11. Wh[illegible] Mihelich J., Scharff-Goldhaber G. [illegible]
12. Sunyar [illegible] Wall N., Deutsch M., Phys. Rev. [illegible]
13. Zeldes [illegible] Ketelle B., Brosi A., Phys. Rev. [illegible]
14. Bergström I., Ark. Fys., 5, 191 (1952).
15. Sher R., Halpern J., Mann A., Phys. Rev. [illegible]
16. Ter-Pogossian M., Porter F., Phys. [illegible]
17. Emmerich W., Kurbatov J., Phys. [illegible]
18. Collins T., Mass-spectroscopy in Phys. [illegible] Circular 522, 67 (1953).
19. Levi C., Papineau [illegible] R. 1038 [illegible]

ПРИЛОЖЕНИЕ

Массы средних атомов и энергии связи нуклонов их ядер от цинка до калия, [illegible] по масс-спектрометрическим данным работ [3—8, 18]

Атомный номер Z и элемент	Массовое число A	Число нейтронов N	Вид радиоактивности	Масса атома (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклонов в ядре, MeV
1	2	3	4	5	6
[illegible] — Zn	68	38	уст.	67,946 71±11	595,10±0,10 нк
	69	39	β^-	68,948 68±6	601,61±0,06 нк
	70	40	уст.	69,947 59±8	611,01±0,08 нк
	71	41	β^-	70,949 7 ± 3	617,4 ± 0,3
	72	42	β^-	71,950 5 ± 3	625,0 ± 0,3
[illegible] — Ga	68	37	β^+	67,949 83±11	591,42±0,10 нк
	69	38	уст.	68,947 72±6	601,73±0,06 нк
	70	[illegible]	[illegible]	69,948 27±8	609,59±0,08 нк
	71	[illegible]	[illegible]	70,947 42±15	618,75±0,14 нк
	72	[illegible]	[illegible]	71,948 79±7	625,85±0,07
	73	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible] — Ge	69	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	70	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	71	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	72	40	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	73	41	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	74	42	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	75	43	β	[illegible]	[illegible]
	76	44	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	77	45	β	[illegible]	[illegible]
	78	46	β	[illegible]	[illegible]

Примечания: «э.з.» — электронный захват; [illegible] получены интерполяцией по кривым, [illegible] при [illegible] и масс применялось уравновешивание экспериментальных [illegible] [illegible] [illegible].

(*Продолжение*)

1	2	3	4	5	Энергия связи нуклонов в ядре, MeV 6
					[illegible],88±0,15
					623,93±0,05
					[illegible] ±0,2 ■
					642,33±0,09
					652,40±0,05
					[illegible],71±0,07
					[illegible],44±0,05
					[illegible] ± 0,2
					685,5 ± 0,2
					631,0 ± 0,2 ■
					642,84±0,08
					[illegible],75±0,05
					661,94±0,05
					[illegible],36±0,05
				[illegible]	679,84±0,05
	[illegible]	[illegible]	β	78,943 67±[illegible]	686,84±0,06
	[illegible]	[illegible]	уст.	79,941 92±5	696,83±0,05
	81	47	β⁻	80,943 68±8	703,57±0,08
	82	48	уст.	81,942 68±5	712,85±0,05
	83	49	β⁻	82,944 1 ± 2	719,9 ± 0,2
[illegible] — Br	75	40	β⁺	74,949 40±5	647,25±0,05
	76	41	β⁺	75,948 38±9	656,57±0,08
	77	42	β⁺	76,945 93±[illegible]	667,22±0,05
	78	43	β⁺	77,945 88[illegible]	675,63±0,09
	79	44	уст.	78,943[illegible]	686,21±0,06
	80	45	β⁺, β⁻	79,9[illegible]	[illegible]±0,05
	81	46	уст.	[illegible]	[illegible]±0,06
	82	47	β⁻	[illegible]	[illegible],08
	83	48	β⁻	[illegible]	[illegible]±0,06
	84	49	β⁻	[illegible]	728,28±0,06
	85	50	β⁻	[illegible]	737,4 ± 0,2
	87	52	β⁻	[illegible]	747,[illegible]±0,5
36 — Kr	77	41	β⁺	[illegible]	[illegible]
	78	42	уст.	[illegible]	675,78±0,[illegible]
	79	43	β⁺	[illegible]	683,55±0,06
	80	44	[illegible]	[illegible]	[illegible],44±0,06
	81	45	[illegible]	[illegible]	703,3 ± 0,2 ■
	82	46	уст.	81,939 52±7	714,23±0,06
	[illegible]	[illegible]	уст.	[illegible] 44±6	721,75±0,06
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible] 21±6	732,18±0,06
	[illegible]	[illegible]	β	[illegible] 86±7	739,08±0,07
	[illegible]		[illegible]	[illegible]±13	749,12±0,12 нк
	[illegible]		[illegible]	[illegible]	754,70±0,13 нк
	[illegible]		[illegible]	[illegible]	761,82±0,17
	[illegible]		[illegible]	[illegible]	768,0 ± 0,4
	[illegible]			[illegible]	774,6 ± 0,3 ■
37 — [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	700,5 ± 0,3 ■
			β⁺	[illegible]	709,4 ± 0,3 ■
		[illegible]		[illegible]	720,0 ± 0,2 ■

(*Продолжение*)

Порядковый номер Z и элемент	Массовое число A	Число нейтронов N	Вид радиоактивности	Масса атома (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклонов в ядре, MeV
1	2	3	4	5	6
	84	47	β⁺	83,94[illegible]	[illegible]
	85	48	уст.	84,93[illegible]	
	86	49	β	85,9[illegible]	
	87	50	уст., β	[illegible]	
	88	51	β	[illegible]	
	89	52	β	[illegible]	
	90	[illegible]	β	[illegible]	
	82	[illegible]	β⁺	[illegible]	[illegible]
	83	45	β⁺	[illegible]	[illegible]
	84	46	уст.	[illegible]	[illegible]
	85	47	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible] — Sr	86	48	уст.	[illegible]	[illegible]
	87	49	уст.	[illegible]	[illegible]
	88	50	уст.	87,933 75±14	[illegible]
	89	51	β	88,935 67±16	[illegible]
	90	52	β⁻	89,935 91±24	[illegible]
	91	53	β⁻	90,938 63±25	[illegible]
	86	47	β⁺	85,941 3 ± 4	[illegible]
	87	48	β⁺	86,938 6 ± 3	[illegible]
	88	49	β⁺	87,936 67±16	[illegible]
[illegible] — Y	89	50	уст.	88,934 09±17	[illegible]
	90	51	β⁻	89,935 27±24	782,77[illegible]
	91	52	β⁻	90,935 77±25	790,[illegible]
	92	53	β⁻	91,938 7 ± 4	796,[illegible]
	93	54	β⁻	92,938 8 ± 5	804,[illegible]
	94	55	β⁻	93,943 0 ± 6	[illegible]
	87	47	β⁺	86,942 4 ± 3	[illegible]
	88	48	[illegible]	87,937 2 ± 3	[illegible]
	89	49	β⁺	88,937 [illegible]±18	[illegible]
	90	50	уст.	89,9[illegible]	[illegible]
[illegible] — Zr	91	[illegible]	уст.	[illegible]	
	[illegible]	[illegible]	уст.	[illegible]	
	[illegible]	[illegible]	β	[illegible]	
	[illegible]	54	уст.	[illegible]	
	95	[illegible]	β	[illegible]	
	96	56	уст.	[illegible]	
	97	57	β		
	89	48	β		
	90	[illegible]	β⁺		
	[illegible]	[illegible]	[illegible]		
	[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible] — Nb	[illegible]	[illegible]	[illegible]		
	94	[illegible]	[illegible]		
	95	54	[illegible]		
	96	55	β		
	97	56	β		
	99	58	[illegible]		

Порядковый номер Z и элемент	Массовое число A	Число нейтронов N	Вид радиоактивности	[illegible]	[illegible]	
1	2	3	4	5	[illegible]	
[illegible] — Mo	91	49	β⁺	90,939 66±29	[illegible]	
	92	50	уст.	91,934 51±27	[illegible]	
	[illegible]	51	э. з.	92,935 3 ± 5	[illegible]	
	[illegible]	52	уст.	93,934 37±20	814,[illegible]	
	[illegible]	[illegible]	уст.	94,936 0 ± 4	821,[illegible]	
	[illegible]	[illegible]	уст.	95,935 2 ± 4	830,75[illegible]	
	97	[illegible]	уст.	96,936 8 ± 5	837,6 ± 0,5	и
	98	56	уст.	97,936 0 ± 4	846,7 ± 0,4	и
	99	57	β	98,938 6 ± 5	852,6 ± 0,5	и
	100	58	уст.	99,938 4 ± 3	861,2 ± 0,3	
	101	59	β⁻	100,941 2 ± 5	866,9 ± 0,5	и
43 — Tc	93	50	β⁺	92,938 6 ± 5	801,6 ± 0,5	и
	94	51	β⁺	93,938 98 ± 22	809,66±0,21	
	95	52	э. з.	94,937 5 ± 4	819,4 ± 0,4	и
	96	53	э. з.	95,938 1 ± 5	827,2 ± 0,5	и
	97	54	э. з.	96,936 9 ± 5	836,7 ± 0,5	и
	([illegible])	[illegible]	([illegible])	97,937 7 ± 6	844,3 ± 0,6	и
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible],937 2 ± 5	853,2 ± 0,5	и
	100	[illegible]	[illegible]	[illegible],938 6 ± 6	860,2 ± 0,6	и
	101	[illegible]	[illegible]	[illegible],938 8 ± 6	868,4 ± 0,6	и
44 — Ru	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible],940 3 ± 6	816,0 ± 0,6	и
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible],938 1 ± 5	826,4 ± 0,5	и
	97	[illegible]	[illegible]	[illegible],937 8 ± 6	835,1 ± 0,6	и
	[illegible]	[illegible]	уст.	[illegible],936 2 ± 7	844,9 ± 0,7	и
	[illegible]	55	уст.	[illegible],936 8 ± 7	852,7 ± 0,7	и
	100	56	уст.	99,935 6 ± 8	862,2 ± 0,8	и
	101	57	уст.	100,937 1 ± 6	869,2 ± 0,6	и
	102	58	уст.	101,936 10 ± 9	878,50±0,09	
	103	59	β⁻	102,938 3 ± 2	884,8 ± 0,2	
	104	60	уст.	103,937 [illegible]	[illegible],8 ± 0,3	и
45 — Rh	98	53	β⁺	[illegible]	[illegible],1 ± 0,8	и
	99	54	β⁺	[illegible]	850,2 ± 0,7	и
	100	55	β⁺	[illegible]	857,8 ± 0,8	и
	101	56	[illegible]	[illegible]	868,1 ± 0,6	и
	102	[illegible]	[illegible]	[illegible]	875,44±0,09	
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	884,85±0,12	
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	891,64±0,12	
46 — Pd	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	855,2 ± 0,8	и
				[illegible]	864,0 ± 0,8	и
				[illegible]	875,78±0,09	
				[illegible]	883,51±0,12	
				[illegible]	893,44±0,10	
				[illegible]	879,8 ± 0,3	
				[illegible]94[illegible] ± 12	888,38±0,12	
				[illegible],942 98 ± 14	885,75±0,14	

[illegible]ДЕРЖАНИЕ

[illegible]АНИЯ ПО β — γ-СПЕКТРОСКОПИИ