

50X1-HUM

Page Denied

Next 1 Page(s) In Document Denied

| | $\pi + N$ | $K + N$ | $N + N$ | $\pi + D$ | $K + D$ | $N + D$ |
|-----------------------|-----------|---------|-------------------------|-----------|---------|---------|
| 211 NNKKK | | | $4,09^{+1,3}_{-1,0}$ x | | 1,51 | 0,890 x |
| 212 NN $\pi\pi\pi\pi$ | | | $1,29^{+0,55}_{-0,40}$ | | 0,102 x | 0 |
| 213 NN $\pi\pi\pi$ | | | $0,936^{+0,46}_{-0,32}$ | | 0 x | 0 |

Примечание.

Расчеты, связанные с таблицей пороговых энергий, проведены вычислительным бюро Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований под руководством Г.И. Копылова.

x по Гелл-Манну запрещена

| | П+Н | К+Н | Н+Н | П+Д | К+Д | Н+Д |
|------------|-----|-----|------------------------------|-----|--------|------|
| 197. КККП | | | 0 | | | x |
| 198 ККК | | | 0 | | | x |
| 199 ККПП | | | 0 | | | |
| 200 ККП | | | 0 | | | |
| 201 КК | | | 0 | | | |
| 202 КППП | | | 0 | | | x |
| 203 КПП | | | 0 | | | x |
| 204 КП | | | 0 | | | x |
| 205 К | | | 0 | | | x |
| 206 ПППП | | | 0 | | | |
| 207 ППП | | | 0 | | | |
| 208 ПП | | | 0 | | | |
| 209 П | | | 0 | | | |
| 210 ННКККК | | | 5,96 ^{+1,9} -1,3 | | 2,45 x | 1,83 |

x по Гелл-Манну запрещена

| | П+Н | К+Н | Н+Н | П+Д | К+Д | Н+Д | Г+Н |
|----------|-----------------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|--------|-----|-----|-----------------------------------|
| I84 NNП | | | 0,292 ^{+0,22} -0,16 | 0,0107 | 0 x | | |
| I85 NN | | | | 0 | 0 x | | |
| I86 NKKK | 2,47 ^{+0,71} -0,52 x | 2,00 ^{+0,67} -0,49 | | | | | |
| I87 NKKП | 1,64 ^{+0,48} -0,35 | 1,17 ^{+0,43} -0,31 x | | | | 0 x | 2,62 ^{+0,72} -0,52 x |
| I88 NKK | 1,34 ^{+0,40} -0,30 | 0,872 ^{+0,35} -0,25 x | | | | 0 | 1,79 ^{+0,49} -0,85 |
| I89 NKПП | 0,936 ^{+0,29} -0,21 x | 0,468 ^{+0,23} -0,16 | | | | 0 | 1,49 ^{+0,41} -0,3 |
| I90 N<П | 0,691 ^{+0,22} -0,17 x | 0,223 ^{+0,15} -0,10 | | | | 0 x | 1,09 ^{+0,3} -0,22 x |
| I91 NK | 0,468 ^{+0,16} -0,12 x | 0 | | | | 0 x | 0,841 ^{+0,23x} -0,17 |
| I92 NППП | 0,364 ^{+0,13} -0,09 | 0 x | | | | 0 x | 0,619 ^{+0,17} -0,12 x |
| I93 NПП | 0,171 ^{+0,077} -0,055 | 0 x | | | | 0 | 0,36 ^{+0,1} -0,07 |
| I94 NП | 0 | 0 x | | | | 0 | 0,32 ^{+0,09} -0,06 |
| I95 N | 0 | 0 x | | | | 0 | |
| I96 KKKK | | | 0,165 ^{+0,18} -0,093 | | | 0 | |

x по Гелл-Манну запрещена.

| | $\pi + N$ | $K + N$ | $N + N$ | $\pi + D$ | $K + D$ | $N + D$ | $\gamma + N$ |
|----------|-----------------------------------|------------------------------|-------------------------------|-----------|---------|---------|--------------------------------|
| I71 AK | $0,74^{+0,24}_{-0,18}$ | $0,4^{+0,21}_{-0,14} \times$ | | | | 0 | $0,894^{+0,24}_{-0,18}$ |
| I72 AТТТ | $0,628^{+0,21}_{-0,16} \times$ | $0,157^{+0,12}_{-0,08}$ | | | | 0 x | $0,78^{+0,21}_{-0,15} \times$ |
| I73 АСТ | $0,407^{+0,15}_{-0,10} \times$ | 0 | | | | 0 x | $0,56^{+0,15}_{-0,11} \times$ |
| I74 АЕ | $0,211^{+0,089}_{-0,063} \times$ | 0 | | | | 0 x | $0,36^{+0,10}_{-0,07} \times$ |
| I75 А | $0,0351^{+0,032}_{-0,018} \times$ | 0 | | | | 0 x | $0,186^{+0,05}_{-0,04} \times$ |
| I76 NNNN | | | $5,64^{+1,8}_{-1,3}$ | 2,70 | 2,29 x | | |
| I77 NNK | $5,21^{+1,5}_{-1,1} \times$ | $4,74^{+1,4}_{-1,0}$ | | | | 0,821 x | $5,35^{+1,5}_{-1,1} \times$ |
| I78 NNK | $4,04^{+1,2}_{-0,82}$ | $3,57^{+1,1}_{-0,80} \times$ | | | | 0,233 | $4,18^{+1,15}_{-0,83}$ |
| I79 NNK | $3,61^{+1,0}_{-0,74}$ | $3,14^{+1,0}_{-0,73} \times$ | | | | 0,0165 | $3,75^{+1,1}_{-0,74}$ |
| I80 NKKK | | | $2,47^{+0,9}_{-0,65}$ | I, II | 0,698 x | | |
| I81 NNKT | | | $1,47^{+0,61}_{-0,43} \times$ | 0,604 x | 0,195 | | |
| I82 NNK | | | $1,11^{+0,50}_{-0,35} \times$ | 0,422 x | 0,0126 | | |
| I83 NNKT | | | $0,606^{+0,35}_{-0,23}$ | 0,167 | 0 x | | |

x по Гелл - Манну запрещена.

| | π + N | K + N | N + N | π + D | K + D | N + D | σ + N |
|----------|--|---|---|---------|--------|---------|--|
| 158 ΛNNπ | 4,59 ^{+1,3} _{-0,94} x | 4,12 ^{+1,3} _{-0,92} | | | | | |
| 159 ΛNN | 4,13 ^{+1,2} _{-0,83} | 3,66 ^{+1,1} _{-0,83} | | | | 0,511 x | 4,75 ^{+1,3} _{-0,94} x |
| 160 ΛNKK | | | | | | 0,281 x | 4,28 ^{+1,2} _{-0,85} |
| 161 ΛNKπ | | | 3,00 ^{+1,0} _{-0,75} x | 1,37 x | 0,965 | | |
| 162 ΛNK | | | 1,94 ^{+0,75} _{-0,54} | 0,839 | 0,430x | | |
| 163 ΛNππ | | | 1,55 ^{+0,64} _{-0,45} | 0,644 | 0,235x | | |
| 164 ΛNπ | | | 1,01 ^{+0,46} _{-0,32} x | 0,372 x | 0 | | |
| 165 ΛN | | | 0,670 ^{+0,37} _{-0,25} x | 0,203 x | 0 | | |
| 166 ΛKKK | 2,92 ^{+0,83} _{-0,51} | 2,45 ^{+0,79} _{-0,59} x | | | | | |
| 167 ΛKKπ | 2,03 ^{+0,69} _{-0,43} x | 1,56 ^{+0,55} _{-0,39} | | | | 0 | 3,08 ^{+0,84} _{-0,51} |
| 168 ΛKK | 1,7 ^{+0,51} _{-0,37} x | 1,23 ^{+0,46} _{-0,33} | | | | 0 x | 2,18 ^{+0,5} _{-0,43} x |
| 169 Λπππ | 1,26 ^{+0,37} _{-0,26} | 0,792 ^{+0,33} _{-0,23} x | | | | 0 x | 1,86 ^{+0,51} _{-0,37} x |
| 170 ΔKπ | 0,989 ^{+0,31} _{-0,22} | 0,523 ^{+0,25} _{-0,17} x | | | | 0 | 1,41 ^{+0,39} _{-0,28} |
| | | | | | | 0 | 1,14 ^{+0,31} _{-0,23} |

x по Гелл - Манну запрещена.

| | И + N | К + И | Л + И | Т + Д | К + Д | Н + Д | С + И |
|-----|-------|--------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|---------|--------|--------------------------------|
| I46 | ΛΛΝΝ | | 7,06 ^{+2,2} -1,6 | 3,4I | 3,00 x | | |
| I47 | ΛΛΝΚ | 6,46 ^{+I,8} -I,3 x | 6,00 ^{+I,8} -I,3 | | | | |
| I48 | ΛΛΝΣ | 5,17 ^{+I,5} -I,1 | 4,70 ^{+I,4} -I,0 x | | | 1,45 x | 6,62 ^{+I,8} -I,3 x |
| I49 | ΛΛΝ | 4,69 ^{+I,3} -I,0 | 4,22 ^{+I,3} -0,94 x | | | 0,802 | 5,34 ^{+I,5} -I,1 |
| I50 | ΛΛΚΚ | | | | | 0,56I | 4,85 ^{+I,3} -0,96 |
| I51 | ΛΛΚΤ | | 3,57 ^{+I,2} -0,87 | 1,66 | 1,25 x | | |
| I52 | ΛΛΣ | | 2,44 ^{+0,90} -0,64 | 1,09 | 0,682 x | | |
| I53 | ΛΛΠΠ | | 2,03 ^{+0,79} -0,56 x | 0,882 x | 0,473 | | |
| I54 | ΛΛΣ | | 1,45 ^{+0,62} -0,43 | 0,59I | 0,182 x | | |
| I55 | ΛΛ | | 1,08 ^{+0,49} -0,34 | 0,409 | 0 x | | |
| I56 | ΛΝΝΝ | | 0,745 ^{+0,36} -0,30 | 2,37 | 0 x | | |
| I57 | ΛΝΝΚ | 5,82 ^{+I,6} -I,2 | 5,35 ^{+I,6} -I,2 | 6,34 ^{+2,0} -I,4 x | 3,05 x | 2,64 x | |
| | | | | | | 1,13 | 5,98 ^{+I,6} -I,2 |

x по Гелл-Кашу запрещена

| | $\pi + N$ | $K + N$ | $N + N$ | $\pi + D$ | $K + D$ | $N + D$ | $\gamma + N$ |
|-----|----------------------------|----------------------------------|--------------------------------|-----------|---------|---------|-------------------------------|
| I32 | $\Sigma K K \pi$ | $2,22^{+0,65}_{-0,46} \times$ | $1,75^{+0,61}_{-0,44}$ | | | | |
| I33 | $\Sigma K K$ | $1,88^{+0,58}_{-0,40} \times$ | $1,41^{+0,50}_{-0,37}$ | | | 0 x | $2,38^{+0,65}_{-0,47} \times$ |
| I34 | $\Sigma K \pi \pi$ | $1,43^{+0,43}_{-0,31}$ | $0,957^{+0,37}_{-0,26} \times$ | | | 0 x | $2,04^{+0,56}_{-0,4} \times$ |
| I35 | $\Sigma K \pi$ | $1,14^{+0,35}_{-0,25}$ | $0,675^{+0,29}_{-0,21} \times$ | | | 0 | $1,58^{+0,43}_{-0,31}$ |
| I36 | $\Sigma K \pi$ | $0,883^{+0,28}_{-0,20}$ | $0,413^{+0,21}_{-0,14} \times$ | | | 0 | $1,3^{+0,36}_{-0,26}$ |
| I37 | $\Sigma \pi \pi \pi$ | $0,761^{+0,25}_{-0,18} \times$ | $0,291^{+0,17}_{-0,11}$ | | | 0 | $1,04^{+0,28}_{-0,21}$ |
| I38 | $\Sigma \pi \pi$ | $0,529^{+0,18}_{-0,13} \times$ | $0,0617^{+0,070}_{-0,035}$ | | | 0 x | $0,92^{+0,25}_{-0,18} \times$ |
| I39 | $\Sigma \pi$ | $0,321^{+0,12}_{-0,086} \times$ | 0 | | | 0 x | $0,68^{+0,19}_{-0,13} \times$ |
| I40 | Σ | $0,132^{+0,051}_{-0,035} \times$ | 0 | | | 0 x | $0,47^{+0,13}_{-0,09} \times$ |
| I41 | $\Delta \Delta \Delta$ | | $8,61^{+2,6}_{-1,9}$ | 4,19 | 3,78 x | 0 x | $0,29^{+0,08}_{-0,05} \times$ |
| I42 | $\Delta \Delta \Delta N$ | | $7,82^{+2,4}_{-1,7} \times$ | 3,79 x | 3,38 | | |
| I43 | $\Delta \Delta \Delta K$ | $7,14^{+2,0}_{-1,4}$ | $6,67^{+2,0}_{-1,4} \times$ | | | 1,79 | $7,31^{+2,0}_{-1,45}$ |
| I44 | $\Delta \Delta \Delta \pi$ | $5,78^{+1,6}_{-1,2} \times$ | $5,31^{+1,6}_{-1,2}$ | | | 1,11 x | $5,95^{+1,6}_{-1,2} \times$ |
| I45 | $\Delta \Delta \Delta$ | $5,28^{+1,5}_{-1,1} \times$ | $4,81^{+1,5}_{-1,1}$ | | | 0,856 x | $5,45^{+1,5}_{-1,1} \times$ |

x по Гелл-Манну запрещена

| | J+N | K+N | L+N | M+N | P+N | N+D | X+N |
|----------|---|--|---|---------|---------|---------|---|
| I19 ΣΛΓ | | | 1,29 ^{+0,56} _{-0,40} | 0,511 | 0,103 x | | |
| I20 ΣΛ | | | 0,935 ^{+0,45} _{-0,31} | 0,334 | 0 x | | |
| I21 ΣNNN | | | 6,68 ^{+2,1} _{-1,5} x | 3,22 x | 2,81 | | |
| I22 ΣNNK | 6,12 ^{+1,7} _{-1,2} | 5,65 ^{+1,7} _{-1,2} x | | | | 1,28 | 6,27 ^{+1,7} _{-1,2} |
| I23 ΣNNJ | 4,66 ^{+1,4} _{-1,0} x | 4,39 ^{+1,4} _{-1,0} | | | | 0,644 x | 5,01 ^{+1,4} _{-0,99} x |
| I24 ΣNN | 4,39 ^{+1,2} _{-0,92} x | 3,92 ^{+1,2} _{-0,88} | | | | 0,412x | 4,54 ^{+1,2} _{-0,9} x |
| I25 ΣNKK | | | 3,26 ^{+1,1} _{-0,81} x | 1,50 x | 1,10 | | |
| I26 ΣNKJ | | | 2,18 ^{+0,82} _{-0,60} | 0,957 | 0,548 x | | |
| I27 ΣNK | | | 1,77 ^{+0,70} _{-0,46} | 0,754 | 0,345 x | | |
| I28 ΣNJT | | | 1,21 ^{+0,52} _{-0,38} x | 0,473 x | 0,0636 | | |
| I29 ΣNJ | | | 0,862 ^{+0,43} _{-0,29} x | 0,297 x | 0 | | |
| I30 ΣN | | | 0,537 ^{+0,33} _{-0,21} x | 0,133 x | 0 | | |
| I31 ΣKKK | 3,14 ^{+0,90} _{-0,65} | 2,68 ^{+0,86} _{-0,62} x | | | 0 | 0 | 3,28 ^{+0,9} _{-0,65} |

x не Гелл-Маниу запрещено.

| | $\pi + \Lambda$ | $K + N$ | $N + I$ | $S + \dots$ | $\kappa + \beta$ | $N + D$ | $\gamma + \dots$ |
|--------------------------------------|------------------------|------------------------|--------------------------|-------------|------------------|---------|------------------------|
| 106 $\Sigma \Lambda \Lambda \Lambda$ | | | $8,99^{+2,7}_{-2,0}$ | 4,38 | 3,91 x | | |
| 107 $\Sigma \Lambda \Lambda \Lambda$ | | | $8,19^{+2,5}_{-1,8}$ x | 3,98 x | 3,57 | | |
| 108 $\Sigma \Lambda \Lambda K$ | $7,47^{+4,7}_{-1,5}$ | $7,00^{+2,7}_{-1,5}$ x | | | | 1,06 | $7,64^{+2,1}_{-1,5}$ |
| 109 $\Sigma \Lambda \Lambda \pi$ | $6,08^{+1,7}_{-1,2}$ x | $5,61^{+1,7}_{-1,2}$ | | | | 1,26 x | $6,24^{+1,7}_{-1,2}$ x |
| 110 $\Sigma \Lambda \Lambda$ | $5,56^{+1,6}_{-1,1}$ x | $5,10^{+1,5}_{-1,1}$ | | | | 1,00 x | $5,71^{+1,6}_{-1,1}$ x |
| 111 $\Sigma \Lambda N N$ | | | $7,41^{+2,3}_{-1,6}$ | 3,59 | 3,18 x | | |
| 112 $\Sigma \Lambda N K$ | $6,78^{+1,9}_{-1,4}$ x | $6,31^{+1,9}_{-1,4}$ | | | | 1,61 x | $6,94^{+1,9}_{-1,4}$ x |
| 113 $\Sigma \Lambda N \pi$ | $5,46^{+1,2}_{-1,1}$ | $4,99^{+1,5}_{-1,1}$ x | | | | 0,944 | $5,61^{+1,5}_{-1,1}$ |
| 114 $\Sigma \Lambda N$ | $4,96^{+1,4}_{-1,0}$ | $4,50^{+1,4}_{-1,0}$ x | | | | 0,698 | $5,12^{+1,4}_{-1,1}$ |
| 115 $\Sigma \Lambda K K$ | | | $3,84^{+1,3}_{-0,92}$ | 1,80 | 1,39 x | | |
| 116 $\Sigma \Lambda K \pi$ | | | $2,69^{+0,96}_{-0,70}$ x | 1,21 x | 0,807 | | |
| 117 $\Sigma \Lambda K$ | | | $2,26^{+0,84}_{-0,61}$ x | 1,00 x | 0,591 | | |
| 118 $\Sigma \Lambda \pi \pi$ | | | $1,66^{+0,67}_{-0,47}$ | 0,700 | 0,291 x | | |

x по Гелл-Манну запрещена

| | $\pi + \lambda$ | $K + N$ | $N + \Pi$ | $\pi + \Pi$ | $K + \Pi$ | $N + \Pi$ | $\pi + N$ |
|-------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-------------------------------|-------------|-----------|-----------|-----------------------------|
| 93 $\Sigma \Sigma \wedge K$ | $7,63^{+2,2}_{-1,6}$ | $7,34^{+2,2}_{-1,6} \times$ | | | | 2,12 | $7,97^{+2,2}_{-1,6}$ |
| 94 $\Sigma \Sigma \wedge \pi$ | $6,39^{+1,8}_{-1,3} \times$ | $5,92^{+1,8}_{-1,3}$ | | | | 1,41 x | $6,55^{+1,8}_{-1,3} \times$ |
| 95 $\Sigma \Sigma \wedge$ | $5,85^{+1,6}_{-1,2} \times$ | $5,39^{+1,6}_{-1,2}$ | | | | 1,15 x | $6,03^{+1,6}_{-1,2} \times$ |
| 96 $\Sigma \Sigma N N$ | | | $7,78^{+2,4}_{-1,7}$ | 3,77 | 3,36 x | | |
| 97 $\Sigma \Sigma N K$ | $7,10^{+2,0}_{-1,4} \times$ | $6,64^{+2,0}_{-1,4}$ | | | | 1,77 x | $7,26^{+2,0}_{-1,4} \times$ |
| 98 $\Sigma \Sigma N \pi$ | $5,74^{+1,6}_{-1,2}$ | $5,28^{+1,6}_{-1,2} \times$ | | | | 1,09 | $5,91^{+1,6}_{-1,2}$ |
| 99 $\Sigma \Sigma \wedge$ | $5,24^{+1,5}_{-1,1} \times$ | $4,78^{+1,5}_{-1,1} \times$ | | | | 0,837 | $5,39^{+1,5}_{-1,1}$ |
| 100 $\Sigma \Sigma K K$ | | | $4,13^{+1,4}_{-1,0}$ | 1,94 | 1,53 x | | |
| 101 $\Sigma \Sigma K \pi$ | | | $2,94^{+0,6}_{-0,73} \times$ | 1,34 x | 0,933 | | |
| 102 $\Sigma \Sigma K$ | | | $2,50^{+0,91}_{-0,65} \times$ | 1,12 x | 0,714 | | |
| 103 $\Sigma \Sigma \pi \pi$ | | | $1,89^{+0,74}_{-0,52}$ | 0,813 | 0,404 x | | |
| 104 $\Sigma \Sigma \pi$ | | | $1,50^{+0,62}_{-0,44}$ | 0,618 | 0,208 x | | |
| 105 $\Sigma \Sigma$ | | | $1,13^{+0,50}_{-0,35}$ | 0,433 | 0,024 x | | |

x по Гелл-Манну запрещено

| | $\pi + N$ | $K + N$ | $N + N$ | $\pi + D$ | $K + D$ | $N + D$ | $\gamma + N$ |
|------------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|-----------|---------|---------|-------------------------------|
| 79 $\Xi K \pi$ | $1,40^{+0,42}_{-0,31} \times$ | $0,936^{+0,37}_{-0,26}$ | | | | 0 x | $1,56^{+0,43}_{-0,31} \times$ |
| 80 ΞK | $1,12^{+0,32}_{-0,22} \times$ | $0,654^{+0,29}_{-0,20}$ | | | | 0 x | $1,26^{+0,35}_{-0,25} \times$ |
| 81 $\Xi \pi \pi \pi$ | $0,989^{+0,30}_{-0,22} \times$ | $0,523^{+0,23}_{-0,18} \times$ | | | | 0 x | $1,15^{+0,32}_{-0,23} \times$ |
| 82 $\Xi \pi \pi$ | $0,739^{+0,24}_{-0,17} \times$ | $0,274^{+0,17}_{-0,11} \times$ | | | | 0 x | $0,9^{+0,25}_{-0,18} \times$ |
| 83 $\Xi \pi$ | $0,514^{+0,18}_{-0,13} \times$ | $0,0463^{+0,07}_{-0,03} \times$ | | | | 0 x | $0,67^{+0,18}_{-0,13} \times$ |
| 84 Ξ | $0,303^{+0,12}_{-0,082} \times$ | | | | | | $0,46^{+0,13}_{-0,09} \times$ |
| 85 $\Sigma \Sigma \Sigma \Sigma$ | | | $10,2^{+3,0}_{-2,2}$ | 4,98 | 4,57 x | | |
| 86 $\Sigma \Sigma \Sigma \pi$ | | | $9,77^{+2,9}_{-2,1}$ | 4,78 | 4,37 x | | |
| 87 $\Sigma \Sigma \Sigma \pi$ | | | $8,94^{+2,7}_{-1,9} \times$ | 4,36 x | 3,95 | | |
| 88 $\Sigma \Sigma \Sigma K$ | $8,14^{+2,3}_{-1,6}$ | | $7,68^{+2,3}_{-1,7} \times$ | | | 2,30 | $8,32^{+2,3}_{-1,6}$ |
| 89 $\Sigma \Sigma \Sigma \pi$ | $6,70^{+1,9}_{-1,4} \times$ | $6,23^{+1,8}_{-1,3}$ | | | | 1,57 x | $6,88^{+1,9}_{-1,4} \times$ |
| 90 $\Sigma \Sigma \Sigma$ | $6,15^{+1,7}_{-1,2} \times$ | $5,69^{+1,7}_{-1,2}$ | | | | 1,30 x | $6,32^{+1,7}_{-1,2} \times$ |
| 91 $\Sigma \Sigma \Lambda \Lambda$ | | | $0,38^{+2,8}_{-2,0}$ | 4,58 | 4,17 x | | |
| 92 $\Sigma \Sigma \Lambda N$ | | | $8,56^{+2,6}_{-1,9} \times$ | 4,16 x | 3,76 | | |

x по Гелл-Манну запрещена

| | И + И | К + И | И + И | Х + И | К + И | И + И | Х + И |
|----------|-------------------------------|-------------------------------|--------------------------------|---------|----------|---------|-------------------------------|
| 66 И И И | $6,62^{+1,9}_{-1,3} \times$ | $6,16^{+1,8}_{-1,3}$ | | | | 1,53 x | $6,71^{+1,8}_{-1,3} \times$ |
| 67 И И И | $5,31^{+1,5}_{-1,1} \times$ | $4,85^{+1,5}_{-1,1} \times$ | | | | 0,874 x | $5,46^{+1,5}_{-1,1} \times$ |
| 68 И И И | $4,82^{+1,4}_{-1,0} \times$ | $4,36^{+1,4}_{-1,0} \times$ | | | | 0,628 x | $4,99^{+1,4}_{-0,99} \times$ |
| 69 И И И | | | $3,71^{+1,2}_{-0,90}$ | 1,83 | 1,32 x | | |
| 70 И И И | | | $2,56^{+0,92}_{-0,66} \times$ | 1,15 x | 0,743 | | |
| 71 И И И | | | $2,14^{+0,82}_{-0,58} \times$ | 0,941 x | 0,532 | | |
| 72 И И И | | | $1,55^{+0,64}_{-0,45} \times$ | 0,644 x | 0,236 x | | |
| 73 И И И | | | $1,19^{+0,51}_{-0,36} \times$ | 0,460 x | 0,0508 x | | |
| 74 И И И | | | $0,840^{+0,43}_{-0,29} \times$ | 0,286 x | 0 x | | |
| 75 И И И | $3,52^{+1,0}_{-0,70} \times$ | $3,05^{+0,97}_{-0,70}$ | | | | 0 x | $3,68^{+1,0}_{-0,73} \times$ |
| 76 И И И | $2,55^{+0,71}_{-0,52}$ | $2,08^{+0,70}_{-0,50} \times$ | | | | 0 | $2,7^{+0,74}_{-0,53}$ |
| 77 И И И | $2,19^{+0,61}_{-0,43}$ | $1,72^{+0,59}_{-0,43} \times$ | | | | 0 | $2,35^{+0,64}_{-0,47}$ |
| 78 И И И | $1,70^{+0,50}_{-0,36} \times$ | $1,23^{+0,45}_{-0,33}$ | | | | 0 x | $1,86^{+0,51}_{-0,37} \times$ |

x по Гелл-Канну запрещена

| | π + N | K + N | N + N | π + D | K + D | N + D | σ + N |
|----|--------|--------------------------|--------------------------|----------------------------|---------|---------|--------------------------|
| 54 | Ξ Λ Λ | $6,00^{+1,0}_{-1,0} 7$ | $5,57^{+1,0}_{-1,0} 7$ x | | | 1,24 | $6,19^{+1,0}_{-1,0} 7$ |
| 55 | Ξ Λ NN | | | $8,01^{+2,0}_{-1,0} 8$ x | 3,89 x | 3,48 | |
| 56 | Ξ Λ NK | $7,30^{+2,0}_{-1,0} 3$ | $6,84^{+2,0}_{-1,0} 5$ x | | | 1,87 | $7,47^{+2,0}_{-1,0} 5$ |
| 57 | Ξ Λ Nπ | $5,93^{+1,0}_{-1,0} 7$ x | $5,47^{+1,4}_{-1,0} 6$ | | | 1,18 x | $6,11^{+1,7}_{-1,2} 9$ x |
| 58 | Ξ Λ N | $5,42^{+1,0}_{-1,0} 3$ x | $4,96^{+1,0}_{-1,0} 5$ | | | 0,928 x | $5,58^{+1,5}_{-1,1} 5$ x |
| 59 | Ξ Λ KK | | | $4,31^{+1,0}_{-1,0} 4$ x | 2,03 x | 1,62 | |
| 60 | Ξ Λ Kπ | | | $3,10^{+1,0}_{-0,76} 1$ | 1,42 | 1,01 x | |
| 61 | Ξ Λ K | | | $2,66^{+0,95}_{-0,69} 9$ | 1,20 | 0,791 x | |
| 62 | Ξ Λ ππ | | | $2,03^{+0,79}_{-0,56} 9$ x | 0,682 x | 0,473 | |
| 63 | Ξ Λ π | | | $1,54^{+0,66}_{-0,47} 8$ x | 0,684 x | 0,278 | |
| 64 | Ξ Λ | | | $1,26^{+0,55}_{-0,39} 5$ x | 0,497 x | 0,083 | |
| 65 | Ξ NNN | | | $7,24^{+2,2}_{-1,6} 2$ x | 3,50 x | 3,09 x | |
| 66 | Ξ N NK | $6,62^{+1,0}_{-1,0} 9$ x | $6,16^{+1,0}_{-1,0} 8$ | | | 1,53 x | $6,71^{+1,0}_{-1,0} 8$ x |

x по Гелк-Манну запрещена

| | $\pi + N$ | $K + N$ | $I + I$ | $J + J$ | $K +$ | $N + I$ | $\sigma + N$ |
|----|-----------------------|------------------------|--------------------------|---------|---------|---------|------------------------|
| 40 | $\Xi \Sigma NN$ | | $8,37_{-1,8}^{+2,5}$ x | 4,07 x | 3,86 | | |
| 41 | $\Xi \Sigma NK$ | $9,23_{-1,9}^{+2,6}$ | $7,17_{-1,5}^{+2,1}$ x | | | 2,04 | $7,19_{-1,5}^{+2,1}$ |
| 42 | $\Xi \Sigma N\pi$ | $6,23_{-1,3}^{+1,8}$ x | $5,76_{-1,2}^{+1,7}$ | | | 1,34 x | $5,41_{-1,1}^{+1,5}$ x |
| 43 | $\Xi \Sigma N$ | $5,71_{-1,2}^{+1,6}$ x | $5,24_{-1,1}^{+1,6}$ | | | 1,07 x | $5,87_{-1,2}^{+1,6}$ x |
| 44 | $\Xi \Sigma KK$ | | $4,60_{-1,1}^{+1,5}$ x | 2,18 x | 1,77 | | |
| 45 | $\Xi \Sigma K\pi$ | | $3,37_{-0,84}^{+1,2}$ | 1,56 | 1,15 x | | |
| 45 | $\Xi \Sigma K$ | | $2,91_{-0,73}^{+1,0}$ | 1,33 | 0,917 x | | |
| 47 | $\Xi \Sigma \pi\pi$ | | $2,26_{-0,60}^{+0,84}$ x | 1,00 x | 0,591 | | |
| 48 | $\Xi \Sigma \pi$ | | $1,85_{-0,52}^{+0,73}$ x | 0,797 x | 0,388 | | |
| 49 | $\Xi \Sigma$ | | $1,47_{-0,43}^{+0,61}$ x | 0,604 x | 0,195 | | |
| 50 | $\Xi \Lambda \Lambda$ | | $9,62_{-2,1}^{+2,9}$ x | 4,7 x | 4,29 | | |
| 51 | $\Xi \Lambda N$ | | $8,8_{-1,9}^{+2,7}$ | 4,29 | 3,68 x | | |
| 52 | $\Xi \Lambda K$ | $8,02_{-1,6}^{+2,2}$ x | $7,55_{-1,6}^{+2,2}$ | | | 2,23 x | $8,16_{-1,6}^{+2,2}$ x |
| 53 | $\Xi \Lambda \pi$ | $6,58_{-1,3}^{+1,8}$ | $6,11_{-1,3}^{+1,8}$ x | | | 1,51 | $6,73_{-1,2}^{+1,8}$ |

x. по Гелл- Манну запрещена

| | $\pi + N$ | $K + N$ | $N + N$ | $\pi + D$ | $K + D$ | $N + D$ | $\pi + K$ |
|----|------------------------------|------------------------|------------------------|-----------|---------|---------|------------------------|
| 27 | $\Xi \Xi \pi$ | | $2,23_{-0,60}^{+0,83}$ | 0,986 | 0,578 x | | |
| 28 | $\Xi \Xi$ | | $1,83_{-0,52}^{+0,74}$ | 0,783 | 0,374 x | | |
| 29 | $\Xi \Sigma \Sigma$ | | $10,8_{-2,3}^{+3,2}$ x | 5,31 x | 4,9 | | |
| 30 | $\Xi \Sigma \Sigma \Lambda$ | | $10,4_{-2,2}^{+3,1}$ x | 5,41 x | 4,7 | | |
| 31 | $\Xi \Sigma \Sigma N$ | | $9,57_{-2,1}^{+2,9}$ | 4,68 | 4,27 x | | |
| 32 | $\Xi \Sigma \Sigma K$ | $8,72_{-1,8}^{+2,4}$ x | $8,26_{-1,8}^{+2,4}$ | | | 2,58 x | $8,91_{-1,8}^{+2,4}$ x |
| 33 | $\Xi \Sigma \Sigma \pi$ | $7,22_{-1,4}^{+2,0}$ | $6,75_{-1,4}^{+2,0}$ x | | | 1,83 | $7,37_{-1,5}^{+2,02}$ |
| 34 | $\Xi \Sigma \Sigma$ | $6,66_{-1,1}^{+0,9}$ | $6,79_{-1,3}^{+1,6}$ x | | | 1,55 | $6,83_{-1,4}^{+1,9}$ |
| 35 | $\Xi \Sigma \Lambda \Lambda$ | | $10,0_{-2,2}^{+3,0}$ x | 4,90 x | 4,49 | | |
| 36 | $\Xi \Sigma \Lambda N$ | | $9,18_{-2,0}^{+2,7}$ | 4,48 | 4,07 x | | |
| 37 | $\Xi \Sigma \Lambda K$ | $8,36_{-1,7}^{+2,3}$ x | $7,89_{-1,7}^{+2,3}$ | | | 2,41 x | $8,54_{-1,6}^{+2,3}$ x |
| 38 | $\Xi \Sigma \Lambda \pi$ | $6,90_{-1,4}^{+1,9}$ | $6,43_{-1,4}^{+1,9}$ x | | | 1,67 | $7,05_{-1,4}^{+1,9}$ |
| 39 | $\Xi \Sigma \Lambda$ | $6,34_{-1,3}^{+1,8}$ | $5,88_{-1,3}^{+1,8}$ x | | | 1,39 | $6,51_{-1,3}^{+1,8}$ |

x по Гелл-Манну запрещена

| | J+N | K+N | N+N | J+D | K+D | N+D | J+N |
|----|------|--|--|--------|---------|--------|--|
| 14 | EEAA | | 10,7 ^{+3,2} _{-2,3} | 5,24 | 4,83 x | | |
| 15 | EEAN | | 9,52 ^{+2,9} _{-2,1} x | 4,80 x | 4,39 | | |
| 16 | EEAK | 8,94 ^{+2,5} _{-1,8} | 8,48 ^{+2,5} _{-1,8} x | | | 2,70 | 9,11 ^{+2,5} _{-1,8} |
| 17 | EEAT | 7,42 ^{+2,1} _{-1,5} x | 6,96 ^{+2,1} _{-1,5} | | | 1,94 x | 7,6 ^{+2,1} _{-1,5} x |
| 18 | EEA- | 6,86 ^{+1,9} _{-1,4} x | 6,39 ^{+1,9} _{-1,4} | | | 1,65 x | 7,03 ^{+1,9} _{-1,4} x |
| 19 | EEAN | | 8,99 ^{+2,7} _{-1,9} | 4,38 | 3,97 x | | |
| 20 | EENK | 7,19 ^{+2,3} _{-1,7} x | 7,72 ^{+2,2} _{-1,6} | | | 2,32 x | 8,26 ^{+2,3} _{-1,7} x |
| 21 | EENK | 6,74 ^{+1,9} _{-1,4} | 6,28 ^{+1,9} _{-1,4} x | | | 1,59 | 6,91 ^{+1,9} _{-1,4} |
| 22 | EENK | 6,20 ^{+1,8} _{-1,3} | 5,73 ^{+1,7} _{-1,2} x | | | 1,32 | 6,29 ^{+1,7} _{-1,2} |
| 23 | EEKK | | 5,09 ^{+1,6} _{-1,2} | 2,42 | 2,01 x | | |
| 24 | EEKK | | 3,81 ^{+1,3} _{-0,9} x | 1,78 x | 1,37 | | |
| 25 | EEKK | | 3,34 ^{+1,2} _{-0,8} x | 1,54 x | 1,13 | | |
| 26 | EEKK | | 2,66 ^{+0,95} _{-0,68} | 1,20 | 0,791 x | | |

x по Гелл-Манну запрещена

| Реак- Прог- дуктн реакции | $\pi + N$ | $K + N$ | $N + N$ | $\pi + D$ | $K + D$ | $N + D$ | $\gamma + N$ |
|------------------------------------|------------------------|------------------------|--------------------------|-----------|---------|---------|-------------------------|
| 1 $\Xi \Xi \Xi \Xi$ | | | $12,9^{+3,78}_{-2,76}$ | 6,37 | 5,96 x | | |
| 2 $\Xi \Xi \Xi \Sigma$ | | | $12,2^{+3,56}_{-2,62}$ x | 6,01 x | 5,60 | | |
| 3 $\Xi \Xi \Xi \Lambda$ | | | $11,8^{+3,49}_{-2,54}$ x | 5,79 x | 5,38 | | |
| 4 $\Xi \Xi \Xi N$ | | | $10,9^{+3,23}_{-2,36}$ x | 5,34 x | 4,93 x | | |
| 5 $\Xi \Xi \Xi K$ | $9,91^{+2,5}_{-2,0}$ x | $9,45^{+2,6}_{-2,0}$ | | | | 3,18 x | $10,09^{+2,8}_{-2,0}$ x |
| 6 $\Xi \Xi \Xi T$ | $8,32^{+2,3}_{-1,7}$ x | $7,85^{+2,3}_{-1,7}$ x | | | | 2,38 x | $8,49^{+2,3}_{-1,7}$ x |
| 7 $\Xi \Xi \Xi$ | $7,72^{+2,1}_{-1,6}$ x | $7,26^{+2,1}_{-1,6}$ x | | | | 2,08 x | $7,89^{+2,2}_{-1,6}$ x |
| 8 $\Xi \Xi \Xi \Sigma$ | | | $11,5^{+3,4}_{-2,4}$ | 5,66 | 5,25 x | | |
| 9 $\Xi \Xi \Xi \Lambda$ | | | $11,1^{+3,3}_{-2,4}$ | 5,44 | 5,03 x | | |
| 10 $\Xi \Xi \Xi N$ | | | $10,2^{+3,0}_{-2,2}$ x | 5,00 x | 4,59 | | |
| 11 $\Xi \Xi \Xi K$ | $9,3^{+2,6}_{-1,9}$ | $8,84^{+2,6}_{-1,8}$ x | | | | 2,88 | $9,46^{+2,6}_{-1,9}$ |
| 12 $\Xi \Xi \Xi T$ | $7,76^{+2,2}_{-1,6}$ x | $7,30^{+2,1}_{-1,6}$ | | | | 2,10 x | $7,93^{+2,2}_{-1,6}$ x |
| 13 $\Xi \Xi \Xi$ | $7,10^{+2,0}_{-1,5}$ x | $6,71^{+2,0}_{-1,4}$ | | | | 1,81 x | $7,35^{+2,0}_{-1,5}$ x |

x по Гелл-Манну запрещена.

II

окончательная формула поправок имела вид: $\Delta_{(p)} \approx 0,236p \pm 0,038E$
 (р и E — импульс и полная энергия налетающей частицы
 в системе, где мишень покоится). Точность поправок — два
 знака.

Расположение реакций в таблице — алфавитное, причем
 алфавит установлен в порядке убывания масс: $\Xi, \Sigma, \Lambda, N, K$ и π .
 Если число частиц меньше 4, то вместо недостающей части-
 цы ставится 0, так что, например, сочетание $NN\pi$ идет
 после $NN\pi\pi$, а NN после $NN\pi$.

В конце таблицы приведены пороги некоторых реакций
 с повышенным количеством π и K -мезонов.

ТАБЛИЦА ПОРОГОВЫХ ЭНЕРГИЙ.

В таблице рассмотрены реакции π - и K -мезонов, фотонов и нуклонов на нуклонах и дейтонах. В результате реакции могут появиться любые сочетания следующих частиц:

$\Sigma, \pi, \Lambda, N, K, \pi$ в количестве не более четырех. Исключены те реакции, при которых не может выполняться правило сохранения числа нуклонов. Отмечены крестиком / x / реакции, запрещенные по Гелл-Манну. При этом не рассматривались ограничения, даваемые законом сохранения заряда, так что, например, значком N обозначался протон, и нейтрон, и антипротон.

Для каждой реакции вычислена наименьшая кинетическая энергия налетающей частицы, необходимая для протекания реакции: $\delta = (M_{\text{прав}}^2 - M_{\text{лев}}^2) / 2M_{\text{миш}}$, где $M_{\text{лев}}$ и $M_{\text{прав}}$ масса частиц до и после реакции, $M_{\text{миш}}$ масса частицы-мишени. При расчетах принималась масса Σ равной 1,32; Σ -1,19; Λ -1,11; N -0,94; K -0,49 и π - 0,14 Бэв. Результат дан в Бэв, третья цифра - сомнительная. Для реакций на нуклонах ядра подсчитаны поправки, вызываемые движением нуклона в ядре в направлении движения налетающей частицы (поправка со знаком +) и в противоположном направлении (со знаком -). При этом средняя кинетическая энергия нуклона в ядре принята равной 0,025 Бэв, вышенаписанная формула давала пороговую энергию в системе, где нуклон покоится, а преобразования Лорентца приводили к значению порога в лабораторной системе.

- 419 -

частиц μ - мезонами очень больших энергий - когда имеется возможность "расщепить" μ - мезон на составляющие его барионы. Во всяком случае, если бы были обнаружены факты, связанные с нетривиальным рождением странных частиц μ мезонами, гипотеза барионного поля как фундаментального поля получила бы значительный интерес. К сожалению, расщепление Σ -мезона на нуклон и антинуклон не является аргументом в пользу нуклонно-антинуклонного строения этой частицы.

Очень существенно исследование деталей множественного рождения частиц при столкновениях частиц с очень большой энергией. Даже после установления всех возможных видов элементарных частиц и их взаимодействий область очень больших энергий все равно не будет описываться элементарным актом в привычном нам классическом смысле. Огромное количество частиц, возникающее при этих столкновениях, требует единственно возможным специфический подход типа гидродинамического, где элементарный акт взаимодействия в привычном смысле этого слова не имеет существенного значения.

Так выглядят экспериментальные проблемы с точки зрения современного состояния наших знаний об элементарных частицах. Здесь не указаны многие второстепенные экспериментальные проблемы и вероятно первостепенные, важность которых, как это бывает часто, сейчас предсказать невозможно.

ooooo 000 ooooo

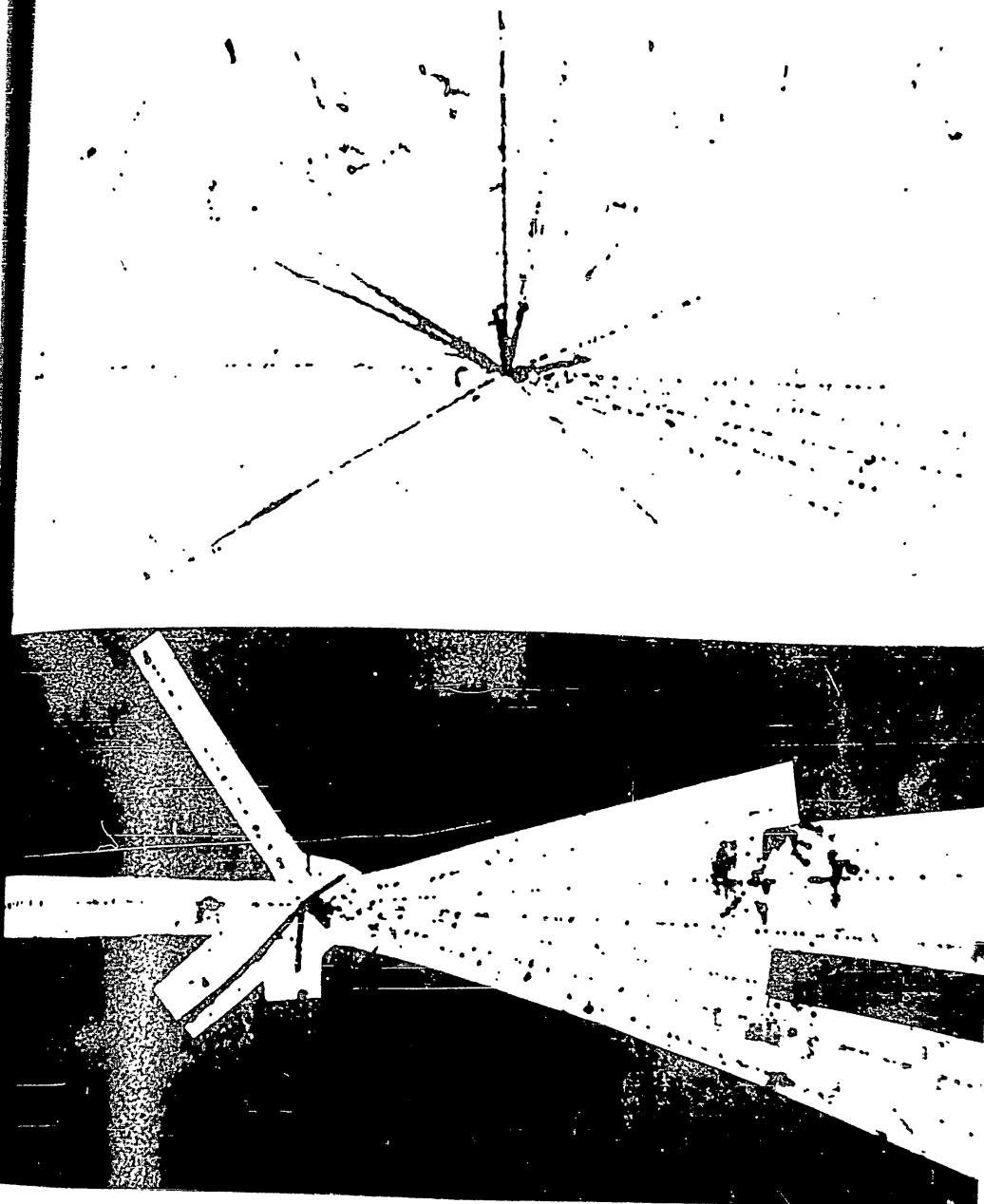


Рис. 37, 38.

Одни из первых фотографий, полученных на новом 10-миллиард-
ном ускорителе (Дубна, СССР). Они иллюстрируют множественное
рождение частиц в элементарном акте, который уже невозможно
описать "элементарно".

- 418 -

Можно указать ряд других экспериментов, обоснование которых выходит за рамки конкретного материала этих лекций или оно слабо с ним связано. Здесь имеется в виду, например, эксперименты по рассеянию π -мезонов на нуклонах при очень больших энергиях. В настоящее время имеется три максимума в сечении рассеяния π -мезонов на нуклонах / в районе ~ 200 , ~ 800 , ~ 1300 Мэв (§ 35)/. Было бы очень важно посмотреть, нет ли регулярных максимумов и за этими значениями энергий. Обнаружение регулярно чередующихся максимумов в рассеянии π -мезонов на нуклонах по всей энергетической шкале (если, конечно, таковые существуют) было бы крайне важным обстоятельством. Но эти максимумы, видимо, становятся менее четкими и требуют точных измерений. Однако вообще говоря, получение точных данных о рассеянии π -мезонов на протонах при больших энергиях и само по себе далеко не является напрасным трудом.

Очень существенны опыты по исследованию "структуры" нуклонов пучками слабо взаимодействующих частиц - электронов и μ -мезонов. μ -мезоны требуют известной оговорки, так как происхождение в различии масс μ -мезона и электрона по привычным представлениям требует существенных различий во взаимодействиях. Таких различий пока не установлено.

С точки зрения барионной концепции полей (§ 36) представляет известный смысл возможность образования странных

- 417 -

В настоящее время экспериментом проходится последняя из приведенных критических длин - "нуклонная длина" $\hbar/M_n c$. И надо заметить, что пока нет серьезных данных за то, что эта длина является именно той критической длиной, о которой идет речь.

Следующая возможная критическая длина, которую можно составить из известных констант, это

$$l_0 \sim \sqrt{\frac{G_\beta}{\hbar c}} \sim 6 \cdot 10^{-17} \text{ см.},$$

где G_β - универсальная константа β - взаимодействий. Несколько другой подход к истолкованию слабых взаимодействий дает длину $l_0 \sim 10^{-19}$ см. (§ 35, (174)). С последней точки зрения константа $G_\beta \sim 10^{-49}$ эрг.см³ - является функцией l_0 и других констант. Приведенные оценки для l_0 за отсутствием последовательной теории не являются строгими в рамках данной концепции. Может быть, истинная длина l_0 и не очень далека от феноменологической длины для слабых взаимодействий l_0 .

Следующий мыслимый рубеж элементарных длин на много порядков отстоит от данного^{x)}.

x) Гравитационный радиус электрона $\sim 10^{-58}$ см.

- 416 -

Этот рубеж физических явлений может лежать где-то в области длин волн взаимодействующих частиц $\sim 10^{-16} - 10^{-19}$ см (см. §§ 35, 38, 42). Спрашивается - возникает ли при этих энергиях принципиально новая физика в том смысле, что возникает, например, возможность энергетических потерь на прямое испускание $(e\nu)$, $(\mu\nu)$ - поля, на одиночное рождение К-мезонов и гиперонов и т.д., или и этот энергетический рубеж в таком смысле не отличается от соседних. Некоторые соображения в связи с этим изложены в § 38. Кажется, возможности здесь очень своеобразны и трудно полагать, что их нельзя идентифицировать^{х)}. Другими словами, существует энергетическая область космических лучей ($10^{+14} - 10^{17}$ э.в.), которая может оказаться ареной очень своеобразных физических явлений. Эта энергетическая область начинает быть объектом экспериментального исследования.

Как известно, существует ряд "критических длин", которые можно построить из мировых констант

$$\frac{\hbar}{m_e c}, \frac{e^2}{m_e c^2}, \frac{\hbar}{m_\mu c}, \frac{\hbar}{M_n c}, \dots$$

С каждой из этих длин были связаны свои научные чаяния; одна из них могла бы оказаться той "критической длиной", которая превратила бы расходящиеся выражения современной теории в конечные.

х) Например, прямое испускание электронов в таких процессах.

- 415 -

6. 6. Фундаментальная проблема взаимодействия, которая коротко формулируется так; "что с чем взаимодействует".

Здесь очень важны различные подходы к установлению характера взаимодействия ^{гиперонов} и К-мезонов и с π - мезонным полем. Этот необычайной важности вопрос мог бы найти свое однозначное решение, если бы можно было изучать тормозное излучение странных частиц в сильных электромагнитных полях. Если при столкновении гиперона или К-мезона с нуклоном испускается π - мезон, то он может возникать за счет нуклона, т.е. здесь толкование эффекта в большинстве случаев неоднозначно.

Тормозное излучение гиперона, состоящее из специфических квантов его поля (К, π - частицы), в электромагнитном поле было бы строгим доказательством природы собственного поля гиперонов и К-мезонов.

В настоящее время обсуждение подобных экспериментов, видимо, не реально.

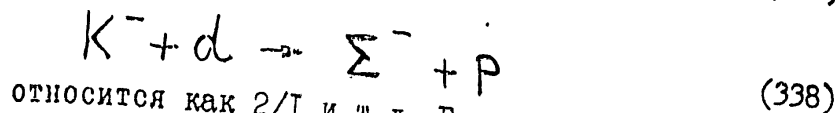
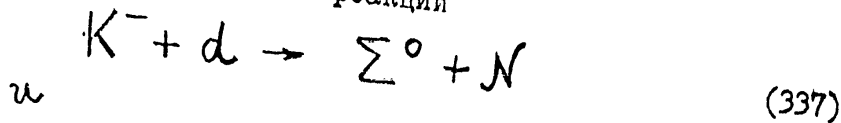
Существует ряд других экспериментальных проблем, оценка важности которых в настоящее время, может быть, несколько субъективна.

УП. Физические явления при очень больших энергиях

Есть некоторые основания полагать, что при очень больших относительных кинетических энергиях частиц все слабые взаимодействия могут стать порядка сильных взаимодействий (§ 38).

- 414 -

одинаковыми, что сечения реакций



должны относиться как 2/1 и т.д. Естественно, что количественное требование может быть удовлетворено лишь с некоторой точностью, и пока повидимому не очень большой.

Кроме поглощения K-мезонов в дейтерии представляют интерес и многие реакции K^- с гелием и с ^{12}C . Большое количество всяких соотношений и неравенств дано в работах (213), (214), (215) (§ 24).

Проверка зарядовой инвариантности-это повидимому долгая и кропотливая работа.

Таким образом, в крупном плане вырисовываются следующие проблемы, важность которых общеочевидна:

1. Каскадный гиперон и его свойства.
2. Антигипероны.
3. Проверка сохранения временной чётности.
4. Проверка изотопической инвариантности.
5. Спины и чётности странных частиц.

213) T. D. Lee, Phys. Rev. 99, 337 (1955)

214) D. Feldman, Phys. Rev. 103, 254 (1956)

215) Л.Б.Окунь, ЖЭТФ, 30, 1172 (1956)

С.Матинян, ЖЭТФ, 31, 528 (1956)

- 413 -

Но видимо, самое существенное в настоящее время - это выяснение вопроса о наличии или отсутствии инвариантности относительно временных отражений (§ 42).

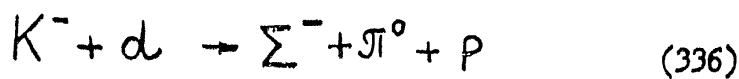
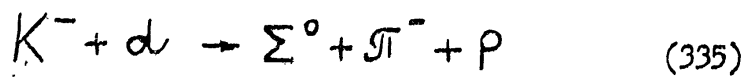
Проверку закономерностей, связанных с временными отражениями, можно производить как в явлениях β -распада ^{211}I , так и, например, в трехчастичных распадах K^0 -мезонов ^{212}I и т.д.

УГ. Изотопическая инвариантность.

Проверка сохранения полного изотопического спина при сильных взаимодействиях - одна из самых важных проблем физики странных частиц. Эта проблема содержит два момента: а) проверка правильности принятых распределений странных частиц по изотопическим мультиплетам, б) проверка сохранения полного изотопического момента.

Трудности решения данной проблемы заключаются в том, что эта проблема количественная, а измерения здесь пока по необходимости не очень точны.

Зарядовая независимость, например, предполагает дифференциальные сечения реакций

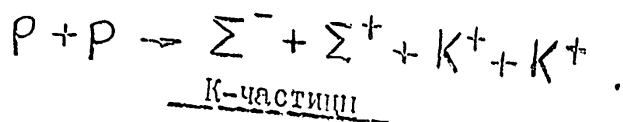


²¹¹) J. Jackson, S. B. Treiman, H. W. Wyld, Jr.,
Phys. Rev. 106, 517 (1957).

²¹²) R. Gatto, Phys. Rev. 106, 168 (1957).

- 412 -

особенно реакция

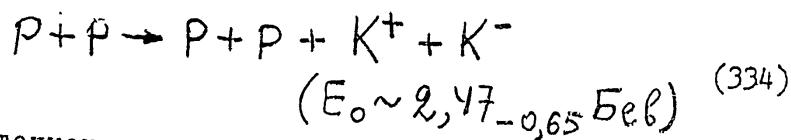
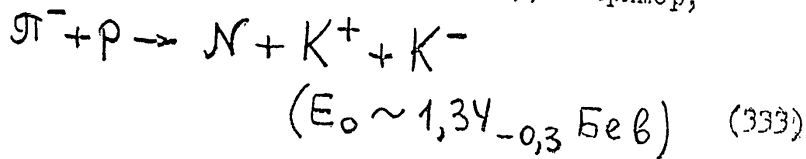


1. Очень существенно иметь как можно более точные сведения об энергетических и импульсных распределениях во всех вариантах трехчастичных распадов К-частиц (§ 42), (§12, 13).

2. Определение четности К-частиц в сильных взаимодействиях (§ 41).

3. Уточнение данных о спине К-частиц.

4. Рождение пар К-частиц (см. § 31), например,



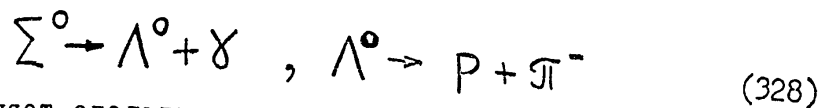
6. Уточнение сечений и фаз рассеяния К-мезонов на нуклонах.

У. Проверка сохранения четностей в распадах гиперонов и К-мезонов

Если в явлениях β -распада сохранение пространственной четности - экспериментальный факт, то для распадов гиперонов и К-мезонов подобного экспериментального доказательства пока не существует. В некоторых случаях подобное доказательство могло бы быть получено построением из экспериментальных данных (трех независимых векторов, например, импульса) псевдоскаляра (§ 19).

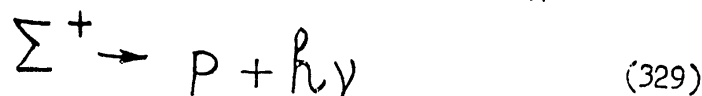
- 411 -

Здесь желательно зарегистрировать γ -кванты распада непосредственно. Каскад



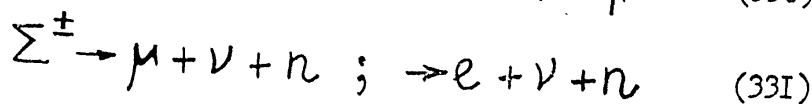
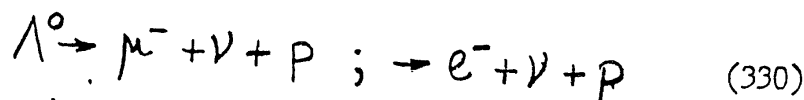
позволяет сделать ряд заключений о спине Σ^0 и о сохранении или нарушении четности при слабых взаимодействиях во втором каскаде реакции (328) (§ 41).

9. Небезынтересно поискать случаи распада



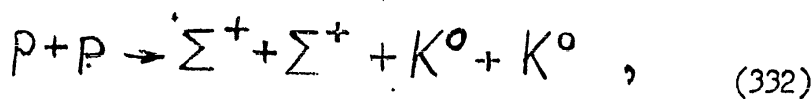
Правда, здесь может быть наиболее интересна относительная частота этого распада (§42).

10. Очень важно установить, существуют ли распады гиперонов



Соответствующий распад Λ^0 мог бы быть зарегистрирован как своеобразный распад гиперфрагмента (§ 42).

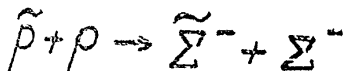
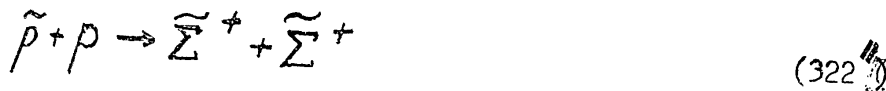
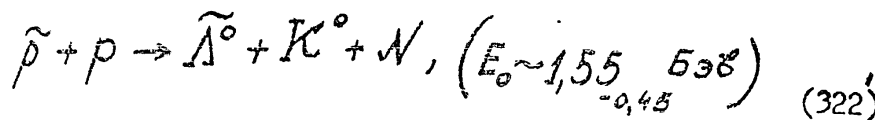
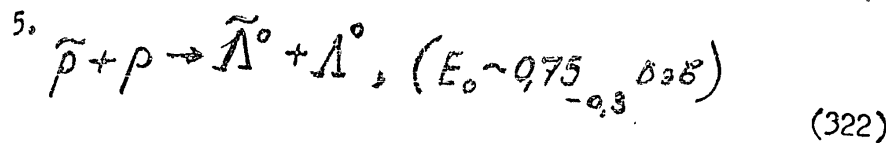
I. Существенны с различных точек зрения реакции типа



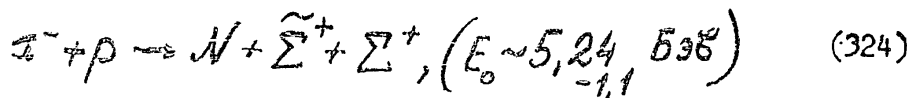
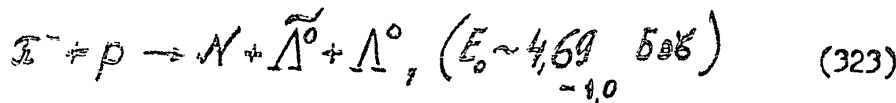
$$(E_0 \sim 3,57_{-0,87} \text{ BeV})$$

- 410 -

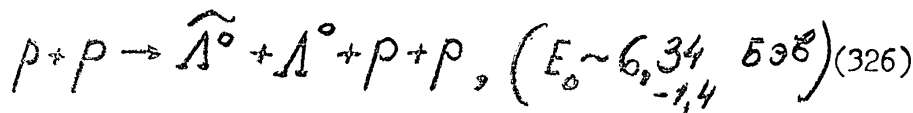
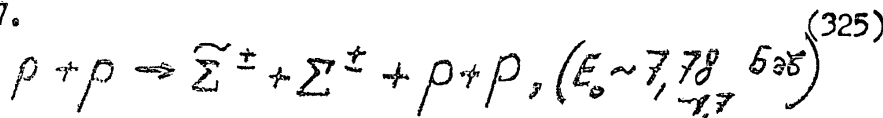
Естественно, большой интерес представляет получение анти-пероков $\tilde{\Lambda}^0$ и $\tilde{\Sigma}$ в реакциях с пучком антипротонов.



6.



7.

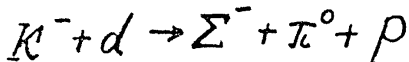


8. В сущности только начинается изучение распада



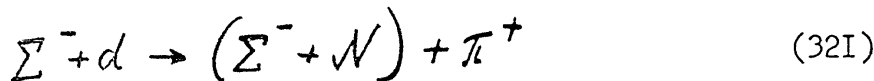
- 409 -

Вообще реакции $K^- + d$ богаты большими возможностями в исследовании многих свойств K , Σ и Λ^0 -частиц: угловое распределение частиц в реакции $K^- + d \rightarrow \Sigma^- + \pi^0 + p$ могло бы дать сведения о взаимодействиях Σ^- с протонами, реакция $K^- + d \rightarrow K^0 + N + N$ дает нижнюю границу для различия в массах K^- и K^0 -частиц, отношение сечений в реакциях



дает проверку изотопической инвариантности и т.д.

3. Для установления возможного характера взаимодействия Σ^- -гиперона с нейтроном существенна реакция (§ 41):



которая может привести к образованию Σ^- -гиперфрагмента, исследование которого было бы существенно для понимания сил, действующих между гиперонами и нуклонами. Отсутствие такого гиперфрагмента было бы также знаменательным.

4. Рассеяние Σ^\pm -гиперонов на протонах при малых энергиях представляется очень важным для интерпретации взаимодействия Σ^\pm -гиперонов с π -полем и с нуклонами. Здесь можно повторить те же соображения о возможности специфического обменного взаимодействия, что и в случае Ξ^- -гиперонов, прибавив к ним и возможности, доставляемые во всех этих случаях интерференцией кулоновых и специфических сил.

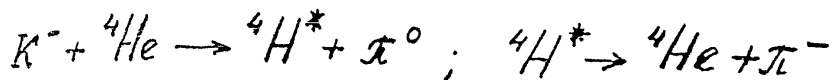
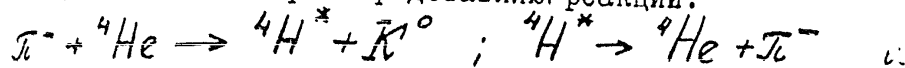
- 408 -

С другой стороны, может быть следует внимательнее отнестись к возможностям обнаружения более короткоживущих гиперонов и мезонов или совсем короткоживущих, распадающихся на сильно взаимодействующие частицы.

IV. Σ , Λ^0 - гипероны

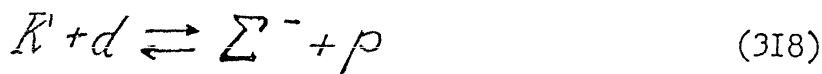
Представляет большой интерес дальнейшее уточнение данных о спинах Λ^0 -частиц и Σ -гиперонов (§ 4I).

I. Особый интерес представляют реакции:



которые позволяют, кроме того, дать существенные сведения о производстве внутренних четностей K -мезона и Λ^0 -гиперона (§4I).

2. Заслуживает большого внимания определение полных сечений прямых и обратных реакций:



которые могут дать сведения об отношениях спинов Σ -гиперона и K -частицы, согласно соотношениям

$$\frac{2\ell_{\text{K}^+} + 1}{2\ell_{\Sigma^-} + 1} = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{\text{обр}}}{\sigma_{\text{прям}}} \frac{P_{\Sigma^-}^2}{P_{\text{K}^+}^2} \quad (319)$$

- 407 -

II) β - распад Ξ^- . Если предположить, что β - поле взаимодействует с гиперонами так же, как и с нуклонами, то время жизни Ξ^- относительно распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda + e^- + \nu$ было бы $\sim 10^{-10}$ сек, т.е. того же порядка, как и предполагаемое время жизни Ξ^- - частицы относительно распада на π^- и Λ^0 .

Обнаружение такого рода β -распада свидетельствовало бы о том, что странность при этом может меняться на две единицы в слабых взаимодействиях и что более тяжелые гипероны, если они существуют, имели бы, возможно, более короткие времена жизни относительно β -распада, чем относительно распада на π -мезоны с изменением странности на 1.

Отсутствие обсуждаемого β -распада также представляло бы существенный интерес с тем смысле, что, может быть, и здесь действуют запреты $\Delta S = \pm 1$. Соответствующие эксперименты с Σ^\pm -гиперонами и с Λ^0 -фрагментами могли бы помочь выяснению обсуждаемого вопроса.

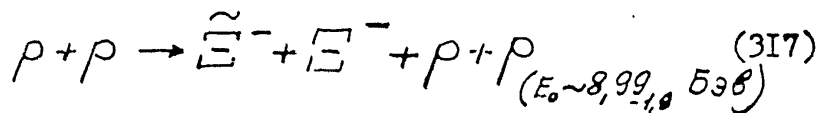
III. Поиски гиперонов и мезонов больших масс

В настоящее время не существует ясности в этом вопросе. Имеющиеся экспериментальные данные не являются достаточными для полноценного отрицательного ответа (§ 7, § 26). Обнаружение более тяжелых гиперонов и мезонов представляло бы серьезное по своим последствиям научное событие. Поэтому специальные эксперименты по поискам более тяжелых частиц крайне желательны. Очень желательно посмотреть в специальных, например, камерах большого размера, не существуют ли гипероны больших масс с большим числом каскадов распада, чем у Ξ -частиц.

- 406 -

Этот эксперимент представляет особый интерес для количественного сравнения данного сечения с сечением образования протонно-антипротонных пар от π^- -мезона ($\pi^- + p \rightarrow N + p + \bar{p}$). По своим изотопическим свойствам Σ^- -частица (по Гелл-Манну и Нишижиге) наиболее близка к протону (изотопический дублет). Если π^- -мезонное поле взаимодействует с Σ^- -гиперонами с той же константой g_π , что и с протонами, то не вблизи от энергетического порога соответствующие сечения должны быть близкими. Если спин Σ^- -частицы больше $1/2$, то сечение для образования Σ^- -пар будет больше сечений образования протонно-антипротонных пар в отношении $\frac{2\ell+1}{2}$, где ℓ - спин гиперона.

9) Свои особенности может иметь та же реакция образования Σ^- -пар, но под влиянием падающего нуклона:



В этой реакции возможно непосредственное проявление контактных взаимодействий нуклонов и гиперонов, если таковые существуют (§ 36).

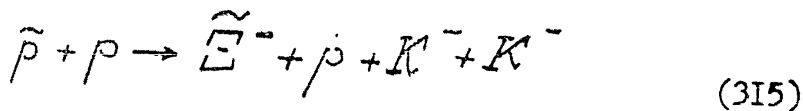
10) Спин Σ^- -гиперона можно определять по корреляциям в распаде Σ^- -гиперона (§ 41), но в отличие от случаев (8) и (9) здесь спин определяется при наличии цепочки слабых взаимодействий, что может быть не безразлично к определению спинов странных частиц (§ 42).

- 405 -

превращению протона в Σ^- -гиперон и к превращению Σ^- -гиперона в протон, что скажется в специфическом рассеянии Σ^- на большие углы (назад). Ту же самую природу может иметь рассеяние Σ^- на протоне с перезарядкой в Σ^0 . Как легко понять, рассеяние с перезарядкой Σ^- в Σ^0 при рассеянии на малые углы свидетельствовало бы о взаимодействиях, в которых обменное взаимодействие через K -мезоны не принимает участия. Перезарядка Σ^- в Σ^0 при рассеянии на малые углы могла бы свидетельствовать о взаимодействии Σ^- с протонами через π -мезоны. К тому же перезарядка Σ^- в Σ^0 при рассеянии - это один из способов обнаружения Σ^0 .

К сожалению, опыты по рассеянию Σ^- на протонах очень трудны благодаря малому времени жизни Σ^- и трудностям идентификаций - но мы не обсуждаем здесь экспериментальные трудности, хорошо зная, что то, что невозможно сделать сегодня, уже часто становится возможным завтра.

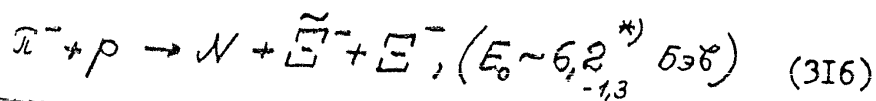
7) Для получения анти- Σ^- -гиперона целесообразен эксперимент с антипротонным пучком



(пороговая энергия $E_0 \sim 3,71$ Бэв).

На сложном ядре пороговая энергия может быть существенно меньше (~ 3 Бэв).

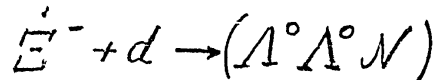
8. Для получения $\bar{\Sigma}^-; \Sigma^-$ -пар очень существенен эксперимент:



*) Цифра внизу обозначает поправку к пороговой энергии на сложном ядре (см. таблицу пороговых энергий).

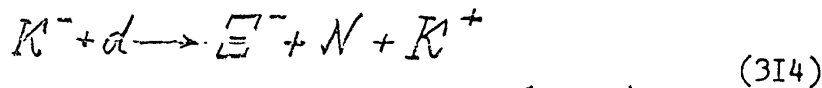
- 404 -

что в принципе возможны такие случаи, когда обе Λ^0 -частицы застрянут в сложном ядре, образуя двойной по Λ^0 -гиперфрагмент. Здесь реализуется редкая возможность изучать взаимодействие Λ^0 друг с другом и с нуклонами. К этому же типу реакции следует отнести и поглощение Ξ^- в дейтерии, которое может привести к своеобразному гиперфрагменту



и если даже этого не случится, то возможные угловые распределения в импульсах трех тел Λ^0 , Λ^0 и \mathcal{N} могут дать некоторые сведения о Λ^0 - Λ^0 -взаимодействиях.

5) Для изучения характера взаимодействия Ξ^- с нуклонами целесообразно (§ 40) изучение реакции

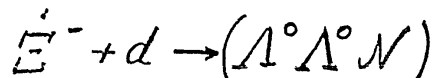


Если Ξ^- образует с \mathcal{N} гиперфрагмент $(\Xi^- \mathcal{N}) \equiv \mathcal{N}^{**}$, то энергия связи этого гиперфрагмента может дать существенные сведения о Ξ^- - \mathcal{N} взаимодействии. Некоторые сведения подобного характера могли бы дать угловые распределения в реакции (314).

6) О взаимодействии Ξ^- с протонами может дать важную информацию упругое рассеяние Ξ^- на протонах, именно те детали этого эффекта, которые свидетельствовали бы о наличии или отсутствии специфического обменного эффекта. Здесь имеется в виду обмен двумя K -мезонами (§ 40), который ведет к

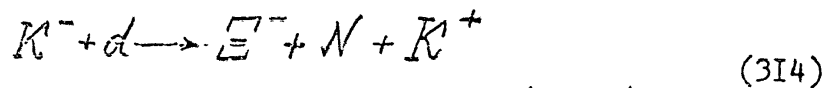
- 404 -

что в принципе возможны такие случаи, когда обе Λ^0 -частицы застрянут в сложном ядре, образуя двойной по Λ^0 -гиперфрагмент. Здесь реализуется редкая возможность изучать взаимодействие Λ^0 друг с другом и с нуклонами. К этому же типу реакции следует отнести и поглощение Ξ^- в дейтерии, которое может привести к своеобразному гиперфрагменту



и если даже этого не случится, то возможные угловые распределения в импульсах трех тел Λ^0 , Λ^0 и \mathcal{N} могут дать некоторые сведения о Λ^0 - Λ^0 -взаимодействиях.

5) Для изучения характера взаимодействия Ξ^- с нуклонами целесообразно (§ 40) изучение реакции

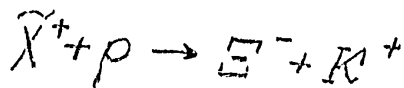


Если Ξ^- образует с \mathcal{N} гиперфрагмент $(\Xi^- \mathcal{N}) \equiv \bar{\mathcal{N}}^{**}$, то энергия связи этого гиперфрагмента может дать существенные сведения о Ξ^- - \mathcal{N} взаимодействии. Некоторые сведения подобного характера могли бы дать угловые распределения в реакции (314).

6) О взаимодействии Ξ^- с протонами может дать важную информацию упругое рассеяние Ξ^- на протонах, именно те детали этого эффекта, которые свидетельствовали бы о наличии или отсутствии специфического обменного эффекта. Здесь имеется в виду обмен двумя K -мезонами (§ 40), который ведет к

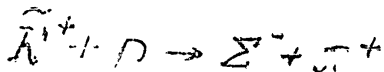
- 403 -

Если для образования Ξ^- -частицы необходимо взаимодействие типа



(311)

нужно



(312)

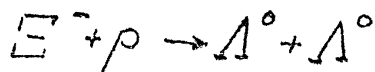
и если X^+ -частица не может возникнуть из двух K^+ -частиц в сильном взаимодействии:



то реакция типа (309) как быстрая реакция будет невозможна.

3) С более общей точки зрения интерес реакции типа (309) заключается в том, что в этой реакции проверяется своеобразный случай аддитивности странного числа, когда странное число 2 может в сильных реакциях алгебраически заменяться двумя единицами. Здесь странное число впервые выступает как число, а не как значок для обозначения вида реакции.

Как другой очень интересный пример возможной проверки аддитивности странных чисел в сильных взаимодействиях можно привести реакцию вида



(313)

С точки зрения схемы Гелл-Манна и Нишижими это быстрая реакция. С точки зрения представлений § 38 эта реакция возможна лишь как медленная.

4) Особый интерес эта реакция представляет на связанном протоне в сложном ядре. При захвате остановившихся Ξ^- -протонов выделяется относительно небольшая энергия ~ 30 Мэв, так

- 402 -

В последнем случае $\chi^+ \equiv (\mathcal{N} + \tilde{\Sigma}^-)$

переходит в

$$\chi^{+'} \equiv (\Sigma^0 + \tilde{\Sigma}^-)$$

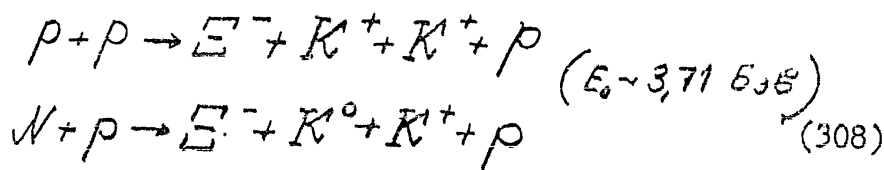
а затем

$$(\Sigma^0 + \tilde{\Sigma}^-) \rightarrow \mathcal{K}^+ + \tilde{\mathcal{K}}^0 \quad (310)$$

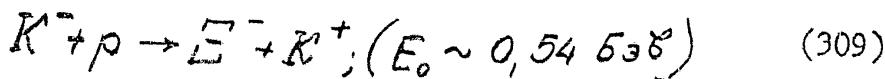
Превращение $\chi^+ \rightarrow \chi^{+'}$ совершается в какой-то мере аналогично превращениям

$$\Theta^0 \equiv (\mathcal{N} + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow \tilde{\Theta}^0 \equiv (\Lambda^0 + \tilde{\mathcal{N}})$$

Другими словами, после рождения χ^+ согласно этим представлениям в состоянии χ^+ -частицы происходит изменение: увеличивается со временем амплитуда состояния $\chi^{+'}$. Это состояние в сильной реакции может превратиться в состояние, описывающее два \mathcal{K} -мезона (310), но в отличие от случая Гелл-Манна и Нишижими пара \mathcal{K} -мезонов теперь представляет собой частицу и античастицу. Согласно (217), (218) и (220) возможны и другие каналы распада χ^+ , т.е. другой характер ассоциативного рождения $\tilde{\Sigma}^-$ -гиперона, если при этом почему-либо по условиям эксперимента χ^+ не регистрируется. Каскадный $\tilde{\Sigma}^-$ -гиперон мог бы возникать, конечно, и в реакции с нуклонами:



Своеобразный интерес представляет реакция



- 40I -

В литературе известен лишь один экспериментальный случай, который мог бы быть истолкован как ассоциативное рождение Ξ^- с двумя K^0 -мезонами (210).

По одному случаю трудно делать окончательное суждение о справедливости данного закона ассоциативного рождения каскадного гиперона. Поэтому очень существенно получить уверенно хотя бы несколько случаев ассоциативного рождения Ξ^- -гиперонов с Λ^+ -частицами, чтобы подтвердить характер ассоциативности вида (307).

2) Очень существенно при этом получить энергетический баланс реакции вида (307) в системе центра инерции.

Если окажется, что в системе центра инерции возникают лишь низкоэнергетические Ξ^- -частицы, это будет значить, что в процессе реакции типа (307) возникают две частицы ($\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + \chi^+$) из которых χ^+ , обладая странностью, равной +2, распадается на два K^0 -мезона. Пока такой возможности *a priori* отвести нельзя. Этот процесс может быть быстрым (§28) или относительно медленным (§ 38).

С точки зрения более частных модельных представлений (см. § 38) возникновение χ^+ -частицы в реакции типа (307), повидимому обязательно со структурой (214): $\chi^+ \equiv (N + \Xi^-)$

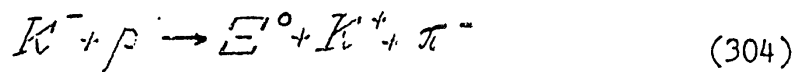
Согласно § 38 существует ряд каналов для распада χ^+ : (217), (221).

210) J. Sorrells, R. Leighton and C. Anderson,
Phys. Rev. 100, 1457 (1955)

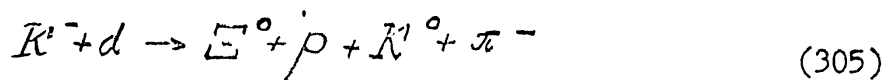
- 400 -

именно потому, что здесь возникают две ионизирующие частицы со сравнительно небольшими импульсами ($E_0 \sim 0,54$ Бэв), которые можно уверенно измерить в магнитном поле, и есть большая вероятность идентифицировать K^- -мезон по его распаду.

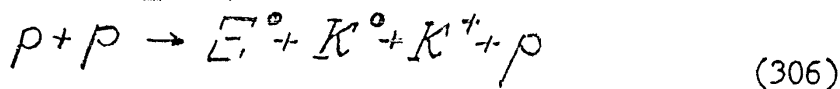
Можно указать и на другие элементарные реакции с участием Ξ^0 -частицы:



с пороговой энергией 0,936 Бэв,



с пороговой энергией 0,75 Бэв и



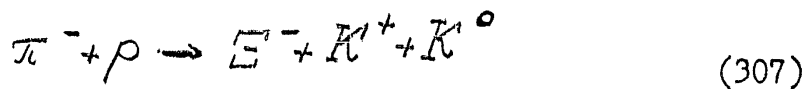
с пороговой энергией 3,71 Бэв.

П. Изучение свойств Ξ^- -гиперона

Прежде всего, существенно уверенно получить сам факт рождения Ξ^- -гиперона на ускорителях (§ 3) и выяснить условия его рождения.

1) Выяснение характера ассоциативности в рождении Ξ^- .

По систематике Гелл-Манна и Нишижимы Ξ^- -гиперон должен возникать одновременно с двумя K^+ -мезонами. Например, в реакции



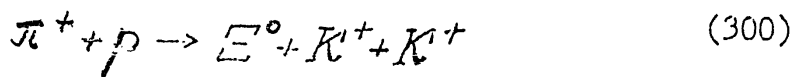
с пороговой энергией $\sim 2,2$ Бэв.

- 399 -

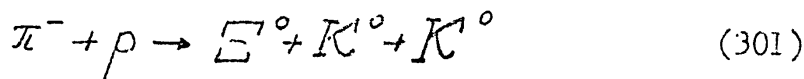
Но прежде всего необходимо выяснить, является ли Σ^- -гиперон компонентой изотопического дублета, или Σ^- -изотопический синглет. Другими словами, необходимо убедиться в существовании Σ^0 -гиперона.

I. Поиски Σ^0 -частицы

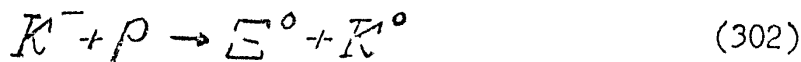
Σ^0 - частица могла бы возникать в реакции



с энергетическим порогом 2,2 Бэв. Рождение в реакции (300) двух K^+ -частиц, ожидающихся по систематике Гелл-Манна, однозначно указывало бы на рождение Σ^0 -частицы, если к тому же можно было бы установить энергетический баланс реакции. Представляет интерес и реакция

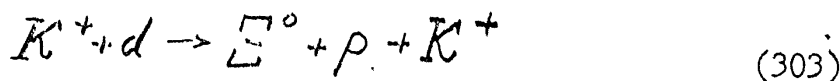


с тем же энергетическим порогом. В отличие от (300) в реакции (301) все частицы короткоживущие, их распады локализованы в относительно небольшой области. Реакция



выделяется своим низким энергетическим порогом: $E_0 \sim 0,66$ Бэв.

С этой точки зрения особый интерес может представлять реакция

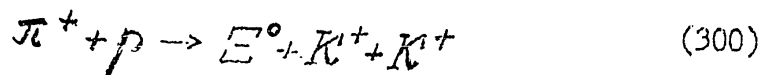


- 399 -

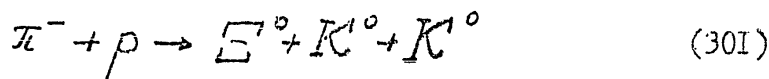
Но прежде всего необходимо выяснить, является ли Σ^- -гиперон компонентой изотопического дублета, или Σ^- -изотопический синглет. Другими словами, необходимо убедиться в существовании Σ^0 -гиперона.

I. Поиски Σ^0 -частицы

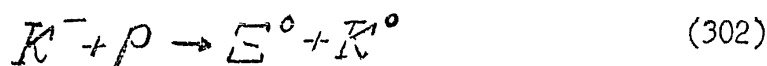
Σ^0 - частица могла бы возникать в реакции



с энергетическим порогом 2,2 Бэв. Рождение в реакции (300) двух K^+ -частиц, ожидающихся по систематике Гелл-Манна, однозначно указывало бы на рождение Σ^0 -частицы, если к тому же можно было бы установить энергетический баланс реакции. Представляет интерес и реакция

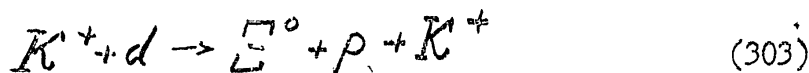


с тем же энергетическим порогом. В отличие от (300) в реакции (301) все частицы короткоживущие, их распады локализованы в относительно небольшой области. Реакция



выделяется своим низким энергетическим порогом: $E_0 \sim 0,66$ Бэв.

С этой точки зрения особый интерес может представлять реакция



§ 43. ВОПРОСЫ К ЭКСПЕРИМЕНТАТОРАМ.

Теперь, когда закончен обзор основных экспериментальных фактов и ряда теоретических соображений, целесообразно на основании всего изложенного материала сформулировать те вопросы к эксперименту, которые в известной мере логически вытекают из всего предыдущего и которые в сущности являются главной целью данного обзора.

Речь идет не об отдельных, может быть по-своему интересных, но частных вопросах, а о тех экспериментах, которые могли бы существенно проявить общую картину явлений в данной области.

Каскадный гиперон

В настоящее время систематика Гелл-Манна и Нишижимы проверяется только в сущности на частицах со странностью 0 и 1. 0 и 1 здесь не являются сами по себе измеряемыми величинами подобно, например, спиновому моменту, а скорее значками, которые с чисто логической точки зрения могут быть заменены в соответствующем истолковании словами "да" и "нет". С появлением в рассмотрении каскадного гиперона Σ^{\prime} со странным числом 2 положение существенно меняется, теперь имеется набор чисел:

0, 1, 2.

На каскадном гипероне могут быть проверены такие свойства странного числа (см. ниже), которые нельзя проверить на Λ° и Σ -гиперонах.

- 397 -

е. Сохранение спина странных частиц.

Если бы странные частицы, вернее, барионы обладали бы спином большим, чем $1/2$ и если возможно истолковать увеличение спина этих частиц как результат появления соответствующего возбуждения в ξ -пространстве, то было бы естественно ожидать несохранения этого добавка к спину при распадах гиперонов. Но надо заметить, что сама возможность связать внутренние функции барионов со спиновыми эффектами, как это сделано в работе^[41], представляется маловероятной, а наглядное представление в смысле квантовой механики даже возможно противоречивым^{х)} (слишком мала область, где $\chi(\xi)$ -функции отличны от нуля, мало Γ_0).

Во всяком случае, здесь можно воспользоваться обстоятельством и заметить, что измерение спинов странных частиц желательно производить не только на эффектах, связанных с распадами, но и в реакциях, протекающих в сильных взаимодействиях.

х) Может быть, целесообразнее величину, введенную в [41], называть "квази-моментом" в отличие от обычного момента количества движения. Несохранение этого "квази-момента" - по существу другое выражение для несохранения странного числа.

- 396 -

χ_{1000} в χ_{0000} (распад гиперона) пространственная четность не сохраняется ^х). А так как именно такие переходы связаны со слабым взаимодействием, то, следовательно, пространственная четность нарушается в слабых взаимодействиях. При переходе χ_{0001} в χ_{0000} - наоборот, сохраняется пространственная четность и не сохраняется временная.

Если в природе действительно реализуется этот вариант нелокальных состояний (см. примечание к § 35), то в $3/4$ всех случаев распадов Λ^0 или Σ^- - частиц не сохраняется пространственная четность и в $1/4$ всех случаев не сохраняется четность временная.

Такое толкование эффекта несохранения четности делает необходимым истолкование прерывающихся частиц в смысле возможности возбужденных состояний в ξ -пространстве по аналогии с барионами, и барионная гипотеза частиц, может быть, и не является очень фантастической.

В случае возможности частичного несохранения временной и пространственной четности (в пропорции $1/4$ и $3/4$) истолкование соответствующих опытов по β -распаду с точки зрения несохранения только пространственной четности может численно слегка расходиться с экспериментальными данными.

х) т.е. соответствующее взаимодействие надо писать с ξ (см. I67), как это случайно было написано в работе I40), когда несохранение четности еще не было известно.

- 395 -

/ § 34/, характеризует отклонение реального пространства от строгой метричности. Спрашивается, какие свойства X - пространства должны быть удержаны в ξ - пространстве ?

Странное число в истолковании, данном в § 34 и § 35, представляет собой характеристическое число, определяющее специфическое отклонение от метричности пространства в зависимости от массы бариона. Пользуясь языком атомных аналогий можно сказать, что S - странность - это номер возбуждения бариона в том смысле, который придается этому понятию в § 34 и § 35. Несохраниение странного числа означает возможность перехода бариона из одного возбужденного состояния в пространстве ξ в другое.

Этот переход благодаря сильному запрету обладает малой вероятностью и интерпретируется нами феноменологически как переход под влиянием гипотетического слабого взаимодействия. Слабые взаимодействия в нашем истолковании - это сильные взаимодействия, ослабленные запретом.

Состояние бариона по ξ - пространству может быть как четным, так и нечетным относительно пространственных отражений.

Так, функция $\chi_{0000}^{(\xi)}$ основного барионного состояния /нуклона/ /164/ является четной относительно пространственных и временных отражений. Функции барионов первого возбуждения (Σ, Λ^0) : χ_{1000} , χ_{0100} , χ_{0010} /165/ нечетны относительно пространственных отражений и четны относительно временных отражений.

Функция χ_{0001} четна относительно пространственных отражений и нечетна относительно временных. Можно предположить, что при переходе из состояния

- 394 -

не привести к каким-то глубоким изменениям в наших физических представлениях, связав эти своеобразные явления с физическими особенностями нейтрино или с особым характером взаимодействия β - поля с другими частицами. Если же окажется, что и временная четность нарушается при слабых взаимодействиях, то станет более вероятным, что здесь в слабых взаимодействиях открывается принципиально новый мир физических явлений, начинается новая эра в развитии физики.

Можно, например, думать, что дело идет о дальнейшем изменении наших представлений о пространстве и времени в том его понимании, которое сложилось в процессе человеческой макроскопической деятельности и которое становится непригодным в другой области физических явлений. Отсюда и нарушения в слабых взаимодействиях привычных нам "норм поведения" частиц.

В настоящий момент можно лишь гадать о характере возможных "потрясений основ". Фактов недостаточно для обоснованного суждения, и общая оценка ситуации становится объектом "научного вкуса" и т.н. "физической интуиции".

Здесь хотелось бы обратить внимание на некоторые возможности истолкования несохранения четности в слабых взаимодействиях, которые возникают в связи с введением в рассмотрение пространств с нарушением строгой метричности. В этом случае кроме X - пространства с его обычными свойствами вводится ξ - пространство. ξ - пространство имеет очень своеобразный характер - это скорее, если можно так сказать, характеристика нарушения обычных свойств пространства и здесь во всяком случае естественно искать отклонений от его обычных норм. $X(\xi)$ - функция в этом пространстве, как мы видели

№. - 393 -

d. Несохранение четности.

Экспериментальные результаты последнего года о несохранении пространственной четности в явлениях β -распада и μ -распада вызвали сильный интерес к слабым взаимодействиям вообще. В настоящее время можно считать установленным и отсутствие при β -распадах инвариантности относительно зарядового сопряжения. Остается неясным вопрос о сохранении временной четности. Фундаментальный вопрос относительно сохранения временной четности, надо полагать, будет решен в ближайшее время.

Таким образом, в слабых взаимодействиях не имеет места изотопическая инвариантность, нет сохранения I_z -компоненты изотопического спина или, во всяком случае, нарушается сохранение странности. В слабых взаимодействиях не сохраняется пространственная четность и отсутствует инвариантность относительно зарядового сопряжения.

Еще не известно, как обстоит дело с сохранением временной четности.

Что же такое "слабые взаимодействия", почему слабым взаимодействиям разрешено многое, что запрещается законами природы взаимодействиям сильным?

Неожиданно мир слабых взаимодействий оказывается существенно иным, чем это представлялось ранее. Спрашивается, ^{имеются} ли в настоящее время какие-либо пути к пониманию этого своеобразия слабых взаимодействий. Часть вопросов получит в какой-то мере естественный ответ, если окажется, что сохраняется комбинированная четность. Это наиболее естественное и в известном смысле консервативное решение вопроса. Такое решение вопроса может и

- 392 -

скорее противоречат (299) - имеется в виду отношение вероятностей распадов $\Lambda^0 \rightarrow \rho + \pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow \mathcal{N} + \pi^0$, которые в предположении $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$ должны были бы относиться как 2/1, но согласно опытам Steinberger'a и др. это отношение меньше единицы. Согласно опытам группы Альвареса¹²⁾ экспериментальные данные по распаду Σ^- и Σ^+ противоречат правилу отбора (299).

Можно указать ряд других соотношений, пригодных для проверки гипотезы (299), но пока нельзя привести достаточно точных экспериментальных данных для дальнейшего обсуждения вопроса. Обсуждаемый вопрос имеет уже довольно обширную литературу^{207), 208) 209)}. Правило отбора (299) благодаря его простоте дает возможность получить ряд соотношений, но каких-либо глубоких соображений в пользу этого правила пока привести нельзя. Если в дальнейшем и окажется, что это правило действительно реализуется в природе, то с некоторой точки зрения это будет удивительным фактом, так как путь к нему был довольно случаен; он не вызывался ни экспериментальной, ни теоретической необходимостью.

207) R. Gatto, *Nuovo Cimento* 3, 318 (1956)

208) M. Kawaguchi, K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* 15, 180 (1956)

209) B. d'Espagnat et J. Prentki, *Nuovo Cim.* 3, 1045 (1956)

- 391 -

Ограничение (299) ведет к ряду следствий, которые могут быть проверены экспериментом.

Отношение вероятностей распада τ и τ' оказывается²⁰⁶⁾ равным 1/4, что, повидимому, не противоречит экспериментальным данным.

Неожиданно правило (299) дало возможность обсуждать различие во временах распада θ^0 и K^{\pm} (43)44).

Действительно, система двух π -мезонов, возникшая в результате распада K^+ , т.е. $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, обладает $I_Z = +1$. Следовательно, система $\pi^+ + \pi^0$ может находиться в состоянии $I = +1$ или $I = +2$. Но изотопический спин \bar{K}^+ равен $1/2$, следовательно, состояние с $I = 2$ запрещено правилом (299). Далее, если спин K^+ -мезона равен нулю, то система $\pi^+ + \pi^0$ должна находиться в S -состоянии. Так как полная волновая функция системы должна быть симметричной по всем переменным, то состояние с $I = 1$ для данной системы запрещено. С этой точки зрения распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ является запрещенным распадом. Для распада $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ нельзя получить подобного запрета. Но как уже было замечено (§ 10), этот запрет не содержит какой-либо количественной оценки. В такой формулировке запрет абсолютный, и надо вводить специальные гипотезы, разрешающие в наблюдаемых пределах этот распад. Однако имеются экспериментальные данные, которые

²⁰⁶⁾ В.Б. Берестецкий, ДАН 92, 519 (1953).

- 390 -

Гипотеза о дублетной структуре барионных изотопических мультиплетов в настоящее время является в известной мере "еретической" гипотезой.

В настоящее время хотя и нет еще решающих экспериментальных данных в пользу общепринятой систематики изотопических мультиплетов, но и нет явных противоречий с экспериментом. Более того, как мы видели, набираются "по мелочам" кое-какие аргументы, которые можно рассматривать как аргументы именно в пользу общепринятой схемы изотопических мультиплетов.

Следует заметить, что в случае дублетной изотопической структуры барионов исчезает непосредственная связь странного числа с изотопическим спином. Странное число не сохраняется при слабых взаимодействиях независимо от гипотез о той или иной структуре изотопических мультиплетов.

с. Правило $\Delta I = \pm \frac{1}{2}$.

Рядом авторов высказано предположение о том, что нарушение изотопической инвариантности в слабых взаимодействиях регулируется своеобразным правилом: не только I_z -компонента изотопического спина меняется в реакциях вида (292) (слабые взаимодействия) по правилу

$$\Delta I_z = \pm \frac{1}{2},$$

но и полный изотопический спин меняется таким образом, что

$$\Delta I = \pm \frac{1}{2} \quad (299)$$

- 388 -

Для последовательной барионной концепции легких частиц есть фундаментальное затруднение, заключающееся в том, что необходимо как-то запретить или сделать очень маловероятным превращение нуклонов в легкие фермионы^{x)}. В частности, в составе легких частиц могли бы быть барионы очень высоких возбуждений, возникновение которых в промежуточных состояниях из нуклонов связано с очень большими временами жизни²⁰⁵⁾.

Хотя в данном аспекте и в данное время этот вопрос носит несколько беллетристический характер, все же целесообразно время от времени уточнять эксперименты, относящиеся к проверке точности выполнения закона сохранения тяжелых частиц^{x)}.

205) Reines, Cowan, Goldhaber, Phys. Rev 96, 1157 (1953).

x) Пусть $e^- \equiv (N + \tilde{N} + E^-)$, но тогда нейтрон N в промежуточном состоянии испускает пару: $N \rightarrow N + \tilde{N} + N$, один из нейтронов испускает последовательно два π^- -мезона (π^- , π^0), превращается в E^- . На основании соображений § 35, E^- частица может описываться многими функциями второго возбуждения:

$$E_t = \chi_{2000}(\xi); E_x = \chi_{0200}(\xi); E_y = \chi_{0020}(\xi); E_z = \chi_{0002}(\xi) \quad (295)$$

Переходы между этими состояниями сильно запрещены. Если, например,

$$e^- = E_x^- + E_y^- + E_z^-$$

то такая комбинация может возникнуть из нуклона с изменением странного числа на 6 единиц. Запрет 6-го порядка по слабому взаимодействию может быть достаточным, чтобы имитировать строгий закон сохранения тяжелых частиц. Мы не знаем космических процессов, ведущих к образованию вселенных; может быть, по какой-либо причине только антипротоны превратились в электроны и нет никаких т.н. антимиров.

- 387 -

Например:

$$K^+ \equiv (\rho + \tilde{A}^0) \rightarrow \tilde{\rho} + \pi^+ \rightarrow (\rho + \tilde{\rho}) + \pi^+ \rightarrow \pi^0 \text{ или } \pi^+ + \pi^-$$

$$\rightarrow \pi^0 + \pi^+$$

или

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$$

Что касается изотопических свойств легких частиц, то с развиваемой точки зрения они должны являться следствиями изотопических свойств составляющих их барионов, как изотопические свойства сложных ядер являются результатом изотопических свойств нуклонов. Эти свойства могут быть не простыми.

Строго говоря, в последовательной барионной концепции полей изотопические свойства самих барионов должны возникать естественным образом. Действительно, если электромагнитное поле является высшим эффектом барионного поля, если электрический заряд и константа тонкой структуры должны появиться в такой теории как функции от контактных барионных взаимодействий, то должно быть естественное объяснение того факта, что электрический заряд нейтрона равен нулю. Это объяснение должно носить характер запрета для нейтрона испустить ту комбинацию барионов, которая ведет к фотону.

- 386 -

переходы с участием легких частиц. На основании введенных таким образом странных чисел можно истолковать большинство запрещенных и разрешенных реакций, выписанных на предыдущих страницах, но, например, запретить реакцию



невозможно. Запреты этих реакций должны быть поняты исходя из конкретного механизма конкретных теорий. Из предыдущего следует, что распады π^+ -мезона истолковываются как результат взаимодействия составляющих его нуклонов и антинуклонов с (μ, ν) -полем.

Это взаимодействие сводится на первом этапе к рождению нуклонами контактным взаимодействием n барионно-антибарионных пар. Этот процесс представляет собой основу для сильных взаимодействий. Но так как в составе μ или ν странное число (номер возбуждения) одного из барионов должно быть на единицу больше или меньше своего соответствующего партнера в составе другой частицы, что никогда не может быть результатом сильного взаимодействия (которое дает пару барионов с равными, но противоположными странностями), это возбуждение бариона на единицу (в промежуточных состояниях) делает процесс распада слабым процессом.

Соответственно, распад K-частиц толкуется как распад составляющих эти частицы гиперонов и нуклонов.

- 385 -

На основании тех же соображений из времени жизни относительно распада (291), следует, что

$$S_{\mu} - (S_{e^-} + S_{\nu} + S_{\alpha}) = \pm 1 \quad (292)$$

Если α представляло бы собой нейтрино, то

$$S_{\nu} + S_{\alpha} = 0 \quad (293)$$

На основании (289) предположение о том, что α является частицей, тождественной по своему "странному" числу с нейтрино, противоречиво. Для странного числа α -частицы соотношения (289), (292) и (286) приводят к следующим возможностям:

$$S_{\mu} - S_{\alpha} = 0 \quad (294)$$

$$S_{\mu} - S_{\alpha} = \pm 2$$

Таким образом, наряду с нейтрино ν необходимо ввести другое нейтрино $\nu' = \alpha$ с другим странным числом, если пытаться сформулировать обсуждаемые запреты на языке запретов по "странным числам." х)

Но даже ценой введения второго нейтрино нельзя надеяться получить все существующие запреты и разрешенные

х) В частности, обсуждаемые соотношения могли бы удовлетвориться странными числами: $S_{e^-} = 2$; $S_{\nu} = -1$; $S_{\nu'} = 2$
 $S_{\mu} = 0$, но возможны и другие комбинации чисел, т.к. предыдущие соотношения определяют только разности между странными числами.

- 384 -

С точки зрения барионной гипотезы структуры легких частиц это значило бы, что в составе e^- например, имеется один барион на единицу более высокого возбуждения, чем соответствующий барион в структуре ν . Именно это обстоятельство делает маловероятным распад $\mu^- \rightarrow p + e^- + \nu$ и определяет слабый характер данного взаимодействия.

Поскольку нет быстрого распада

$$\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^- \quad (287)$$

можно сделать вывод, что

$$S_{\mu^-} \neq S_{e^-} \quad (288)$$

Поскольку нет даже слабого распада (287), можно заключить, что

$$|S_{\mu^-} - S_{e^-}| > 1 \quad (289)$$

Так как фотон может испускаться заряженным барионом в сильном (т.е. электромагнитном) взаимодействии, то его странное число должно равняться нулю

$$S_{\gamma} = 0 \quad (290)$$

Особая ситуация возникает при истолковании распада

μ^- -мезона. О μ^- -мезоне известно, что он распадается на электрон и две нейтральные частицы, которые, повидимому, нельзя ассоциировать с фотонами.

Пусть

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu} + \mathcal{X} \quad (291)$$

где $\tilde{\nu}$ - нейтрино, \mathcal{X} - неизвестная пока частица.

- 383 -

Закономерности слабых взаимодействий очень разнообразны, и здесь трудно надеяться привести в стройный порядок всевозможные случаи многочисленных вариантов распадов и запретов на основании попыток чисто феноменологических классификаций. При таком подходе можно, однако, надеяться получить некоторые направляющие соображения.

Если рассматривать все небарионные поля как высшие эффекты барионного поля в смысле § 37, то странные свойства всех небарионных частиц явятся результатом странных свойств составляющих их барионов.

Так как эффективные константы для распада Λ^0 -частицы ($\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$) и нейтрона ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$) примерно одного порядка, то отсюда следует вывод, что системы $e^- + \bar{\nu}$ и нейтрон отличаются странным числом, равным единице; так как странные числа частиц и античастиц противоположны по своим знакам, то предыдущее рассмотрение дает лишь разность странных чисел^{x)} электрона и нейтрино:

$$S_{e^-} - S_{\bar{\nu}} = 1 \quad (286)$$

x) Мы здесь пользуемся термином "странное число" вместо термина "номер возбуждения" потому, что в простых случаях эти числа совпадают. Возможно однако и существенное различие между ними: например, состояние $\psi_{0100}(\xi)$ и состояние $\psi_{0010}(\xi)$ (см. § 35) относятся к одному и тому же первому возбуждению ($n=1$):

переходы $\psi_{0010} \rightarrow \psi_{0000}$ определяются запретом $n=S=1$
но переходы $\psi_{0100} \rightarrow \psi_{0010}$ - определяются запретом,
как если бы различие в странных числах равнялось 2.

- 382 -

Существенно при этом экспериментально установить и вариант возможного взаимодействия (μ, ν) -поля с нуклонами.

Для установления запретов при $\mu \rightarrow e + \nu$ распадах и в процессах $\mu^+ + n \rightarrow n + e^+$ было предложено вводить нейтринные заряды, специальный выбор которых для электрона и μ -мезона обеспечил бы запрет обсуждаемого процесса²⁰³).

Введение нейтринного заряда по существу означает введение нового числа, характеризующего различия легких частиц, другими словами, означает предложение конкретной схемы классификации легких частиц. С этой точки зрения заманчиво построить единую схему классификации, включающую обычные и странные частицы.

Здесь известно предложение Sachs'a⁹⁵) характеризовать все частицы новым числом, т.н. атрибутом.

Налагая соответствующие требования на эти числа, можно ряд процессов, в принципе возможных по известным законам сохранения, истолковать ^{как запрещенные} свойствами введенного нового числа.

В последнее время появился ряд попыток включить легкие частицы в общую схему Гелл-Манна и Нишижимы приписав легким частицам соответствующие значения изотопических спинов и странным чисел²⁰⁴).

203) Я.Б.Зельдович, ДАН, 91, 1317 (1953); E. Konopinski, H. Mahmoud, Phys. Rev 92, 1075 (1953); Я.Б.Зельдович, Успехи физ. наук, IX, 377 (1956).

204) R. Sachs, Phys. Rev 99, 1573 (1956)

см. также Я.Н.Терлецкий ДАН, 108, 236, (1956), S. Goto, Prog. Theor. Phys. 17, 107 (1957).

- 381 -

$$\frac{W(\pi \rightarrow e + \nu)}{W(\pi \rightarrow \mu + \nu)} \sim \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \sim 2,5 \cdot 10^{-5} \quad (285)$$

Эксперименты Lokanathan'a и Steinberger'a (202) указывают на отношение этих вероятностей $< 5 \cdot 10^{-5}$, примерно в таких же пределах получено указание на отсутствие распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ($2 \cdot 10^{-5}$),

Рассматривая распад π -мезона через промежуточные нуклонно-антинуклонные состояния, которые непосредственно связаны с β -полем скалярным и тензорным ^{взаимодействием} (как это, по видимому, имеет место в β -распаде нуклонов), можно убедиться, что распад $\pi \rightarrow e + \nu$ действительно запрещен, но процесс $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ оказывается существенно вероятнее. Очень важно поэтому получить более точные экспериментальные данные относительно $\pi \rightarrow e + \nu$ и $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ распадов: они уже сейчас находятся на том пределе, уточнение которого может сделать несостоятельными целый ряд пока обсуждаемых возможностей.

C

для таких прямых переходов не существует запретов. Очень тяжелые гипероны были бы практически не наблюдаемы. В небольшом проценте распад $\Lambda \rightarrow p + \mu^- + \nu$ мог бы наблюдаться в гиперфрагментах. При истолковании последнего распада - как π -распада должны получаться "аномальные" гиперфрагменты с некоторым превышением над обычным энерговыделением.

202) S. Lokanathan, J. Steinberger, Phys. Rev. 98, 340 (1955)

- 380 -

Спрашивается, в чем суть строгого запрета для распада μ -мезона на электрон и фотон или на три электрона?

Почему разрешенным оказался распад $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$?
 В чем суть запрета для распада

$$\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu$$

и почему оказался разрешенным распад $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$?

Последние свойства характерны и для тяжелых мезонов.

Здесь известен распад $K_{\mu e}^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$ и запрещен распад $K_{e e}^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu$.

Если упомянуть непонятный еще источник различия в массах μ -мезона и электрона при тождестве всех известных взаимодействий этих частиц, то следует заметить, что многие свойства легких частиц выглядят может быть более странно, чем известные свойства так называемых "странных" частиц.

Имеется различные попытки понять существование тех или иных запретов, исходя из отдельных частных предположений о характере специально выбранных для этой цели взаимодействий.

Один круг возможностей подобного рода для запрета реакции

$\pi \rightarrow e + \nu$ (Введение производных от π -поля, рассмотренные ρV -варианта) приводит к отношению вероятностей 200), 201)

взаимодействия Ферми ($\sim 2 \cdot 10^{-49}$ эрг·см³), то для распадов $\Lambda, \Sigma^{\pm}, \Xi^{-}$ типа $\bar{Y} \rightarrow n + e + \nu$ получаются соответствующие времена жизни $\tau_{\Lambda} \sim 2 \cdot 10^{-8}$ сек., $\tau_{\Sigma} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ сек., $\tau_{\Xi} \sim 10^{-10}$ сек. С этой точки зрения более тяжелые гипероны распадались бы за время $\tau \ll 10^{-10}$ сек., если полагать, что

199) И. Марков. О систематике элементарных частиц. Академия наук. Мо сква, 1955.

200) S. Ogawa, H. Okonogi, S. Oneda, Prog. Theor. Phys. 11, 330 (1955)

201) H. Miyazawa and R. Oehme: Phys. Rev. 99, 315 (1955)

- 379 -

6. $K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + \mu^-$
7. $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$
8. $K^+ \rightarrow e^+ + \nu$
9. $K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$
10. $K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$
11. $K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma + \gamma'$
12. $K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \nu' + \nu''$
13. $K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} + \nu'$
14. $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$
15. $K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma + \gamma'$

и т.д.

Из всех этих возможностей реализуются случаи I, 4, 5, 14 и видимо x) 9 или 10. Для Λ^0 , например, имеем

- $$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$
- $$\Lambda^0 \rightarrow p + \mu^- + \nu$$
- $$\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \nu$$
- $$\Lambda^0 \rightarrow N + \mu^+ + e^-$$
- $$\Lambda^0 \rightarrow N + e^+ + e^-$$
- $$\Lambda^0 \rightarrow N + \mu^- + e^+$$
- $$\Lambda^0 \rightarrow N + \gamma$$

(284)

и т.д. **)

x) Спектр электронов распада больше согласуется по форме со случаем II и I2, чем со случаем 9 (рис. 6, 8 I3), но статистика здесь пока бедна. Для количественного согласия с экспериментом случаи II и I2 требуют своих специфических констант взаимодействия.

***) Если считать, что взаимодействие β -поля со всеми барионами осуществляется с одной и той же константой универсального

- 378 -

Так, μ^+ -мезон мог бы распадаться в согласии с известными законами сохранения по следующим каналам:

1. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$
 2. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$
 3. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \nu$
 4. $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+$
- (279)

Осуществляется, видимо, одна из этих возможностей типа

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad (280)$$

Для π^+ -мезона в принципе возможны следующие распады

1. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
 2. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+ + e^- + \nu$
 3. $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$
 4. $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$
- (281)

Но известен лишь распад

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad (282)$$

Для K-мезона составляется длинный список возможных вариантов распада:

1. $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$
 2. $K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma$
 3. $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^- + \mu^+$
 4. $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
 5. $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0$
- (283)

- 377 -

при котором π^0 распадается на два γ -кванта и один из них поглощается протоном.

Прямое слабое электромагнитное взаимодействие, ведущее к распаду (276), может быть обнаружено в ближайшем будущем лишь в том случае, если здесь константы взаимодействия таковы, что вероятность этого процесса больше, чем вероятность того же результата, когда обычное электромагнитное взаимодействие оказывается ^{элементом} в цепи слабых и электромагнитных взаимодействий. Другими словами, это вопрос точных количественных измерений эффекта (276), ни один случай которого пока в литературе не описан.

С точки зрения представлений о слабых взаимодействиях, развиваемых в § 35 и § 37, как об обычных сильных взаимодействиях, ослабленных в данных случаях особыми запретами ($\frac{1}{\lambda}$) - переход типа (276) возможен как прямой электромагнитный переход, вызванный по аналогии с (167) электромагнитным взаимодействием

$$e\vec{J}\vec{A}(x + \xi r). \quad (278)$$

Таким образом, слабый прямой электромагнитный распад $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$ будет менее вероятен, чем π -мезонный примерно в $\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \frac{2\hbar c}{g_\pi^2}$ раз.

Для слабых взаимодействий характерна следующая яркая выраженная черта: с точки зрения известных законов сохранения возможно большое количество вариантов, а по неизвестной пока причине реализуется только часть этих возможностей.

- 376 -

распаду, например, Σ^+ -частицы:



Поскольку Σ^\pm -гипероны обладают электрическим зарядом, полная функция Лагранжа должна содержать член сильного (т.е. обычного) взаимодействия электромагнитного поля с Σ^\pm -гипероном.

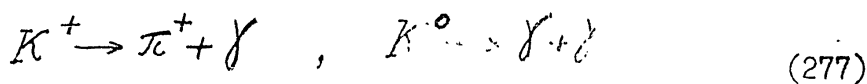
В настоящее время известно, что нет подобного сильного взаимодействия, ведущего к распаду Σ^\pm -гиперона на протон и γ -квант:



Этот быстрый распад при обычном электромагнитном взаимодействии происходил бы за очень короткое время ($\sim 10^{-20}$ сек).

Таким образом, как и в случае сильного π -взаимодействия, сильное электромагнитное взаимодействие в случае (275) запрещено. Но существует прямое слабое взаимодействие

π -поля с барионами, ведущее к распаду гиперона вида (275). Спрашивается, существует ли прямое слабое электромагнитное взаимодействие, ведущее к распаду (276) или к распаду:



Ответить на этот вопрос очень трудно, так как могут существовать и, наверное, существуют не прямые взаимодействия, ведущие к распаду с участием γ -квантов. Примером такого распада является β -распад, при котором электрон распада испускает тормозной γ -квант. Поэтому процесс вида (276) возможен как дальнейшая стадия процесса (275),

- 375 -

§ 42. ЗАКОНОМЕРНОСТИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Слабые взаимодействия представляют собой пока едва ли не самую загадочную область физических явлений.

До недавнего времени представлялось, что характерная особенность слабых взаимодействий — это "парные" взаимодействия с участием нейтрино. Именно такой характер взаимодействия носит β -распад, когда нейтрон, испуская пару e, ν (электрон и нейтрино), переходит в протон. μ -мезон превращается, допустим в нейтрино, испуская электрон и нейтрино.

Распад $\pi \rightarrow \mu + \nu$ подчеркивает, что четырехфермионное взаимодействие не является особенностью слабых взаимодействий. Распад K-мезонов на μ -мезоны и распад гиперонов на π -мезоны и нуклоны наводит на мысль, что существуют варианты слабых взаимодействий для всех полей.

Пока некоторым исключением является электромагнитное поле. Эту мысль можно выразить следующим образом.

В лагранжевой функции (128) имеются члены, описывающие сильное взаимодействие барионов с π -мезонным полем, например, члены вида

$$g_2 [\bar{\Lambda}^0 (i\gamma_5) \vec{\pi} \vec{\Sigma} + \vec{\Sigma} \vec{\pi} (i\gamma_5) \Lambda^0] \quad (274)$$

Но в полном лагранжиане наряду с этим членом, описывающим сильное взаимодействие барионов с π -мезонным полем, надо писать слабое взаимодействие с π -мезонным полем, ведущее к

- 374 -

Из данного анализа вопроса следует, что большие спины Λ^0 -частицы приводили бы к резкому уменьшению времени жизни гиперфрагмента.

Спин Λ^0 , равный $5/2$, сократил бы время жизни гиперфрагмента более чем в 1000 раз.

Данные относительно времени жизни гиперфрагментов ($\tau > 10^{-12}$ сек.) совместимы лишь со значениями спина, равными $1/2$ и $3/2$.

Причины увеличения роли безмезонных распадов Λ^0 в ядре для больших спинов Λ^0 физически ясны, так как для нуклонов, получающих большие импульсы при безмезонном распаде Λ^0 , соответствующий центробежный потенциальный барьер становится более прозрачным.

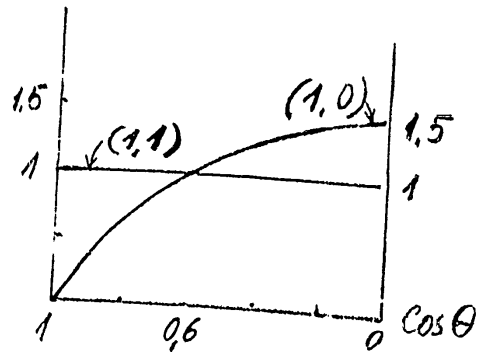
Определение спина Σ^- -частиц при захвате K^- в водороде согласно ¹⁹⁶⁾ 1967 г. работой группы Альвареса ¹²⁾, здесь сперва экспериментальные данные были в пользу более высоких спинов и в работе был сделан вывод о том, что спин Σ^- -гиперона вероятнее всего равен $3/2$. Увеличение статистики по сообщению тех же авторов ¹⁷¹⁾ привело к более изотропному угловому распределению, но противоречащему спину $1/2$.

В настоящее время пока нет экспериментальных данных о спине каскадного гиперона.

Соответствующие корреляционные соотношения в случае каскадного гиперона (Ξ^-) и в случае каскадного распада Σ^0 ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$) получены в теоретической работе Gatto ¹⁹⁸⁾. Следует подчеркнуть, что все разобранные случаи экспериментального определения спинов гиперонов связаны с распадами, обязанными слабому взаимодействию.

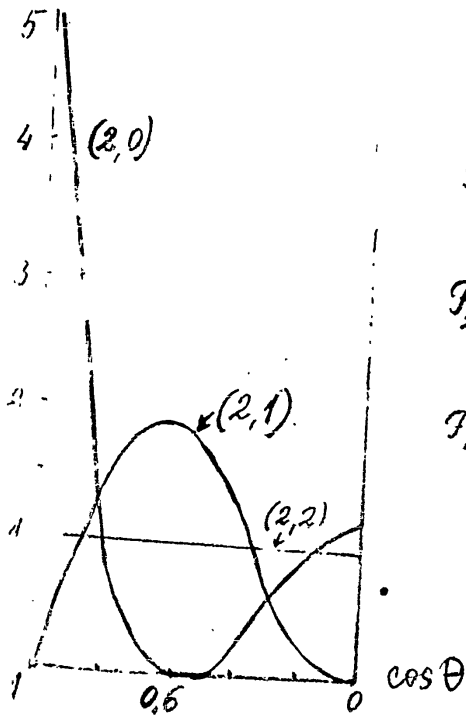
¹⁹⁸⁾ R. Gatto, Nuovo Cim. 4, 197 (1956).

- 373 -



$$F_{1,0}(\theta) \sim 1 - P_2(\cos \theta)$$

$$F_{1,1}(\theta) \sim 1$$



$$F_{2,0}(\theta) \sim 1 + \frac{10}{7} P_2(\cos \theta) + \frac{18}{7} P_4(\cos \theta)$$

$$F_{2,1}(\theta) \sim 1 + \frac{5}{7} P_2(\cos \theta) - \frac{12}{7} P_4(\cos \theta)$$

$$F_{2,2}(\theta) \sim 1$$

Рис. 36. Корреляция в реакции $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{H}^* + \pi^-$
 в разных вариантах (i, k) спинов гипер-
 фрагмента и К-мезона. Произведение их четностей
 равно - I.

- 372 -

В [97] получены также корреляции в реакциях $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{H}^* + \pi^0$, ${}^4\text{H}^* \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$ в предположении, что спин К-мезона равен нулю. На рис. 36 изображено, как качественно влияет на эту корреляцию возможность для К-мезона обладать спином не равным нулю (стремление к изотропии по мере увеличения спина К-мезона). Поэтому сам факт появления изотропии в соответствующих экспериментальных данных не дает еще однозначной информации о спинах гиперона и К-частицы.

Очень существенное ограничение для возможного верхнего значения величины спина Λ^0 -частиц получено из анализа распадов гиперфрагментов.

В работе Нишижима^[99] и более подробно в работе Рудермана и Карплуса^[109] рассматривается отношение безмезонного распада гиперфрагмента к мезонному в зависимости от возможного значения спина Λ^0 -частицы. Результативное выражение для этого отношения очень резко зависит от отношения импульсов нуклонов отдачи при безмезонном (\vec{k}) и мезонном (\vec{q}) распадах:

$$Q = \frac{R_{\text{безмезонное}}}{R_{\text{мезонное}}} \sim \rho_p \left(\frac{k}{q} \right)^{2\ell+1}, \quad (27?)$$

Здесь ρ_p - плотность протонов в ядре, ℓ - момент вылетающего π -мезона.

Или приближенно,

$$Q = 2,5 \rho_p (17)^{\ell} \quad (273)$$

(k, q - соответственно импульсом протона и π -мезона при безмезонном и мезонном распадах).

- 371 -

Процесс рассматривается у энергетического порога, предполагая, что возникшие в реакции частицы появляются преимущественно с наименьшим моментом. Но могут быть обстоятельства, по которым например S - состоящие частицы K^0 и гиперфрагмента будет запрещено сохранение полной четности системы, тогда состояние с наименьшим моментом будет P . Это обстоятельство отражено в двух строчках таблицы 26. Именно, первая строчка относится к тому случаю, когда произведение внутренних четностей χ_H^* и χ_K - мезона равно -1 , вторая строчка представляет случай, когда произведение внутренних четностей тех же частиц равно $+1$. Таким образом, особенность данного эксперимента заключается в том, что он дает возможность определить во всяком случае произведение внутренних четностей K - частицы и гиперфрагмента χ_H^* . Согласно таблице 26, о произведении внутренних четностей K - частицы и χ_H^* и о спине гиперфрагмента χ_H^* можно судить по угловым распределениям. На саму возможность в этой реакции определить четности странных частиц впервые обратил внимание Dalitz (181).

В цитируемой работе¹⁹⁷⁾ рассматривается реакция (270) и не вблизи энергетического порога с отбором случаев по Adair'у, позволяющим рассмотреть также случаи спинов K - частиц, не равных нулю.

Оказывается, что упомянутые выше возможности различения вариантов четностей имеются только в случаях близости к энергетическому порогу.

- 370 -

Возможности этих реакций для определения спина Λ^0 -частицы наиболее подробно рассмотрены в работе¹⁹⁷⁾.

Предполагая силы между ψ/ψ^* и K^0 - короткодействующими, спин K - мезона равным нулю и рассматривая реакцию (27С) вблизи энергетического порога, авторы получают следующую корреляционную таблицу для спинов ψ/ψ^* , равных 1 и 2.

Таблица 26

| Спин Четность системы | $l = 1$ | $l = 2$ |
|-----------------------------|-----------------------------------|---|
| +1 | $3 \cos^2 \gamma$ | $\frac{15}{2} (\cos^2 \gamma - \cos^4 \gamma)$ |
| -1 | $\frac{3}{2} (1 - \cos^2 \gamma)$ | $\frac{5}{4} (1 - 6 \cos^2 \gamma + 9 \cos^4 \gamma)$ |

В таблице 26: γ - угол между направлением вылета продуктов распада гиперфрагмента в его системе покоя и перенесенным в эту систему направлением падающих π -мезонов (ось Z),
 l - значение спина гиперфрагмента.

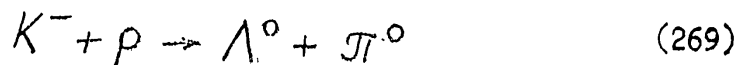
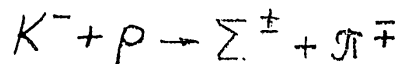
197) Чжоу Гуан-Чжао и М.И. Широков, Объединенный институт ядерных исследований. (В печати).

- 369 -

В цитируемой работе определяются допустимые угловые отклонения в отборе рассматриваемых случаев. Во всяком случае соответствующие углы оказываются тем меньше, чем рассматриваемый эффект дальше от энергетического порога.

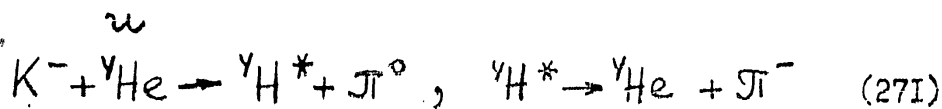
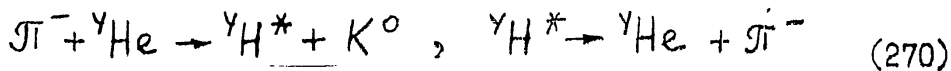
Рассмотренные возможности определения спина Λ^0 -частиц относятся также и к Σ^{\pm} -гиперонам ($\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$).

S. B. Treiman¹⁹⁶⁾ рассмотрел возможности определения спинов Λ^0 -частиц и Σ^{\pm} -гиперонов в реакциях захвата K^- -протонами:



Соответствующие результаты работы¹⁹⁶⁾ повторяют угловые распределения (268), но теперь через γ обозначен угол в системе покоя гиперона между направлением полета гиперона и направлением продуктов распада.

Наряду с рассмотренными реакциями представляют значительный экспериментальный интерес реакции



196) S. B. Treiman, Phys. Rev 101, 1216 (1956).

- 368 -

Как указал (Adair, 195) имеется возможность определить величину спина Λ^0 - частицы, не ограничивая эксперимент случаями поблизи энергетического порога, а используя π - мезоны в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$ с кинетической энергией например до 500 Мэв. Эта возможность связана с специфическим отбором случаев.

Смысл отбора по *Adair's* заключается в том, что отбираются случаи, для которых проекция орбитального момента Λ^0 - частицы на направление пучка π - мезонов равна нулю, т.е. равно нулю соответствующее магнитное квантовое число (m_{Λ^0}). Общее выражение для амплитуды вероятности данной реакции содержит суммирование по всем возможным значениям магнитных квантовых чисел m_{Λ^0} . Теперь суммирование сводится к отбору одного числа с $m_{\Lambda^0}=0$, и угловое распределение протонов распада в данном случае зависит только от величины спина Λ^0 - частицы, если спин θ^0 - мезона положить равным нулю. Угловые корреляции повторяют формулы (268).

Если спин θ^0 - частицы не полагать равным нулю, то угловые распределения продуктов распада Λ^0 окажутся теми же самыми, что и в случае (268), если при этом отбирать случаи распадов Λ^0 , ассоциированные с такими случаями θ^0 - распадов, когда π - мезонь этого распада вылетают параллельно падающему пучку π - мезонов.

Конечно, подобный отбор случаев сильно обедняет статистику.

195) R. Adair, *Phys. Rev.* 100, 1540 (1955).

- 367 -

Как уже подчеркивалось выше, экспериментальные данные относительно реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$, $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ при энергиях π^- -мезона ~ 1 и $1,5$ Бэв. могут быть полезны при определении нижней границы величины спина частиц. В работах /192, 193, 194/ обращено внимание на то обстоятельство, что эксперименты вблизи порога / ~ 755 Мэв/ ассоциативного рождения Λ^0 и θ^0 - частиц способны дать ответ на вопрос о самой величине спина Λ^0 - частиц при двух предположениях:

1. Спин θ^0 - частицы равен нулю.
2. Силы, действующие между Λ^0 и θ^0 - частицами - короткодействующие.

Здесь предположено, что странные частицы вблизи энергетического порога возникают в S - состоянии.

Если в этом случае через γ обозначить угол в системе покоя Λ^0 между направлениями вылета протона распада и направлением падающего пучка π^- - мезонов, то для случая спина, равного $3/2$ и $5/2$, получаются соответственные угловые распределения /192/.

$$F_{3/2}(\gamma) \sim 1 + 3 \cos^2 \gamma \quad (268)$$

$$F_{5/2}(\gamma) \sim 1 - 2 \cos^2 \gamma + 5 \cos^4 \gamma.$$

-
- 192) М.И. Широков, ЖЭТФ 31, 734 (1956)
 193) L. Wolfenstein, Phys. Rev. 94, 786 (1954)
 194) S. Hori, Prog. Theor. Phys. 16, 189 (1956).

- 366 -

от Λ^0 -мезонов на водороде (Λ^0 с энергией 1,0 Бэв, три случая $\Lambda^0 + \Theta^0$, один $\Sigma^0 + \Theta^0$ и один случай $\Sigma^- + K^+$). В этих случаях отмечается сильная корреляция между плоскостью распада гиперона и плоскостью рождения. Эта корреляция могла бы быть объяснена наличием больших спинов у Λ^0 -частиц (3/2 или 5/2 или даже 7/2). На существование подобной корреляции указывали и более ранние работы (187). В работе группы Steinberger'a (188) (пропановая пузырьковая камера, энергия Λ^0 -мезонов 1,3 Бэв.) отобрано 55 случаев ассоциативного рождения гиперонов и K -мезонов, которые интерпретируются как случаи на водороде.

По этим данным никаких заметных корреляций не обнаруживается. Другими словами, опыты группы Steinberger'a не дают указания о наличии у Λ^0 -частицы спина, превышающего значение 1/2.

Надо заметить также, что подобные опыты и не противоречат существованию Λ^0 , например, со спином большим 1/2. В случае установления корреляций эти опыты давали бы оценку для нижней границы величины возможного спина частиц.

Теория осуждения корреляций в процессе $\Lambda^0 + p \rightarrow \Sigma + K$, $\Sigma \rightarrow n + \pi$ дана в ряде работ (189, 190, 191, 192).

187) Fowler и др., Phys. Rev. 91, 1287 (1953);
93, 861 (1954); 98, 121 (1955).

188) P. Budde и др., Phys. Rev. 103, 1827 (1956).

189) S. B. Treiman и др., Phys. Rev. 97, 244 (1955)

90) S. B. Treiman and H. W. Wyld, Jr.,
Phys. Rev. 100, 947 (1955)

91) G. Morpurgo, Nuovo Lincei 2, 669 (1956)

- 365 -

§ 41. Спины гиперонов.

Можно сказать, что имеется тенденция "научного общественного мнения" - считать спины всех барионов равными $1/2$. Эта тенденция особенно ярко выражена среди теоретиков. Она является следствием того "здорового консерватизма", который сопротивляется всяким усложнениям, если они не вызваны экспериментальной необходимостью. Введение высоких спинов элементарных частиц необычайно усложнило бы теорию в данной области явлений.

Пока экспериментальные данные не противоречат этой тенденции. Время от времени появляются экспериментальные работы, сообщающие о наличии данных в пользу высоких спинов гиперонов.

Но последние работы с большей статистикой случаев опровергали ранее полученные выводы, как основанные на недостаточной статистике.

Экспериментальное исследование спинов гиперонов связано с получением надежных количественных данных об угловых распределениях в ряде эффектов. Пока этих данных еще недостаточно для окончательного решения вопроса о спинах гиперонов.

 Λ^0 и Σ - частицы.

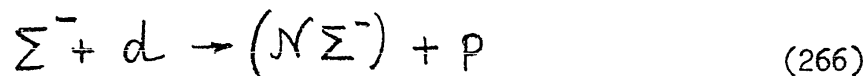
В работе Walker и Shephard¹⁸⁶⁾ сообщается о пяти случаях ассоциативного рождения K - мезонов и гиперонов

186) W.D. Walker and W.D. Shephard,
Phys. Rev. 101, 1810 (1956)

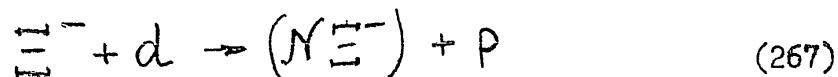
- 364 -

Общепринятые изотопические характеристики для Σ^- -частиц не запрещают сильное взаимодействие их с π -мезонным полем. Можно предположить, что энергия связи системы $(N\Sigma^-)$ не сильно отличается от энергии связи нейтрона и протона в дейтерии. Во всяком случае, существование такого гиперфрагмента кажется более вероятно, чем существование $(\Lambda^0 p)$ -фрагмента.

Отсутствие $(N\Sigma^-)$ -гиперфрагмента представляло бы не менее интересный факт, чем его обнаружение. $(N\Sigma^-)$ -фрагменты могли бы изредка возникать в реакции



С этой же точки зрения интересные поиски $(\Xi^- N)$ -фрагментов, которые могли бы возникать в реакции



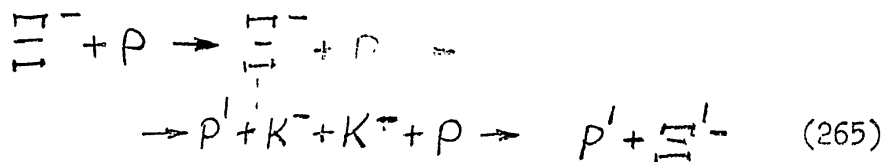
К сожалению, подобные события могут быть редкими из-за сильных конкурирующих реакций типа $\Xi^- + d \rightarrow N + \Lambda^0 + \Lambda^0$, но подобных реакций пока также никто не наблюдал.

- 363 -

Особо интересен случай рассеяния каскадного гиперона на протонах. Здесь взаимодействие через π -мезоны вело бы к перезарядке каскадного гиперона



С другой стороны, обменное взаимодействие через пару K -мезонов должно быть очень короткодействующим, оно будет вида



Все эти эксперименты осложняются коротким временем жизни гиперонов $\sim 10^{-10}$ сек.

Особые случаи возможных гиперфрагментов.

Вследствие быстрых реакций



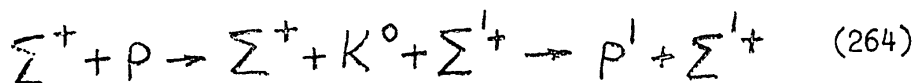
невозможно существование обычных ядерных Σ^- -фрагментов.

Однако, Holloday¹⁸⁵⁾ указал на возможное исключение из этого правила, на возможное существование $N\Sigma^-$ -фрагмента, поскольку нейтрон не может обменяться с Σ^- -отрицательным зарядом.

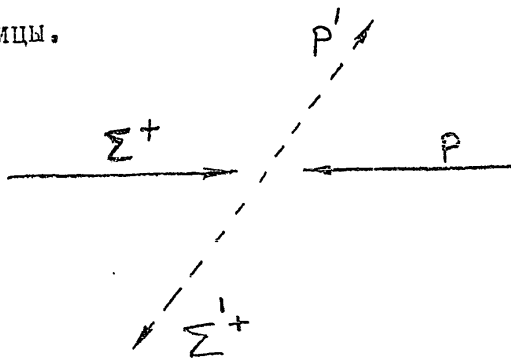
¹⁸⁵⁾ Holloday, см. R. Sachs, Phys. Rev. 99, 1573 (1953) примеч. на стр. 1575.

- 362 -

Существенно отметить, что взаимодействие Σ -нуклон через К-мезоны ведет к эффекту типично обменного взаимодействия, например:



В реакции (264) Σ^+ превращается в протон, протон превращается в Σ^+ . В системе центра инерции получается типично обменная картина, согласно которой Σ^+ после рассеяния летит в "образе" протона, а протон, принимает вид Σ^+ -частицы.



В данном случае между протоном и Σ -гипероном возможен обмен нейтральным π^0 -мезоном или (π^+, π^-) -парами. Во всех этих случаях нельзя получить обсуждаемого эффекта.

Таким образом, характерное рассеяние Σ^+ -гиперонов на протонах (рассеяние назад) свидетельствовало бы о доле взаимодействия через К-мезоны. Подробная картина рассеяния гиперонов на нуклонах могла бы в принципе дать указание о соотношении констант в π и К-мезонных взаимодействиях.

- 361 -

$$g_{K+\pi K'} \quad (261)$$

Такая возможность не исключена и в настоящее время, но она не диктуется пока экспериментальной необходимостью.

Можно было бы думать, что взаимодействие π -мезонного поля с гиперонами обнаруживается в появлении Λ^0 -фрагментов при захвате Σ^- -гипероном протона



Но в истолковании этого эффекта нет однозначности, так как можно предположить, что



Если предположить, что константа взаимодействия π -мезонного поля со всеми барионами имеет одно и то же численное значение¹⁸⁴⁾, то время жизни Σ^- -фрагмента будет порядка ядерного. Если в будущем по кинематике σ_K звезд можно будет установить, что время жизни Σ^- -фрагментов больше ядерного, то это свидетельствовало бы либо против гипотезы¹⁸⁴⁾, либо в пользу меньшей константы g_K для взаимодействия K -мезонного поля с барионами, которое может быть ответственно за процесс (263) или даже в пользу прямого контактного четырех-фермионного взаимодействия между нуклонами и парой гиперонов ($\Lambda^0 \Sigma N p$).

184) M. Markov, 6-я Рочестерская конференция стр. УШ-30 (1956).

- 360 -

В результате взаимодействия K^+ и K^- -мезонов с π -мезонами.

С точки зрения структуры лагранжевой функции (I28) и этот процесс мог бы быть описан членом $g_3 i \sum (\gamma_5) \vec{\Lambda} \vec{\pi} \Sigma$, устанавливающим прямое взаимодействие π -мезонов с гиперонами.

Ни прямых контактных взаимодействий пары $\Sigma, \bar{\Sigma}$ с нуклонами, ни контактных взаимодействий пары K, \bar{K} с нуклонами или π -мезонами лагранжева функция (I28) не содержит.

Данное рассмотрение показывает, что с точки зрения структуры лагранжевой функции (I28) действительно необходимы ряд членов для описания уже экспериментально наблюдаемых взаимодействий, что во всяком случае А) кроме членов лагранжиана, описывающих специфическое ассоциативное рождение Λ^0, Σ -гиперонов и K -мезонов, необходимы прямые взаимодействия во всяком случае Σ -гиперонов с π -мезонным полем или непосредственные взаимодействия барионов между собой (четырёхфермионные взаимодействия), В) нет прямой необходимости для введения непосредственных взаимодействий K и π полей.

Введение простого K - π взаимодействия представляет некоторые формальные затруднения, так как π -мезон является псевдоскаляром, K -мезон не может сохранить свою четность, поглотив π -мезон. Когда возникала необходимость вводить две K -частицы с противоположными внутренними четностями (K_+ и K_-), то взаимодействие ($K\pi$) - поля записывалось естественным образом I83):

I83) J. Schwinger, Phys. Rev. 104, no 4 (1956)

- 359 -

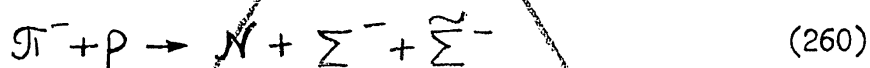
Но затем Σ^- и $\tilde{\Sigma}^-$ должны исчезнуть из (259), чтобы оставить в (259) только пару К-мезонов. Этот процесс возможен при контактном взаимодействии пары $\Sigma^-, \tilde{\Sigma}^-$

- а) либо с нуклоном
- б) либо с одним из К-мезонов
- в) либо с π^- -мезоном, который затем взаимодействует с нуклоном.

Процесс III мог бы быть истолкован как непосредственное взаимодействие К и π^- -полей. Согласно лагранжиану (128) процесс III происходит через взаимодействие Σ^- -гиперонов с π^- -мезонами и через взаимодействия типа а).

Другими словами, этот элементарный анализ показывает, что даже только известные в настоящее время эффекты I; II; III; IV нельзя объяснить, введя одно лишь новое сильное взаимодействие типа \mathcal{G}_5 или \mathcal{G}_6 (128).

Если будет открыта новая реакция типа



то эта реакция может возникнуть в результате:

- а) контактного взаимодействия пары $\Sigma^-, \tilde{\Sigma}^-$ с нуклоном
- б) прямого взаимодействия π^- -мезонов с Σ^- -частицами
- в) либо эта реакция является конечной реакцией по (259) в результате

- а) контактного взаимодействия пары K^+ и K^- с нуклонами

- 358 -

В методических целях целесообразно на первых порах пытаться ограничиться минимальным числом взаимодействий. Другими словами, целесообразен вопрос: каким минимальным числом взаимодействий можно надеяться объяснить известную в настоящее время совокупность фактов.

Допустим, что основными видом взаимодействия является взаимодействие нуклонов с π -полем и взаимодействие, ведущее к реакции



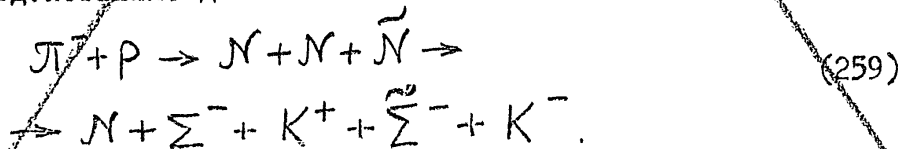
где n - нуклон, Y - гиперон.

С точки зрения записи лагранжевой функции взаимодействия в форме инвариантной в смысле (128), процесс (258) является процессом второго порядка - он может быть осуществлен членами лагранжевой функции

$$a) g_1 \tilde{N}(i\gamma_5) \vec{\tau} \vec{\pi} N \quad \text{и} \quad g_2 (\tilde{N} \theta \Lambda^0 + \tilde{\Lambda}^0 \theta^* N)$$

б) Рассеяние $K^+ + p$ с этой точки зрения описывается как $p \rightarrow \Lambda^0 + K^+$; $K^+ + p \rightarrow K^+ + \Lambda^0 + K^+ \rightarrow p' + K^+$, т.е. сводится к предыдущему взаимодействию.

в) Рождение пары K -мезонов не может быть сведено к предыдущим взаимодействиям. Действительно:

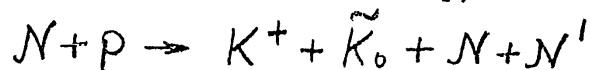


- 357 -

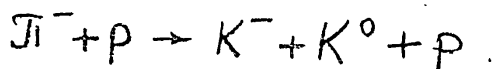
II. Эффект рассеяния K-мезонов на нуклонах вида



III. Эффект рождения K-мезонных пар, типа ²⁹⁾, I82)



или



IV. Существование связанного состояния Λ^0 с нуклонами (гиперфрагменты).

V. Взаимодействие нуклонов с π -полем.

Перечисленных данных совершенно недостаточно для однозначного установления даже самых общих чисто качественных характеристик взаимодействий странных частиц. На основании этих данных нельзя получить непосредственный ответ на вопрос, взаимодействуют ли гипероны с π -мезонами подобно тому, как это имеет место между π -мезонами и нуклонами, или между гиперонами и π -мезонами существуют только слабые взаимодействия, ведущие к распаду гиперонов. На основании этих данных нельзя ответить на вопрос - существует ли непосредственное взаимодействие между K-мезонами и π -мезонами, нельзя сделать никаких заключений о существовании или отсутствии контактных взаимодействий между барионами.

I82) W. Cooper, H. Filthuth, J. Newth, G. Petrucci, R. Salmeron and Zichichi, CERN, Geneva, случаи (K^0, K^0) и (K^+, K^0) - (препринт).

- 356 -

спинам двух частиц (протона и нейтрона), находящихся одновременно в S -состояниях.

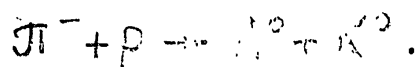
Если допустить, что при параллельных спинах нуклона и Λ^0 -частицы взаимодействие наибольшее, то энергия связи системы H_3^* будет большей, чем энергия связи He_3^* и N_3^* , где принцип Паули запрещает параллельные ориентации спинов одинаковых частиц, находящихся в S -состоянии.

Надо еще принять во внимание, что система протон-нейтрон с параллельными спинами (изотопический синглет) дает наибольшую энергию связи (дейтон), чем система нуклонов в S -состоянии, представляющая собой изотопический триплет.

Некоторые количественные оценки, указывающие на спиновую зависимость Λ^0 -нуклон взаимодействия содержатся в докладе *Daritz'a* на 6-й Рочестерской конференции. Принимая спиновую зависимость сил в обсуждаемых взаимодействиях и короткодействующие (Λ^0 - n) - силы, оказывается возможным объяснить качественно изменения в энергиях связи B_Λ в ряде легких гиперфрагментов.

Экспериментальные данные относительно сильных взаимодействий гиперонов, нуклонов, K и Σ -мезонов сводятся в основном таким образом к следующим фактам:

I. Эффект рождения гиперонно- χ -мезонных пар типа



- 355 -

Как известно, радиус действия сил $\sim \frac{\hbar}{Mc}$, где M -общая масса частиц, передающих взаимодействие. И

При одинаковой константе связи более короткодействующие силы приводят к системам с меньшими энергиями связи. С этой точки зрения понятна более слабая связь Λ^0 и нуклона, чем связь нуклон-нуклон. Может быть, указанное обстоятельство, связанное с коротким радиусом действия сил, ответственно за отсутствие гипердейтона (Λ^0).

Следует заметить, что если процесс (255) между двумя частицами (Λ^0, N) ведет к короткодействующим силам, с $r_0 \sim \hbar/2m_{\pi}$, то между тремя частицами (Λ^0, p, N) возможны силы взаимодействия с $r_0 \sim \hbar/m_{\pi}$, если π^- и π^+ - мезоны, испускаемые Λ^0 , поглотятся по отдельности протоном и нейтроном¹⁸⁰).

В принципе этот эффект мог бы проявиться при сравнении рассеяния Λ^0 на водороде и дейтерии.

Из анализа энергии связи в легких гиперфрагментах Dalitz¹⁸¹) делает вывод о сильной спиновой зависимости Λ^0 -нуклон взаимодействия в S -состоянии. С этой точки зрения можно было бы понять, что существование H_3^* -гиперфрагмента не противоречит отсутствию гиперфрагментов He_3^* и N_3^* . Из трех случаев H_3^* , He_3^* , N_3^* - только в случае H_3^* спин Λ^0 -частицы может быть параллелен

180) В.Огиевецкий. Препринт (Объединенный институт).
В этом случае возникают силы вида $\sim e^{-(r_{p\Lambda} + r_{n\Lambda})/r_0}$

181) R.H. Dalitz, Phys. Rev. 1, 372 (1955).

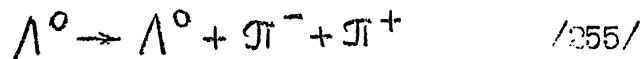
- 354 -

Приведенное рассмотрение не имеет силу доказательства изотопически - скалярной природы Λ^0 - гиперона, но непротиворечивость предположения в данном случае очевидна^{х/}

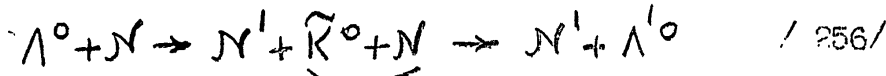
К приведенным соображениям тесно примыкают соображения относительно причин более слабой связи Λ^0 в легких гиперфрагментах по сравнению с соответствующим нуклоном 179/.

Если процесс /254/ запрещен, то силы взаимодействия между Λ^0 и нуклоном могут возникать :

а/ за счет обмена между Λ^0 и нуклоном парой π - мезонов :



б./ за счет K - взаимодействия :



с/ за счет перехода $\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^{\mp} + \pi^{\pm}$;



Во всех этих случаях силы получаются более короткодействующие, чем силы нуклон-нуклон.

х/ Если рассматривать не общепринятое распределение барионов по изотопическим мультиплетам, а предполагать /см. § 38/ дублетную изотопическую структуру для всех /согласно § 38/ вводимых барионов ($N, P, \Sigma^+, \Lambda^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$), то можно снова сформулировать изотопически инвариантное взаимодействие. С этой точки зрения данный вопрос не рассматривался.

- 353 -

Принцип Паули запрещает передачу нуклонам малых импульсов в сложном ядре.

Гиперфрагменты не противоречат представлению о Λ^0 -частице как изотопическом скаляре^[179]. Можно даже провести некоторые качественные соображения в пользу того, что Λ^0 ведет себя в гиперфрагменте как изотопический скаляр. Энергии связи ${}^4\text{H}^*$ и ${}^4\text{He}^*$ примерно равны между собой. Этот факт истолковывается^[179] как подтверждение зарядовой независимости сил Λ^0 -нуклон.

Для Λ^0 -частицы, рассматриваемой как изотопический скаляр, процесс



невозможен, так как система $\Lambda^0 + \pi^0$ должна вести себя не как изотопический скаляр, а как одна из компонент изотопического вектора. Если процесс (254) был^{бы} возможен в нарушение изотопической инвариантности, то силы Λ^0 - p и Λ^0 - n , обязанные обмену через π^0 -мезоны, вероятнее всего были бы различного знака, так как знаки константы взаимодействия

π^0 с протонами и нейтронами противоположны в симметричном варианте теории поля ($g_{p\pi^0} = -g_{n\pi^0}$).

[179) R.H. Dalitz, Phys. Rev. 99, 1475 (1955).

- 352 -

Различные теоретические соображения относительно
сильных взаимодействий

Согласно экспериментальным данным гиперфрагменты с $Z < 3$ распадаются с испусканием π -мезона. Гиперфрагменты с $Z > 3$ интерпретируются как правило безмезонные распады.

Это явление истолковывается следующим образом: в легких гиперфрагментах Λ^0 очень слабо связана. В таком случае волновая функция Λ^0 -частицы отлична от нуля в относительно большой области, и Λ^0 часто пребывает "вне ядра", подвергаясь в сущности свободному распаду.

Дело в том, что в процессе $\Lambda^0 + p \rightarrow p + \pi$ (безмезонный распад) нуклон получает довольно большой импульс

$$k \sim \sqrt{M_p m_\pi} \sim 400 \text{ МэВ/с}$$

Передача такого импульса нуклону происходит на расстояниях $\sim \hbar/k \sim \hbar/\sqrt{M_p m_\pi} \sim 1/2 \cdot 10^{-13}$ см. Другими словами, безмезонные распады более вероятны в тяжелых гиперфрагментах, где упаковка частиц более плотная.

Очень существенную роль в подавлении мезонных распадов в тяжелых гиперфрагментах играет принцип Паули¹⁷⁸⁾.

При мезонном распаде $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ нуклон получает сравнительно небольшой импульс, равный по величине импульсу π -мезона $q \sim \sqrt{m_\pi Q}$, где $Q \sim 37 \text{ МэВ}$ - энергия распада Λ^0 -частицы. Это соответствует энергии протона $E_p \sim m_\pi Q / 2M \sim 2,5 \text{ МэВ}$ и импульсу $< 100 \text{ МэВ/с}$.

¹⁷⁸⁾ H. Primakoff, Nuovo Cim. 3, 1394 (1956)

- 351 -

- * Ladu, Marongli, quoted by Grilli M., Levi-Setti R.,
Suppl. N. Cim. 12, 466, (1954).
- * Lovera G., Barbanti Silva L., Bonacini C., De Pietri C., Perilli Fedeli R., Roveri A., N. Cim., 10, 986, (1953).
- Naugle J.E., Freier P.S., Ney E.P., Phys. Rev., 96, 829 (1954).
- Naugle J.E., Ney E.P., Freier P.S., Cheston B., Phys. Rev. 96, 1383, (1954).
- * Noon J.H., Kaplon M.F., Crussard J. Phys. Rev., 95, 1103, (1954).
Oslo and Copenhagen Groups, Report on the Pisa Conf. p. 505 (1955).
- Roselet Ph., Weil R., Gailloud M., N. Cim. 3, 505, (1956).
- Schein M., Haskin D.M., Glasser R.S., N. Cim. 3, 131, (1956).
- Schein M. Haskin D.M., Leenov D., Phys. Rev. 190, 1455, (1955).
- Seeman N., Shapiro M.M., Stiller B., Phys. Rev. 100, 1480 (1955).
- Skjeggstad O., Sorensen S.O., N. Cim., 3, 652, (1956).
- Solheim A., Sorensen S.O., Phil. Mag. 45, 1284, (1954).
- Sorensen S.O., preprint (1956).
- Sorrels J.D., Trilling G.H., Leighton R.B., Phys. Rev., 100, 1484, (1955).
- Tidman D.A., Davis G., Herz A.J., Tennent R.M., Phil. Mag., 44, 350, (1953).
- Waldeskog B., Ark. f. Fysik 8, 369, (1954).
- Yagoda H., Phys. Rev. 98.108, (1955).
- Yagoda H., Phys. Rev., 98, 153, (1955).
- Yagoda H., Nature, 175, 973, (1955).

- 350 -

- Friedlander M.W., Keefe D., Menon M.G.K., N. Cim. 1, 482, (1955).
 Friedlander M.W., Keefe D., Menon M. G.K., N. Cim. 2, 663, (1955).
 Fry W.F., Swami M.S., Phys. Rev., 96, 809, (1954).
 * Fry W.F., Schneps J., Swami M.S., Report on the Pisa Conf., p. 347, (1955).
 * Fry W.F., Schneps J., Swami M.S., Phys. Rev., 97, 1189, (1955).
 * Fry W.F., Schneps J., Swami M.S., Phys. Rev., 99, 1561, (1955).
 Fry W.F., Schneps J., Swami M.S., Phys. Rev., 101, 1526 (1956).
 Fry W.F., White G.R., N. Cim. 11, 551 (1954).
 * George E.P., Herz A.J., Noon J.H., Solntseff N., N. Cim. 3, 94, (1956).
 Gilbert F.C., Violet C.E., White R.S., preprint (1956).
 Goldsack S.J., Lock W.O., N. Cim. 3, 600, (1956).
 Gottstein K., Suppl. N. Cim. 12, 309, (1954).
 * Gottstein K., Roederer B., Roederer J., Varshneya N., Waloschek P., Report on the Pisa Conf. p. 265, (1955).
 * Gottstein K., Roederer B., Roederer J., Varshneya N., Waloschek P. Z.f. Naturf. 11a, 152 (1956).
 * Grilli M., Sechi B., Zorn G.T. Suppl. N. Cim. 12, 310, (1954).
 Haskin D.M., Bowen T., Glasser P.G., Schein M., Phys. Rev. 102, 244, (1956).
 Hangerud O., Sorensen S.O., Phys. Rev. 99, 106 (1955).
 Hill R.D., Salant E.O., Widgoff M., Osborne L.S., Pevsner A., Ritson D.M., Crussard J., Walker W.D., Bull. Am. Phys. Soc., 29, 60, (1954).
 Hill R.D., Salant E.O., Widgoff M., Osborne L.S., Pevsner A., Ritson D.M., Crussard J., Walker W.D., Phys. Rev., 94, 797, (1954).
 Hill R.D., Salant E.O., Widgoff M., Osborne L.S., Pevsner A., Ritson D.M., Crussard J., Walker W.D., Phys. Rev. 101, 1127, (1956).
 Hirschberg D., Hirschberg L., Report on the Pisa Conf. p. 510, (1955).
 Hornbostel J., Salant E.O., Phys. Rev., 98, 218, (1955).
 * Hornbostel J., Salant E.O., preprint (1956).
 * Ladu M., Levi-Setti R., Scarsi L. Report on the Pisa Conf., p. 487, (1955).

- 349 -

- Bonetti A., Levi-Setti R., and oth. *N. Cim* 11, 330 (1954)
- * Brisbout F.A., Hopper V.D., *Austr. Journ. of Physics*, 7, 352, (1954).
- * Castagnoli C., Cortini G., Franzinetti C., Report on the Pisa Conf. p. 465, (1955).
- * Castagnoli C., Cortini G., Franzinetti C., *N. Cim.* 2, 551, (1955).
 Ceccarelli M., Dallaporta N., Crilli M., Merlin M., Salandin G., Sechi B., Ladu M., Report on the Pisa Conf., p. 497, (1955).
 Ceccarelli M., Dallaporta N., Grilli M., Merlin M., Salandin G., Sechi B., Ladu M., *N. Cim.* 2, 542, (1955).
- * Ciok P., Danysz M., Gierula J., *Bull. Acad. Polon. Sci.* 2, 171, (1954).
- * Ciok P., Danysz M., Gierula J., *N. Cim.* 11, 436, (1954).
 Ciok P., Danysz M., Gierula J., quoted by Grilli M., Love-Sotti R. Suppl. *N. Cim.* 12, 466, (1954).
 Ciok P., Danysz M., Gierula J., *Bull. Acad. Polon. Sci.*, 3, 25, (1955).
- * Ciok P., Danysz M., Gierula J., Skrzypczak E., Wroblowski A., Report on the Pisa Conf., p. 485 (1955).
 Crussard J., Morellet D., *Compt. Rend. Ac. Sc.* 236, 64, (1953).
 Crussard J., Kaplon M.F., Klarman J., Noon J.H., *Phys. Rev.* 95, 584 (1954).
 Crussard J., Fouche V., Kayas G., Leprince-Ringuet L., Morellet D., Renard F., Trembley J., Report on the Pisa Conf. p. 481, (1955).
- * Crussard J., Fouche V., Hennesy J., Kayas G., Leprince-Ringuet L., Morellet D., Renard F., *N. Cim.* 3, 731, (1956).
 Grussard J., Report on the VI Ann. Rochester Conf. p. V-36 (1956).
 Danysz M., Pniewski J., *Bull. Acad. Polon. Sci.* 1, 42, (1953).
 Danysz M., Pniewski J., *Phil. Mag.* 44, 384, (1953).
 Davies J.H., Evans D., Fowler P.H., Francois P.R., Friedländer M.W., Hüller R., Iredale P., Keete D., Menon M.G.K., Perkins D.H., Powell G.F., Report on the Pisa Conf., p. 314 and 503, (1955).
 Debenedetti A., Garelli C.M., Tallone L. Vigone M., *N. Cim.* 12, 466, (1954).
- Fowler F.H., Hansen K.H., *N. Cim.* 4, 158, (1956). ⁶⁷⁷
- Freier P.S., Anderson G.W. Naugle J.E., *Phys. Rev.*, 94, (1954).
- * Eisenberg Y., Rosendorff S., *Bull. Res. Council of Israel* 5A, 87, (1955).

- 348 -

Время жизни гиперфрагмента

Несколько случаев распада гиперфрагментов налету позволяют сделать следующие оценки для времен жизни гиперфрагментов:

| | |
|---------------|-------------------------|
| ^3H | $3 \cdot 10^{-10}$ сек. |
| ^3H | $\sim 10^{-12}$ " |
| ^4He | $8 \cdot 10^{-11}$ " |
| ^4He | $5 \cdot 10^{-10}$ " |
| ^7Li | $1 \cdot 10^{-11}$ " |

Эти грубые оценки, однако, свидетельствуют о том, что в условиях связанного состояния Λ^0 время жизни этой частицы существенно не меняется.

Ссылки (176)

- Alexander G., Ballarino C., Bizzarri R., Brunelli B., De Marco A., Michelini A., Moneti G.C., Zavattini E., Zichichi A., Astbury J.P., N. Cim. 2, 365, (1955).
- Anderson F., Lawler G., Nevin T.E., Report on the Pisa Conf., p. 495, (1955).
- Anderson F., Lawler G., Nevin T.E., N. Cim. 2, 605 (1955).
- Bacchella L., di Corato M., Ladu M., Levi-Setti R., Scarsi L., Report on the Pisa Conf., p. 299, (1955).
- * Baldi M., Belliboni G., Ceccarelli M., Grilli M., Sochi B., Vitale B., Zorn G.T., N. Cim. 1, 1180 (1955).
- Barrot P.H., Phys. Rev., 94, 1328, (1954).
- Bonetti A., Levi-Setti R., Panetti M., Scarsi L., Tomasini G., N. Cim. 11, 210, (1954).

- 347 -

нием A /примерно на 1 Мэв с увеличением ядра на один нуклон^{х)}.

В таблицах гиперфрагментов пока отсутствуют гипердейтон и изотоп гипергелия ${}^3\text{He}$.

Последнее обстоятельство, взятое буквально, могло бы свидетельствовать в пользу того, что взаимодействие Λ^0 с нейтронами сильнее, чем с протонами.

Обращает на себя внимание существование гиперфрагментов ${}^4\text{H}$ и ${}^4\text{He}$. Соответствующие ядра, как изотопы водорода и гелия, отсутствуют. Последнее обстоятельство можно понять как следствие принципа Паули для нуклонов. Поскольку Λ^0 -частица отлична от нуклонов, для нее в данной ситуации (${}^4\text{H}$ и ${}^4\text{He}$) принцип Паули не накладывает ограничений и Λ^0 может занять состояние в ядре, приводящее к большему дефекту масс, чем состояние, возможное для соответствующего нуклона.

Это же обстоятельство может быть ответственно за монотонный рост энергии связи Λ^0 гиперона в ядре с ростом A .

х) Этот список можно было бы дополнить случаем

$${}^9\text{Be} \rightarrow \pi^- + p + {}^8\text{Be},$$

$$\text{с } B_{\Lambda^0} = (6,5 \pm 0,6) \text{ МэВ.}$$

Fry W. F., Schneps J., and Swami M.S., Phys. Rev. 101, 1526 (1956).

- 346 -

В двух случаях выделенной при распаде энергия значительно превышает возможную энергию от Λ^0 -фрагмента. Оба эти случая несовместимы с интерпретацией их как K -фрагментов.

Энергия связи

Принимая $Q_{\Lambda^0} = 36,9$ и атомные массы по Сегре, для энергии связи Λ^0 в различных ядрах получается таблица 25. Здесь использованы данные гиперфрагментов, вид распада которых определяется однозначно.

Таблица 25

| Гиперфрагмент | B_{Λ^0} - энергия связи | Число случаев |
|-------------------|---------------------------------|---------------|
| ${}^3\text{H}$ | $(0,5 \pm 0,3)$ МэВ | 10 |
| ${}^4\text{H}$ | $(1,6 \pm 0,4)$ " | 8 |
| ${}^4\text{He}$ | $(1,6 \pm 0,4)$ " | 4 |
| ${}^5\text{He}$ | $(2,5 \pm 0,3)$ " | 4 |
| ${}^7\text{Li}$ | $(4,4 \pm 0,7)$ " | 1 |
| ${}^{10}\text{C}$ | $(14,6 \pm 6)$ " | 1 |

На рис. 35 дана зависимость энергии связи B_{Λ^0} в функции от атомного номера A . Эти пока грубые данные указывают на возрастание энергии связи Λ^0 в сложном ядре с возраста-

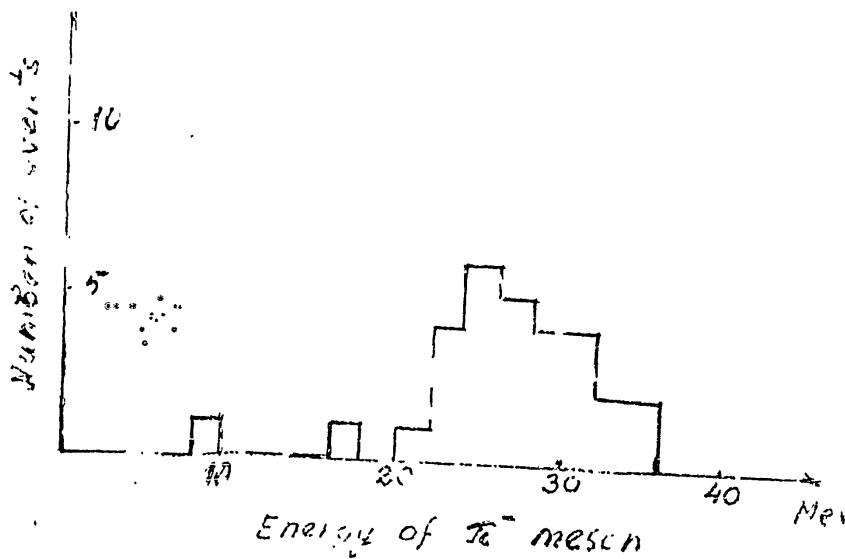


Рис 34

Энергетический спектр π^- -мезонов и их многократный распад гиперфразиса

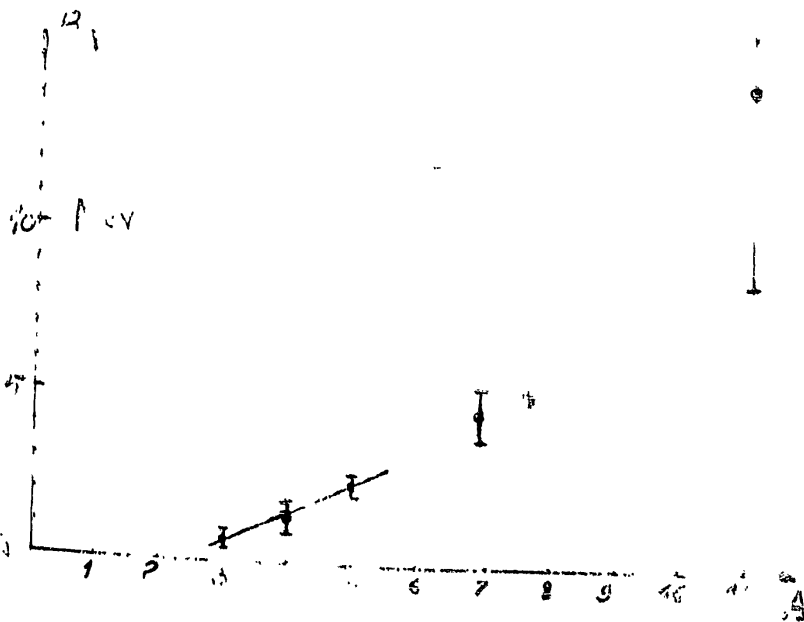


Рис 35

Зависимость энергии связи $Z_{\text{св}}$ от атомного номера A.

- 345 а -

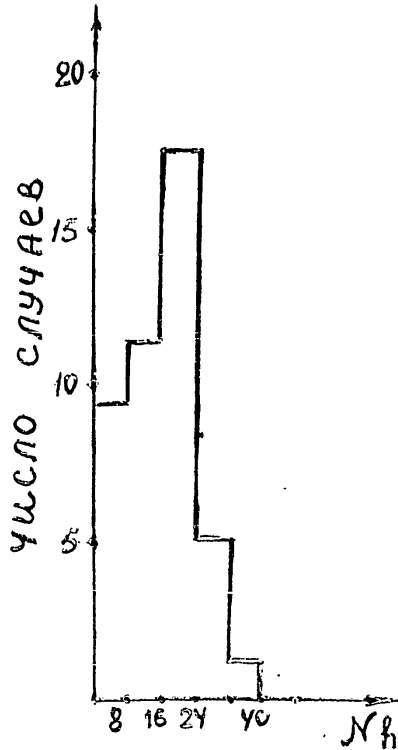


Рис. 31

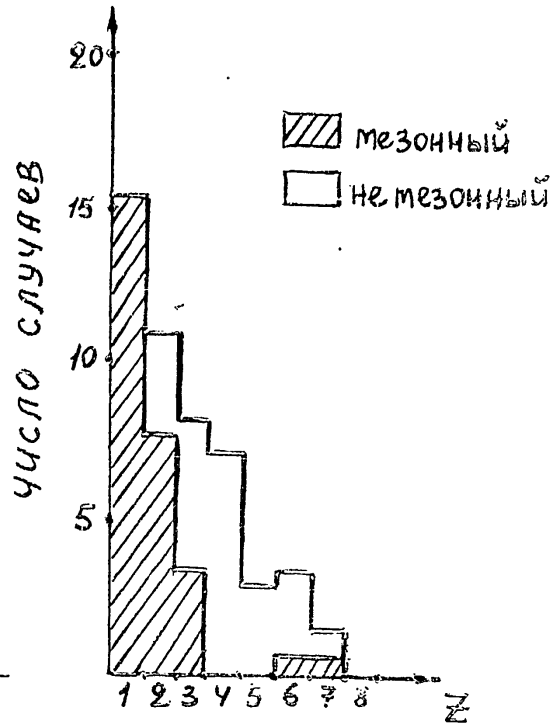


Рис. 32.

Распределение гиперфрагментов по заряду (Z).

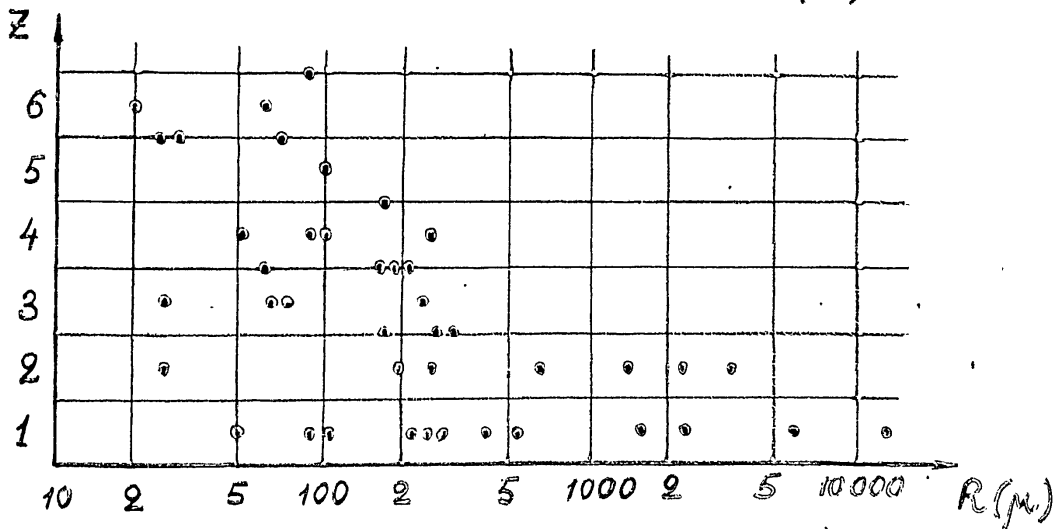


Рис. 33.

Пробеги гиперфрагментов.

- 345 -

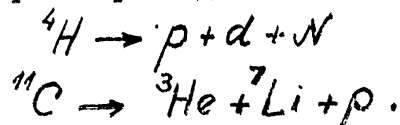
1. $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + 37 \text{ мэВ}$
2. $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi^0 + 41 \text{ мэВ}$
3. $\Lambda^0 + n \rightarrow n + N + 175 \text{ мэВ}$

Второй канал распада пока в гиперфрагментах не зарегистрирован. Среди 46 случаев мезонных распадов гиперфрагментов 27 однозначно идентифицированных перечислены в табл.22. Эти 27 случаев образуют следующие группы

| | | | |
|-----------------|------------|--|-----------|
| ${}^3\text{H}$ | 10 случаев | 1) ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$ | 4 случая |
| | | 2) ${}^3\text{H} \rightarrow d + p + \pi^-$ | 3 -"- |
| | | 3) ${}^3\text{H} \rightarrow 2p + N + \pi^-$ | 3 -"- |
| ${}^4\text{H}$ | 9 случаев | 1) ${}^4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$ | 6 случаев |
| | | 2) ${}^4\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + N + \pi^-$ | 3 -"- |
| ${}^4\text{He}$ | 3 случая | 1) ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + p + \pi^-$ | 2 случая |
| | | 2) ${}^4\text{He} \rightarrow d + 2p + \pi^-$ | 1 -"- |
| ${}^5\text{He}$ | 4 случая | 1) ${}^5\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + \pi^-$ | 4 случая |
| ${}^7\text{Li}$ | 1 случай | 1) ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + \pi^-$ | 1 случай |

Энергетический спектр π^- -мезонов при многочастичном /трех и более/ распаде дан на рис.34.

Из 26 случаев безмезонных распадов найдено только два, характер которых однозначно идентифицируется:



- 344 -

два - протонами $6,1 \text{ Бэв}$; три π -мезонами $/3 \text{ Бэв}/$;
 один - π мезоном $/1,5 \text{ Бэв}/$. Один случай получен в пучке
 K^- -мезонов.

Космические случаи как правило характеризуются большим
 ядерным испарением /рис. 31/.

Распределение гиперфрагментов по Z /заряду/ дается рис. 32,
 из которого ясно, что большинство гиперфрагментов с $Z > 3$
 подвергается безмезонному распаду.

Согласно рис. 33 гиперфрагменты с большим Z обладают
 меньшими пробегами. Поскольку критерий A связан существенным
 образом с характеристиками трека, связывающего родительскую
 звезду со звездой гиперфрагмента распада /утопление трека,
 характеристики рассеяния и т.п./, то в случае больших Z
 критерий A имеет тенденцию исключать соответствующие гиперфраг-
 менты. Так как из-за отсутствия мезонных распадов гиперфрагментов
 труднее идентифицировать их по распаду, то следует подчеркнуть,
 что используемые критерии по отбору гиперфрагментов могут
 сильно занижать число последних в области больших Z .

Среди II случаев образования гиперядер при различных
 захватах, 4 гиперядра зарегистрировано при захвате отрицатель-
 ных гиперонов $x^)$, 7-при захвате K^- -мезонов.

Имеется три возможных канала распада Λ^0 в гиперфраг-
 менте:

x) см. в предыдущем § 39 другие случаи захвата Σ^- -ядрами,
 которые не вошли в данную статистику.

| № | Случай | Образование | Родительская звезда | Угол по отношению к первичной | Энергия на нульон (в мев) | Время полета (в 10 ⁻¹¹ сек) | Распад в покое или в полете | Схема распада (N ₁ , 2), далее предпол. гиперфрагм. и число заряд. частей | Энергия связи Λ (#, 1, 2), далее: "Видимая" эн. (в мев) | Энергия наиболее быстрого протона (в мев) | Ассоциированное рождение | Критерий для отбора гиперфрагмента | С С Ы Л К И |
|-----|-----------------|-------------|---------------------|-------------------------------|---------------------------|--|-----------------------------|--|---|---|--------------------------|------------------------------------|---------------|
| | | | | | | | | | | | | | |
| 25. | Ro ₆ | col | 26+9n | 27 | 24 | R | 10 _B | 3 | 139±168 | 9,7 | K | A | Castagnoli 55 |
| 26. | Wsc27 | col | 22+9p | 8 | 0,7 | R | 8 _{Be} | 4 | -340 | 300±125 | A | Fry 54a, 55c | |
| | | | | | | | | | (if non mesonic dec.) | | | | |
| | | | | | | | | | -84 | E _w = 45±18 | | | |
| | | | | | | | | | (if mesonic decay) | | | | |

Примечание: случаи I-26 (табл.24) получены в космических лучах.

| № | Случай | Образование | Родительская звезда | Угол по отношению к первичной звезде | Энергия на нуклон (в мев) | Время полета (в 10^{-11} сек) | Распад в покое или в полете | N | Схема распада (№1,2). Далее: предполагаемый гиперфрагмент и число зарядов частиц при распад | Энергия связи (№1,2). Далее: "видимая" энергия (в мев) | Энергия наиболее быстрого протона (в мев) | Ассоциированное рождение | Критерий для отбора гиперфрагмента | Ссылки |
|-----|------------------|-------------|---------------------|--------------------------------------|---------------------------|---------------------------------|-----------------------------|-----|---|--|---|--------------------------|------------------------------------|--------|
| 11. | Ww ₂ | col | 21+16n | 69° | 3,6 | 0,6 | R | 3-4 | ⁷ Li 3 44 | 40 | | A | Ciok 54a,b,55b | |
| 12. | Wse ₅ | col | 11+0n | | 6,2 | 1 | R | 3-4 | ⁷ Li 3 -20 | 9, | | A | Fry 55c | |
| 13. | Ro ₃ | col | 8+0n | | 6,5 | 0,7 | R | 3-5 | ⁹ Be 3 ~12 | 6,5 | | A | Castagnoli 55a,b | |
| 14. | Ro ₅ | col | 5+9p | 41° | 7,3 | 0,8 | R | 3-5 | ⁹ Be 3 66 | 33/100 ⁿ / | | A | Castagnoli 55a,b | |
| 15. | Wse ₁ | col | 17+5p | | 3,6 | <0,5 | R | 4 | ⁸ Be 2 -105 | 58+75 ⁿ | | A | Fry 54b,55c | |
| 16. | Gö ₁ | col | 27+4p | | 9,5 | 0,8 | R | 4 | ⁸ Be 2 20+30 | 140+170 ⁿ | | A | Gottstein 54,55,56 | |
| 17. | Re ₁ | col | 18+4p | | 5 | <0,5 | R | 4 | ⁸ Be 3 -40 | 6,6 | | A | Crussari 54 | |
| 18. | Pd ₁ | col | 10+7p | 15° | 7 | 0,7 | R | 4-5 | ⁹ Be 4 112 | 79 | | A | Grilli 54, Baldo 55 | |
| 19. | Ww ₁ | col | 21+18p | 32° | 5,7 | <0,5 | R | 4-6 | ¹⁰ B 4 100 | 82 | | A | Danyasz 53a,b, Ciok 54,a,55b | |
| 20. | Mnn ₁ | col | 24+10p | 30° | 3 | <0,5 | R | 4-7 | ¹⁴ N 3 136+15 | 123+10 | | A | Freier 54 | |
| 21. | Pd7 | col | 12+3p | 51° | 4,8 | <0,5 | R | 4-7 | ¹⁰ B 2 -9 | 3,2 | | A | Baldo 55 | |
| 22. | It ₁ | col | 8+0n | | 2,5 | <0,5 | R | 5-6 | ¹⁰ B 3 -90 | -50 | | A | Barret 54 | |
| 23. | | col | 12+6p | | 4,8 | <0,5 | R | 5-7 | ¹⁰ B 5 -110 | 79 | | A | Hirschberg 55 | |
| 24. | Lu ₁ | - | out | | >40 | >2 | F | 9 | ¹³ F 3 | | | A | Wallskog 54 | |

Штаб ОЛ-ЦА 24

Безмезонные распады гиперфрагментов

| № | Случай | Образование | Родительская звезда | Угол по отношению к первичной | Энергия на нуклон (в Мэв) | Время полета (в 10 ⁻¹¹ сек) | Распад в покое или в полете | ZZ | Схема распада (# I, 2). Далее: предполагаемый гиперфрагмент и число заряжен. частиц при распаде | Энергия связи (в Мэв) (№ I, 2). Далее: "видимая" энергия (в Мэв) | Энергия наиболее быстрого протона (в Мэв) | Ассоциированное рождение | Критерий для отбора гиперфрагмента | Ссылки |
|---|--------------------|-------------|---------------------|-------------------------------|---------------------------|--|-----------------------------|---|---|--|---|--------------------------|------------------------------------|-------------------|
| "Однозначно идентифицированные" распады | | | | | | | | | | | | | | |
| 1. | col | 11+7α | 90° | 6,4 | 2 | R | 2 | ⁴ He + p + d + n | 1,9±2,9 | 114,7±2,7 | A | A, B | Seeman 55 | |
| 2. | W ₅₀ 2 | col | 20+ln | 2,2 | <0,5 | R | 6 | ¹¹ C + ³ He + ⁷ Li + p | 14,6±6 | 104±6 | | A, B | Fry 55c | |
| "Неоднозначно идентифицированные" распады | | | | | | | | | | | | | | |
| 3. | Ww ₄ | col | 29+17p | 66° | 5,3 | 0,8 | R | 2 | ⁴ He 2 | 106±121 | 97±4 | | A | Glock 54a, 55b |
| 4. | Os ₁ | col | 12+4p | | 6,1 | 1 | R | 2 | ⁴ He 2 | ~88 | ~44 | | A | Solheim 54 |
| 5. | Ww-Ph ₁ | б | 2+0 Σ ⁻ | | 2,5 | <0,5 | R | 2 | ⁵ He 2 | 52±71 | 49±1,7 | | A | не опубликовано |
| 6. | | б | 1-0 Σ ⁻ | | 2,2 | <0,5 | R | 2-3 | ⁴ He 2 | 113±123 | 110±4 | | A | Ceccarelli 55a, b |
| 7. | Lo ₁ | col | 16+0p | | 6,7 | 1,1 | R | 3 | ⁷ Li 3 | 54 | 48±3 | | A | Tidman 53 |
| 8. | Ww-Ph ₂ | col | 12+2p | 129° | 3,4 | <0,5 | R | 3 | ⁷ Li 3 | 70±125 | 60±10 | | A | не опубликовано |
| 9. | Pd ₄ | col | 20+3p | 63° | 3,1 | <0,5 | R | 3-4 | ⁷ Li 3 | -60 | 23 | | A | Baldo 55 |
| 10. | | col | 17+2? | | 10 | 1 | F | 3-4 | ⁷ Li 2 | | | | A | Brisbout 54 |
| 11. | Ww ₂ | | | | | | | | | | | | | |

| № | Случай | Облучение | Образование | Родительская звезда | Угол по отношению к первичному излучению (в Мэв) | Энергия на пик (в Мэв) | Время полета (в 10^{-11} сек) | Распад в покое или в полете | Схема распада | Энергия связи Λ^0 (в Мэв) | Энергия Λ^0 -мезона (в Мэв) | Ассоциированное рождение | Критерий для отбора гиперфрагмента | Ссылки |
|-----|----------------|---------------------|-------------|---------------------|--|------------------------|---------------------------------|-----------------------------|---|-----------------------------------|-------------------------------------|--------------------------|------------------------------------|----------------|
| 43. | F ₄ | | col | 20+0p | 5,2 | 0,7 | R | 3 | 7,8 L ₁ → 6,7 L ₁ +p+π ⁻ 4,5 He → 3,4 He+p+π ⁻ | 6,1±0,9 | 21,7±0,8 | | A, B | Crusard 55, 56 |
| 44. | | C.R. | col | 23+8p | 1,4 | <0,5 | R | 3 | 7 L ₁ → p+ ⁴ He+d+π ⁻ | 4,4±1 | 25 | | B | Srense 56 |
| 45. | Wsc100 | K ⁻ beam | 6 | | 1 | <0,5 | R | 3-5 | ⁹ Be → ⁸ Be+p+π ⁻ | 6,5±0,6 | 26,6 | | B | Fry 56 |
| 46. | Wsc34 | C.R. | col | | 5,4 | <0,5 | R | 6-7 | C, N → C, N+ ^{1,2,3} H+π ⁻ | 10 ± 17 | 9,5 | | A | Fry 56 |

Сокращенные обозначения:

- C.R. - космические лучи
 Cl. Ch. - камера Вильсона
 col - столкновение
 - поглощение
 Z - заряд гиперфрагмента (измерения и интерпретация)
 n - энергия нейтрона, обеспечивающего баланс импульса.

| № | Случай | Облучение | Образование | Родительская звезда | Угол по отношению к перпендикулярной энергии на нуль (в Мэв) | Время полета (в 10^{-11} сек) | Разпад в полете или в полете | Схема распада | Энергия связи Δ (в Мэв) | Энергия π^- мезона (в Мэв) | Ассоциированное рождение | Критерий для отбора гиперфрагмента | Ссылки |
|-----|----------------|------------|-------------|---------------------|--|---------------------------------|------------------------------|--|--|--------------------------------|--------------------------|------------------------------------|-----------------|
| 36. | Mn_2 | C.R. | σ | $4+KK^-$ | 3,5 | 0,5 | R 2 | $^4He \rightarrow ^3He+p+\pi^-$ $^5He \rightarrow ^4He+p+\pi^-$ | $2,7 \pm 1,0$ $2,8 \pm 1,0$ | $24,2 \pm 0,5$ | | B Naugle 54a,b | |
| 37. | Wsc 90 | K^- beam | col | $5+0K^0?$ | 5,0 | 0,8 | R 1 | $^4He \rightarrow ^3He+p+\pi^-$ $^5He \rightarrow ^4He+p+\pi^-$ | $1,8 \pm 0,6$ $1,9 \pm 0,6$ | $23,3 \pm 0,5$ | | B Fry 55 | |
| 38. | Wsc 95 | K^- beam | σ | | 0,2 | $< 0,5$ | R 2 | $^4He \rightarrow ^3He+p+\pi^-$ $^5He \rightarrow ^4He+p+\pi^-$ | $0,0 \pm 2$ $0,3 \pm 2$ | $34,5 \pm 2$ | | B Fry 55 | |
| 39. | Ro_2 | C.R. | col | $4+10p$ | 15° | 6,7 | 1,1 | R 2-3 | He, Li+He, Li+p+ π^- | | $24,3 \pm 5$ | A Castagnoli 55c | |
| 40. | $Ge \sim Mi_3$ | C.R. | col | $4+1p$ | 5,2 | 2,2 | R 2-3 | $^6He \rightarrow ^6Li+\pi^-$ $^7He \rightarrow ^7Li+\pi^-$ $^7Li \rightarrow ^6Be+\pi^-$ $^9Li \rightarrow ^9Be+\pi^-$ | $0,9 \pm 0,8$ $6,5 \pm 0,8$ $2,5 \pm 0,8$ $13,8 \pm 0,8$ | $39,2 \pm 0,7$ | | A,B Ladu 55 | |
| 41. | $G8_2$ | C.R. | col | $11+0n$ | 5,7 | 0,7 | R 2-3 | $^7,8Li \rightarrow ^6,7Li+p+\pi^-$ $^5He \rightarrow ^4He+p+\pi^-$ | $1,0 \pm 0,8$ $0,8 \pm 0,8$ | 22,6 | | A,B Gottstein 55, | |
| 42. | Ep_1 | C.R. | col | $30+30p$ | 90° | 3,2 | $< 0,5$ | R 3 | $^7,8Li \rightarrow ^6,7Li+p+\pi^-$ $^4,5He \rightarrow ^3,4He+p+\pi^-$ | $8,3 \pm 4$ $8,8 \pm 4$ | 25 ± 4 -3 | | A,B Crussard 53 |

Т а б л и ц а 23

"Неоднозначно идентифицированные" мезонные распады гиперфрагментов

| № | Случай | Облучение | Образование | Родительская звезда | Угол по отношению к первичной | Энергия на нуклон (в Мэв) | Время полета (в 10^{-11} сек) | Распад в покое или в полете | N | Схема распада | Энергия связи Λ^0 (в Мэв) | Энергия Λ^0 -мезонной зоны (в Мэв) | Ассоциированное рождение | Критерий для отбора гиперфрагмента | Ссылки |
|-----|-----------------|---------------------|-------------|---------------------|-------------------------------|---------------------------|---------------------------------|-----------------------------|---|--|---|--|--------------------------|------------------------------------|--------|
| 28. | NK ₅ | K ⁻ beam | б | 5+0K ⁻ | | 4,1 | 2,6 | R | 1 | ${}^4\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n + \pi^-$ | $5,8 \pm 3,3$ | $17,4 \pm 0,5$ | B | Hornbos. 55, 56 | |
| 29. | Ww ₅ | C.R. | col | 38+4p | 143° | 4,1 | 2,6 | R | 1 | ${}^4\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$ | | 50 ± 15 | K | B Ciok 55 | |
| 30. | | C.R. | col | 21+3p | | 7,5 | 4,8 | R | 1 | ${}^4\text{H} \rightarrow d + p + n + \pi^-$ ${}^3\text{H} \rightarrow p + p + n + \pi^-$ ${}^4\text{H} \rightarrow d + p + \pi^-$ ${}^4\text{H} \rightarrow t + p + \pi^-$ | $-0,3 \pm 1$ $3,2 \pm 1$ $5,9 \pm 1$ $5,9 \pm 1$ | $26,6 \pm 0,9$ | B | Yagoda | |
| 31. | F ₃ | | col | 16+2p | | 6,2 | 2,5 | R | 1 | ${}^3,2,4\text{H} \rightarrow {}^2,1,3\text{He} + p + \pi^-$ | $-1 \pm 1,2$ | $33,5 \pm 1,1$ | B | Crussar | |
| 32. | | C.R. | col | 3 | | 3,2 | 1,5 | R | 1 | ${}^3,4\text{H} \rightarrow {}^2,3\text{He} + p + \pi^-$ | $0,7 \pm 0,8$ | $23,5$ | B | Anderson | |
| 33. | | C.R.Cl.Ch. | col | | | | 33 | F | 1 | ${}^2,3,4\text{H} \rightarrow {}^1,2,3\text{He} + p + \pi^-$ | | | B | Alexand | |
| 34. | | C.R. | col | 25+3p | | 1,0 | <0,5 | R | 2 | ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + n + \pi^-$ | 4 | 35 | B | Davies | |
| 35. | Pd ₅ | C.R. | col | 12+3p | | 28,3 | 6,5 | R | 2 | ${}^4,5\text{He} \rightarrow {}^3,4\text{He} + p + \pi^-$ ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + d + \pi^-$ ${}^7\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + t + \pi^-$ | $1,1 \pm 1,2$ $3,1 \pm 1,2$ $6,6 \pm 1,2$ | 33 | A, B | Baldo 5 | |

| № | Случай | Облучение | Образование | Родительская звезда | Угол по отношению к перпендикуляру | Энергия на нуклон (в МэВ) | Время полета (в 10^{-11} сек) | Распад в покое или в полете | IN | Схема распада | Энергия связи Λ^0 (в МэВ) | Энергия Λ^0 -мезона (в МэВ) | Ассоциированное рождение | Критерий для гипотезы гиперфрагмента | Ссылки |
|-----|--------------------|----------------|-------------|---------------------|------------------------------------|---------------------------|---------------------------------|---|-----|---------------|-----------------------------------|-------------------------------------|--------------------------|--------------------------------------|--------|
| 13. | F ₆ | C.R. | col | 6+0n | 3,5 | 2,1 | R 1 | --- | --- | --- | -0,4±2,4 | 54,5±2,4 | B | Crussard 55, 56b | |
| 14. | | 3Bev π^- | 6 | 3+0 Σ^- | 2,8 | 1,6 | R 1 | --- | --- | --- | 3,3±1 | 51 | A, B | Schein 55, 56, Goldsack 58 | |
| 15. | NK33 | K $^-$ beam | col | 4+0K $^-$ | 7,9 | 5,4 | R 1 | --- | --- | --- | 1,6±3 | 52,8±3 | B | Hornbostel 56 | |
| 16. | F ₂₄ | | col | 22+2p | 38 | 40 | R 1 | --- | --- | --- | 0,6±0,9 | 53,6±0,9 | A, B | Crussard 56b | |
| 17. | Ge-Mi ₄ | C.R. | col | 18+3p | 2,8 | 1,6 | R 1 | $^4\text{He} \rightarrow ^3\text{He} + n$ | --- | --- | 1,2±0,9 | 30±5±1 | B | Ladu 55, Bacchella 55, Boldsack 56 | |
| 18. | | C.R. | 6 | 3+0 Σ^- | 3,5 | 2,1 | R 1 | --- | --- | --- | 1,2±0,7 | 30 | A, B | Rossetlet 56 | |
| 19. | Y-Br ₁₂ | C.R. | col | 18+4p | 1,4 | 0,7 | R 1 | --- | --- | --- | 1,8 | 29,1 | K $^+$ | B Friedlander 55a, Goldsack 56 | |
| 20. | | C.R. Cl. Ch. | col | | 82 | 54 | F 2 | $^4\text{He} \rightarrow ^3\text{He} + p + \pi^-$ | --- | --- | -1,9±3,4 | 30,9 | B | Sorrels 55 | |
| 21. | E71" | K $^-$ beam | 6 | 6+0K $^-$ | 3,5 | 0,6 | R 2 | --- | --- | --- | 1,5±0,6 | 28,1±0,5 | B | Gilbert 56 | |
| 22. | | C.R. | col | 4+2n | 37 | 7,7 | F 2 | $^4\text{He} \rightarrow p + p + d + \pi^-$ | --- | --- | 1,8±0,6 | | A, B | Oslo, Copenhagen 55, Fowler 56 | |
| 23. | Bh ₁ | π^- 1,5Bev | col | 5+1 π^- | 5,5 | 1,1 | R 2 | $^5\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p + \pi^-$ | --- | --- | 2,5±0,7 | 25,4±0,7 | A, B | Hill 54a, b, 56 | |
| 24. | F ₇ | | col | 26+2p | 1,6 | <0,5 | R 2 | --- | --- | --- | 1,9±1,0 | 27,6 | B | Crussard 55, 56b | |
| 25. | | C.R. | col | 19+3p | 3,5 | 0,7 | R 2 | --- | --- | --- | 2,9±0,5 | 22,4±0,4 | B | Oslo, Copenhagen 55, Fowler 56 | |
| 26. | Wsc 36 | C.R. | col | 18 | 2,8 | <0,5 | R 2 | --- | --- | --- | 2,0±0,6 | 29,5 | B | Fry 56 | |
| 27. | "35" | K $^-$ beam | 6 | 4+0K $^-$ | 0,3 | <0,5 | R 3 | $^7\text{Li} \rightarrow ^7\text{Be} + \pi^-$ | --- | --- | 4,4±0,7 | 37,2±0,7 | B | Gilbert 56 | |

"Однозначно идентифицированные" мезонные распады гиперфрагментов

| № | Случай | Облучение | Образование | Родительская звезда | Угол по отношению к первичной | Энергия на нуклон (в Мэв) | Время полета (в 10^{-11} сек) | Распад в покое или в полете | N | Схема распада | Энергия связи (в Мэв) | Энергия J^- -мезона (в Мэв) | Ассоциированное рождение | Критерии для отбора гиперфрагмента | Ссылки |
|-----|--------------------|---------------------|-------------|---------------------|-------------------------------|---------------------------|---------------------------------|-----------------------------|---|--|-----------------------|-------------------------------|--------------------------|------------------------------------|--------|
| 1. | Ge-Ni ₁ | C.R. | col | 22+3n | <90° | 32,7 | 23 | R | 1 | $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \pi^-$ | $0,7 \pm 1,1$ | $39,4 \pm 1$ | A, B | Bonetti 54a, b | |
| 2. | To ₁ | C.R. | col | 21+7p | <90° | 9,4 | 4 | R | 1 | --- | $0,3 \pm 4$ | $39,8 \pm 4$ | $\pi^+ A, B$ | Debenedetti 54 | |
| 3. | Pd ₆ | C.R. | col | 16+2p | | 11,9 | 6 | R | 1 | --- | $-0,2 \pm 1$ | $40, \lambda 3$ | B | Baldo 55 | |
| 4. | Ro ₁ | C.R. | col | 6+3n | | 20,6 | 12,6 | R | 1 | --- | $1,4 \pm 4,5$ | $38,8 \pm 4,5$ | A, B | Castagno Ki 55a, b | |
| 5. | Wsc 87 | 3 BeV π^- | col | | | 5,8 | 2,8 | R | 1 | $^3\text{H} \rightarrow d + p + \pi^-$ | $0,6 \pm 0,6$ | 31,8 | B | Fry 56 | |
| 6. | Wsc 89 | 3 BeV π^- | col | | | 3,8 | 1,7 | R | 1 | --- | $-0,5 \pm 0,6$ | $23,4 \pm 0,5$ | B | Kry 56 | |
| 7. | | C.R. | col | 23+3p | | | 0,1 | F | 1 | --- | $1,4 \pm 1$ | | B | Skjeggstad 56 | |
| 8. | Wsc 35 | C.R. | col | | | 1,8 | 0,7 | R | 1 | $^3\text{H} \rightarrow p + p + n + \pi^-$ | $0,4 \pm 0,7$ | 27 | B | Fry 56 | |
| 9. | | 3 BeV π^- | col | 10+2 π^- | 140° | 2,4 | 1,1 | R | 1 | --- | $1,2 \pm 0,6$ | 24,5 | B | Schein 56, Haskin 56 | |
| 10. | | K ⁻ beam | 6 | 5+0K ⁻ | | 4,1 | 2 | R | 1 | --- | $-0,9 \pm 2$ | $26,8 \pm 2$ | B | Haskin 56 | |
| 11. | | C.R. | col | 6+0p | | 0,9 | <0,5 | R | 1 | $^4\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + \pi^-$ | $2,2 \pm 1$ | $52,1 \pm 1$ | B | Haugerud 55, Oslo, Copenhagen 55. | |
| 12. | | C.R. | col | 22+3p | 86° | 2,8 | 1,7 | R | 1 | --- | $1,2 \pm 1$ | $53,1 \pm 1$ | K B | Davies 55, Friedlander 55b, --55 | |

- 343 -

А. Если данный случай не допускает его интерпретации как случай простого столкновения, в результате которого возникает звезда. Или толкование его как σ -звезды /поглощение, например, отрицательного π -мезона или даже гиперона/ исключено.

В. Если характеристика предполагаемого распада дает основание для его интерпретации как распада гиперфрагмента. В цитируемом обзоре можно найти описание различных конкретных приемов отбора гиперфрагментов согласно критериям А и В.

Согласно этим критериям из всех к тому времени известных случаев отобрано 72 случая в группу гиперфрагментов. Подробный перечень их дан в табл. 22, 23, 24.

Среди 72 случаев - 46 относятся к мезонным распадам /табл. 22, 23/ гиперонов и 26 - к безмезонным распадам /табл. 24/.

Оставшаяся группа "возможных гиперфрагментов" х) содержит наряду со случаями безмезонных распадов некоторую, может быть значительную, долю ложных гиперфрагментов - представляющих собой различные явления, не имеющие отношения к гиперфрагментам.

60 из 72 гиперфрагментов возникли в результате столкновений, из них 52 случая получены в космических лучах, остальные на ускорителях:

х) В ссылках ¹⁷⁶⁾ отмечены звездой (*)

- 342 -

§ 40. ГИПЕРФРАГМЕНТЫ

Гиперфрагменты, открытые Данышем и Пниевским³⁰⁾, представляют собой в принципе богатый источник возможных информации о характере взаимодействий между гиперонами и нуклонами. Счастлиное обстоятельство - наличие сил притяжений между нуклонами и Λ^0 -частицей в ядре, приводящее к энергии связи Λ^0 , сравнимой с энергией связи в ядрах для нуклонов, дает широкие возможности изучать свойства ядер, у которых один нуклон заменен на Λ^0 -частицу (гиперядро).

Эти гиперядра образуются в большинстве своем как своеобразные фрагменты /гиперфрагменты/ в ядерных звездах. В настоящее время опубликовано более 120 событий, которые интерпретируются как гиперфрагменты (176).

Большинство из этих случаев критически систематизированы сотрудниками Даныша в обзоре, относящемся примерно к сентябрю 1956г. (177).

Все описанные случаи гиперфрагментов в этой работе разделяются на две группы: "группа гиперфрагментов" и "группа возможных гиперфрагментов".

В первую группу включены случаи, удовлетворяющие хотя бы одному из двух следующих критериев.

В первую группу включается данный случай гиперфрагмента при условии:

176) Список литературы, см. ~~стр. 348-351~~ стр. 348-351

177) A. Filipkowski, J. Gierula, P. Zielinski (препринт).

- 34I -

~340 Мэв. Аналогичные указания имеются в работах Фрая и др. (174). Но с точки зрения всех имеющихся классификационных схем нельзя ожидать выделения энергии $\Delta E = M_{\Sigma^-} - M_n$ в одном акте взаимодействия.

С точки зрения схемы Гелл-Манна-Нишижими в ядре должны бы были происходить быстрые реакции



Возникающие в этой реакции Λ^0 должны обладать небольшой кинетической энергией ~ 1,5 Мэв. Выделяемая таким образом энергия может дать слабое ядерное возбуждение (малую звезду), если даже обе Λ^0 -частицы застрянут в таком своеобразном гиперсколке, который представляет собой с различных точек зрения очень интересное образование (175). В частности, здесь имеется непосредственная возможность получить результаты относительно взаимодействия Λ^0 друг с другом.

I74) W.F. Fry and M.S. Swami, Phys. Rev. 96, 809 (1954);
W.F. Fry, I. Schneps and M.S. Swami, Phys. Rev. 99, 1561 (1955).

I75) M. Friedlander, Y. Fujimoto, D. Keefe and M. Menon, Nuovo Cimento 2, 90 (1955).

- 340 -

Три случая захвата отрицательного гиперона описаны в работе Goldsack'a и Lock'a (173). Для этих случаев характерно появление довольно энергичных протонов с $E_p \sim 60$ Мэв (65 ± 10 , 61 ± 5 , 70 ± 10 Мэв), которые свидетельствуют о безмезонном распаде Λ^0 в ядре. Последние случаи получены на ускорителе в Беркли. В результате реакций (251) и (252) Σ^- в сложном ядре быстро переходит в Λ^0 , вследствие чего не образуются гиперфрагменты с Σ^- -гипероном^x). И обратно, отсутствие гиперфрагментов с Σ^- свидетельствует о том, что реакции (251) и (252) должны рассматриваться как быстрые.

Ξ^- - гиперон

В настоящее время нет никаких экспериментальных данных о взаимодействии Ξ^- -гиперонов с нуклонами. С точки зрения чисто энергетической при превращении Ξ^- в нуклон в ядре могла бы выделиться энергия $\Delta E \sim M_{\Xi^-} - M_n \sim 380$ Мэв. В § 7 упоминался случай Кастаньоли (Castagnoli) - гиперфрагмент, возможно ${}^7\text{Be}$, с минимальным энерговыделением

173) S.J. Goldsack and N.O. Lock, Nuovo Cim. 3, 601 (1956).

x) Если время жизни Σ^- в ядре достаточно, чтобы Σ^- -фрагмент отлетел на расстояние порядка ядерного, то подобные случаи в принципе могли бы быть обнаружены и истолкованы с помощью их кинематического анализа (Банник, см. доклад Подгорецкого М.И. на совещании по эмульсионным работам). (Объединенный институт, 1957 год).

Т а б л и ц а 2 I

| Случай | Масса первичной частицы | Пробег (в μ) | Природа | Вторичные Полная видимая энергия (В Мэв) |
|----------|--|----------------------------------|--|---|
| Du_1 | 2170 ± 500 | 2000 4 | $p?$ $p?$ | ~ 20 |
| Du_2 | 2760 ± 500 ($\alpha-R$) 2400 ± 250 ($I-R$) | 430 343 52 15 5 4 | $p?$ $p?$ $p?$ $p?$ | ~ 20 |
| Pd_1 | 2000 ± 300 | короткий короткий > 11000 | p | $\sim 63 \pm 5$ |
| Br_1 | 2680 ± 350 ($\alpha-R$) 2200 ± 350 ($I-R$) | > 13200 | p | 100 ± 15 |
| Br_2 | - | 14900 14 | π p | 29 } 11 } 30 |
| Go_1 | - | - | p p | 140 |
| Ro_1 | 2380 ± 280 ($\alpha-R$) 2410 ± 250 ($I-R$) | 1240 | p | 16 |
| Bo_1 | 2100 ± 310 -210 | 1733 3 | $D-T$ (e^+e^-) = γ | ~ 25 92.2 ± 10.5 } II7 |
| Be_1 | 2010 ± 600 -400 | - | $p?$ $p?$ $p?$ $p?$ $p?$ $p?$ | 109 |
| $GeMi_1$ | 3000 ± 1600 | 262 4 | $p?$ $p?$ | 5 |
| $GeMi_2$ | 1500 ± 900 | 2500 300 132 30 | $p?$ $p?$ $p?$ $p?$ | 35 |
| Pd_2 | 4000 ± 1500 ($\alpha-R$) 2000 ± 400 ($I-R$) | 46 | Fr | |

- 338 -

быстрыми реакциями. Все известные данные по поглощению отрицательных гиперонов в ядрах эмульсии допускают истолкование их согласно реакциям (251) и (252). Здесь можно указать на обсуждение двенадцати случаев поглощения отрицательных гиперонов в эмульсии, собранных по данным космических лучей^{I72)}.

Все эти случаи перечислены в табл. 21.

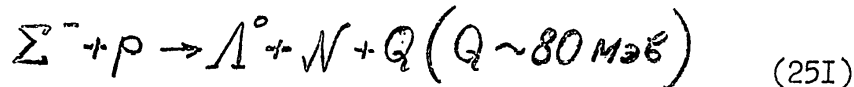
В пяти из этих случаев образуются небольшие звезды с общей энергией ионизирующих лучей меньшей, чем 70 Мэв, что соответствует случаю в реакции (251), когда возникающая Λ^0 попадает в ядро. Три из 12 случаев ($Br_1, Gö_1, Be_1$) обладают энергией большей, чем 100 Мэв - они бы могли соответствовать безмезонному распаду Λ^0 внутри ядра.

Особенно опытен случай Bo_1 . Это событие сопровождается излучением γ -кванта, давшего (e^+e^-) - пару с общей энергией (92±10) Мэв. Этот случай допускает интерпретацию $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$. Надо заметить, что пока, повидимому, не зарегистрировано ни одного случая детектирования γ -кванта от распада Σ^0 .

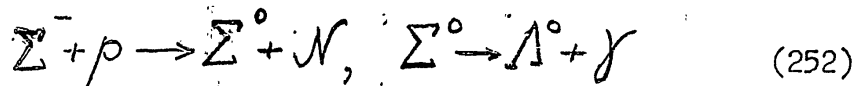
I72) M. Ceccarelli, N. Dallaporta, M. Grilli, M. Merlin, G. Salandin, B. Sechi, M. Lada, Il Nuovo Cimento 2, 542 (1955).
B.H. Jonston and O'Ceallaigh, Il Nuovo Cimento 1, 468 (1955).

- 337 -

Два из семи случаев захвата Σ^- в водороде привели к появлению Λ^0 -частиц с кинетической энергией (~ 40 Мэв), близкой к той, которая дается реакцией



Два случая захвата Σ^- протонами дали медленные Λ^0 с кинетическими энергиями соответственно $(2,8 \pm 0,5)$ и $(4,5 \pm 0,5)$ Мэв. Эти два случая естественно толковать, как реакции вида



Последняя реакция показывает, что масса Σ^0 во всяком случае на несколько электронных масс меньше, чем масса Σ^- -гиперона.

Три остальные случая не привели к появлению заряженных частиц в конечных продуктах реакции. Эти случаи допускают интерпретацию, согласную с возможным распадом



Один из последних случаев интересен тем, что он является случаем поглощения Σ^- -налету, а не после остановки и захвата его на соответствующую орбиту.

Возможность захвата Σ^- -налету является некоторым свидетельством в пользу того, что данная реакция должна рассматриваться как быстрая. Согласно всем существующим классификационным схемам, реакции (251) и (252) должны быть

- 336 -

О возможности захвата K^- -мезона протоном не только с S , но и с p -орбиты было указано ранее Гатто^{I70)} из чисто теоретических соображений. Эти соображения основаны на том, что радиус соответствующей "атомной" орбиты уменьшается с ростом массы "электрона" $\sim \frac{1}{m}$. Как известно, π -мезон поглощается в основном с S -орбиты, но масса K -частицы примерно в три раза больше массы π -мезона, а вероятность поглощения с p -орбиты будет возрастать в высокой степени от массы K -мезона. Указанные соображения благоприятствуют поглощению K^- -частиц с p -орбиты. Сам эффект зависит от деталей взаимодействий, участвующих в этом эффекте. Для π -мезонов эффект радиационного перехода с p на S -орбиту раз в 20 больше эффекта поглощения протоном с p -орбиты. Соображения, указанные Гатто, могут сделать процесс радиационного ($p-S$)-перехода и ядерного p -захвата существенно конкурирующими в случае K^- -мезона.

Σ^- - гиперон

В работе Альвареса и др.^{I72), I71)} зарегистрировано семь случаев взаимодействия Σ^- -гиперонов с протонами. Σ^- -гипероны возникали при поглощении K^- -мезонов в водородной пузырьковой камере.

I70) R. Gatto, Nuovo Cimento 3, 142 (1936).

I71) Краткое изложение результатов появилось в Bull. Amer. Phys. Soc. 1, 385 (1956). (Solmitz F.T., Alvarez L.W., Bradner H., Falk P., Gow J.D., Rosenfeld A.H. and Tripp R.D.)

- 335 -

17 метров просмотренных треков K^- -частиц в эмульсии дали 58 взаимодействий налету. Средний путь для поглощения K^- -частицы в эмульсии равняется примерно ~ 30 см, что соответствует геометрическому сечению. На всем этом пути отмечен лишь один случай упругого рассеяния.

Отдельные случаи упругого рассеяния K^- -частиц замечались в экспериментах различных авторов.

В работе Гилберта и др.^{I69)} указаны три случая, интерпретируемые авторами как случаи упругого рассеяния K^- в водороде с сечением $(44 \pm 25) \text{ мб}$.

В работе Альвареца и др.^{I2)} сообщается о трех случаях упругого рассеяния K^- -частиц ($E_0 \sim 30$ Мэв) в водороде и шести случаях рассеяния K^- с перезарядкой в \bar{K}^0 . Хотя статистика случаев очень небольшая, все же кажется, что эффект перезарядки $K^- \rightarrow \bar{K}^0$ слишком велик, если иметь в виду табл.20. В последней работе сечение рассеяния оценивается равным $(45 \pm 30) \text{ мб}$. Сечение поглощения $(210 \pm 100) \text{ мб}$.

Авторы высказывают утверждение, что при данной энергии K^- -мезонов (~ 30 Мэв) не только S -волна, но и ρ -волна привносит существенную долю в общее сечение для данного взаимодействия. (В данном случае максимальное сечение для S -рассеяния $\pi \lambda^2 \sim 200 \text{ мб}$).

I69) F. Gilbert, C. Violet and R. Wite, Phys. Rev. 103, 1825 (1956).

- 334 -

частиц по изотопическим мультиплетам, чем обоснованных количественных рекомендаций эксперименту.

K^- - мезоны

Взаимодействие K^- -частиц с веществом носит резко отличный характер от соответствующих взаимодействий K^+ -мезонов.

Большая часть полного сечения для взаимодействия K^- с веществом при энергиях < 100 Мэв обязана поглощению и лишь небольшая часть его может быть отнесена за счет рассеяния и перезарядки. В этом смысле эффекты взаимодействия K^- -мезонов с веществом находят некоторую аналогию с эффектами взаимодействия антинуклонов с веществом, и K^+ -взаимодействия в этом смысле аналогичны взаимодействиям нуклонов с веществом.

В свете представлений, изложенных в §§ 36, 37 и 38, эти аналогии не случайны.

В цитированном докладе С. Гольдгабер суммированы результаты исследований четырех групп^{х)} относительно взаимодействий K^- -мезонов (табл. I66-I68).

х) Брукхавен, Беркли, Ливермор и М.И.Т.

I66) J. Hornbostel and E. Salant, Phys. Rev. 102, 502 (1956).

I67) D. Fournet and N. Widgoff, Phys. Rev. 102, 929, (1956).

I68) E. George, A. Herz, J. Noon and Sontseff, Nuovo Cimento 3, 94, (1956).

- 333 -

в последней работе I64) удалось получить дифференциальное сечение рассеяния K^+ -мезонов на водороде в области углов $> 2^\circ$. Характер интерференции специфических и кулоновских сил на малых углах дает указание на существование отталкивания в специфическом взаимодействии между нуклонами и K^+ -мезонами. На этом основании падают все соображения относительно возможности существования K^+ -фрагментов. Таким образом, и аномальные случаи гиперфрагментов не могут быть истолкованы как случаи K^+ -фрагментов.

На основании реакции (250') следует ожидать рассеяния K^+ с перезарядкой в K^0 .

Подобные случаи трудны для уверенной идентификации, хотя сами случаи "исчезновения" K -частиц при рассеянии нередко регистрировались, но видимо, очень редки случаи, когда рассеянную K^0 -частицу можно было идентифицировать по ее распаду.

Если в эффектах K^+ -рассеяния на нуклонах доминирует состояние с изотопическим спином $I=1$, то рассеяние с перезарядкой должно было бы иметь место в количестве не более 20%. Рассеяние с перезарядкой достигало бы 50%, если доминирует $I=0$ рассеяние. Но все эти соображения и цифры скорее имеют ценность для проверки самой гипотезы об изотопической инвариантности и справедливости принятого распределения

- 332 -

Угловое распределение K^+ -мезонов на ядрах вещества в эмульсии сведено (по работам М.И.Т. и Берклеевской группы) на диаграмме рис.30.

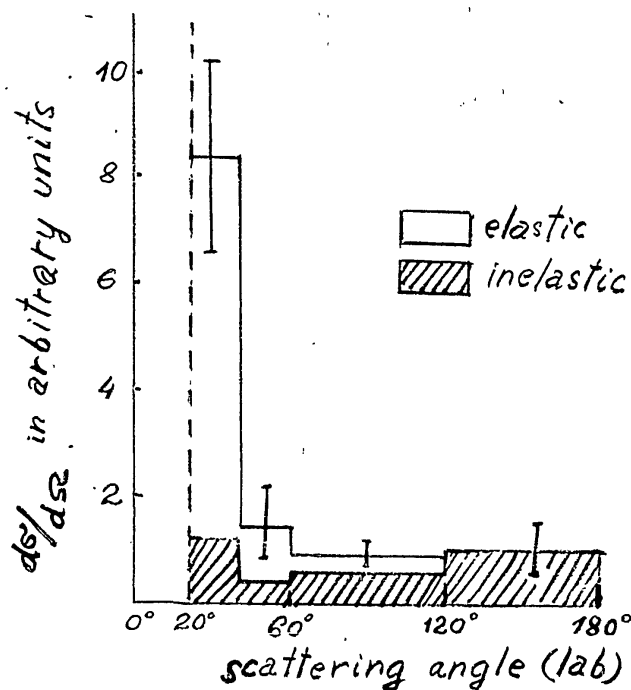


рис. 30

Эти данные показывают, что на углы, большие 40° , рассеяние в основном изотропно. Другими словами, есть основание полагать, что в этой области энергии (~ 100 Мэв) S -рассеяние доминирует для K^+ -частиц. Из-за трудностей просмотра пластин эти данные в области малых углов не очень точны. Однако,

в ядре нуклеонах. Здесь действует в виду принцип Паули. В частности, принципом Паули запрещена передача малых энергий при перезарядке ($K^+ + N \rightarrow K^0 + p$) на сложном ядре.

В настоящее время нет количественных оценок роли последних эффектов и поэтому, достаточен ли тот относительно узкий энергетический интервал, в котором это явление имеет существенное значение.

Действительно из (7) и (8) получаем

$$K^+ N \rightarrow (a_0 \psi_0 + a_1 \psi_1) / \sqrt{2} \quad (8)$$

Пусть рассеяние в изотопическом состоянии системы $I=1$

характеризуется амплитудой a_1 , а в состоянии $I=0$ амплитудой a_0 . Тогда амплитуда $(K^+ N) \rightarrow (K^0 p)$ -рассеяния состояние системы в изотопическом состоянии запишется в виде

$$(a_0 \psi_0 + a_1 \psi_1) / \sqrt{2} \quad (9)$$

Последнее состояние в функции $K^+ N$ и $K^0 p$ переписывается в виде

$$\frac{a_0 + a_1}{2} K^+ N + \frac{(a_1 - a_0)}{2} K^0 p \quad (10)$$

Если рассеяние в состоянии $I=1$ доминирует, то $a_0 = 0$. Полное сечение рассеяния $K^+ N \rightarrow K^0 p$, даваемое квадратом амплитуды при $K^+ N$ в (10) равно a_1^2 .

Так как амплитуда рассеяния K^+ на p равна a_1 по условию ($K^+ p \equiv \psi_1$) - принадлежит к состоянию $I=1$, то отсюда получается соответствующая 1/4 в таблице

В более сложных случаях взаимодействия частиц с любыми значениями спинов коэффициенты соответствующих нормированных и ортогональных функций даются известными формулами Карбиша-Кордана.

(Г.Шортли, Теория атомных спектров, М.И., 1949, Л.Ландау и Е.Лифшиц, Квантовая механика. Гостехиздат, 1948).

- 330 -

К сожалению, экспериментальные данные недостаточно точны для количественной проверки обсуждаемой возможности. Последние данные о рассеянии K^+ -мезонов на водороде^{I64)} даются с точностью $28 \begin{matrix} +15 \\ -10 \end{matrix} \text{ мб}$. Ошибки в измерении сечения рассеяния на сложных ядрах достигают нескольких миллибарн (при пересчете на нуклон $\sigma \sim 6-9 \text{ мб}$).

Существует и другое обстоятельство^{I65)}, которое в области относительно малых энергий ($< 50 \text{ Мэв}$) приводит к подавлению неупругих рассеяний K^- -частиц на связанных

$$\psi_1^1 = K^+P ; = \chi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$$

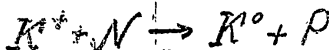
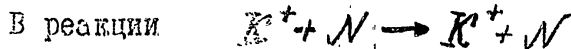
$$\psi_0^1 = (K^+N + K^0P) \frac{1}{\sqrt{2}} ; = (\chi_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} + \chi_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}) \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (a)$$

$$\psi_{-1}^1 = K^0N ; = \chi_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}$$

и ψ_0^0 (изотопический скаляр):

$$\psi_0^0 = (K^+N - K^0P) \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (b)$$

С подобной структурой нормированных и ортогональных функций приходится иметь дело, рассматривая обычные спиновые состояния системы двух нуклонов.



начальное "неполяризованное" состояние является суперпозицией состояний с полным изотопическим спином $I=1$ и $I=0$.

I64) Laputti, Chupp, G. Goldhaber and S. Goldhaber, Bull. of Amer. Phys. Soc. 2, 222 (1957).

I65) Б. Цукер, Л. Окунь, Ч. Тюмеранчук, Nuclear Physics 2, 277 (1956).

- 329 -

Таблица 20^{x)}

$$\Delta S = 0$$

| Реакция | $I = 0$ | $I = 1$ |
|---|---------|---------|
| $K^+ + p \rightarrow K^+ + p$ | - | 1 |
| $K^+ + N \rightarrow K^+ + N$ | 1/4 | 1/4 |
| $\rightarrow K^0 + p$ | 1/4 | 1/4 |
| $K^+ + p \rightarrow K^0 + p$ | 1/4 | 1/4 |
| $\rightarrow K^0 + N$ | 1/4 | 1/4 |
| $K^- + N \rightarrow K^- + N$ | - | 1 |
| $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ | 1/6 | 1/4 |
| $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$ | 1/6 | 0 |
| $\rightarrow \Sigma^- + \pi^+$ | 1/6 | 1/4 |
| $K^- + N \rightarrow \Sigma^0 + \pi^-$ | - | 1/2 |
| $\rightarrow \Sigma^- + \pi^0$ | - | 1/2 |
| $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ | - | 1/2 |
| $K^- + N \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ | - | 1 |

x) Примечание к табл. 20

Относительные вероятности различных реакций в табл. 20 получаются из соображений сохранения изотопического спина при этих реакциях.

Из двух частиц с изотопическим спином 1/2 (например, K^- -мезон и нуклон) можно построить триплет (изотопический вектор) с компонентами:

-3283-

Опыты по упругому рассеянию K^+ -мезонов в веществе пока очень грубы и статистика случаев рассеяния невелика. Те 16 случаев, приведенные в докладе С. Гольдгабер, которые интерпретируются как рассеяние K^+ на протонах, дают сечение, примерно равное 25 мб . Примерно к этому же заключению приходит Гёттингенская группа авторов, исследовавшая рассеяние K^+ -мезонов (12 случаев с энергией от 50-110 Мэв, углы рассеяния $> 15^\circ$) на протонах ¹⁶²⁾.

С другой стороны, данные по рассеянию K^+ на сложных ядрах ¹⁶³⁾ соответствуют сечениям на один нуклон $\sim 6 \text{ мб}$.

В связи с этим обстоятельством высказано предположение, что K^+ сильно взаимодействует с нуклоном, образуя систему с изотопическим спином $I = 1$ (С. Гольдгабер). Из таблицы 20 следует, что в этом случае рассеяние на нейтроне ($K^+ + N \rightarrow K^+ + N$) составляет одну четверть от соответствующего рассеяния на протоне. Эта гипотеза объясняет бы указанное расхождение, с одной стороны, и добавляла, с другой, существенные характеристики к изотопическим свойствам K^+ -мезонов.

162) M.N. Biswas, L. Caccarelli, Fabrichesi, M. Caccarelli, M. Cresti, K. Gottstein, N.C. Varshneya and P. Waloschek. Nuovo Cimento 3, 1481 (1956).

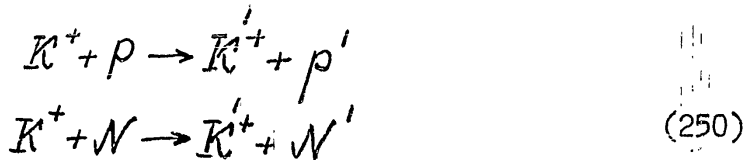
163) J. Lannutti, W. Werren, G. Chupp, G. Goldhaber, S. Goldhaber, T. Helmy, E. Iloff, A. Pevsner and D. Ritson. Phys. Rev. 101, 1617 (1956).

- 327 -

§ 39. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

K⁺-МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ С НУКЛОНАМИK⁺ - мезоны

K⁺-мезоны при взаимодействии с нуклонами испытывают рассеяние



и перезарядку



Приводимые ниже данные о взаимодействии K⁺-мезонов с веществом взяты в основном из доклада С.Гольдгабер на 6-й Рочестерской конференции.

Резкое различие K⁺ и K⁻ в их взаимодействии с веществом, вытекающее как следствие из свойств ассоциированного рождения K-мезонов и гиперонов, находит свое дальнейшее подтверждение в экспериментах по рассеянию K⁺-мезонов. Взаимодействие K⁺-мезонов с нуклонами действительно ограничивается реакциями (250) и (250'). В этом смысле возможности для K⁻ - значительно шире (см. табл. 20).

/- 326 -

Предыдущие замечания лишь подчеркивают то обстоятельство, что в развиваемых выше модельных представлениях изотопические свойства частиц не являются столь определяющими для интерпретации многих явлений в области гиперонов и K^0 - мезонов по сравнению с феноменологическими схемами, что здесь возможна большая свобода в интерпретации изотопических свойств частиц. Но, конечно, те или иные изотопические свойства частиц существенным образом скажутся в ряде количественных эффектов, относящихся к взаимодействию частиц. Последние замечания, может быть, только подчеркивают важность количественных экспериментов, проверяющих изотопические свойства обсуждаемых частиц.

- 325 -

Несколько другая ситуация в развиваемой концепции модельных представлений, — действительно, равенство масс Σ^+ и Σ^- здесь дается тем же алгоритмом, который в принципе дает спектр масс всех барионов.

С этой же точки зрения изотопические свойства K -частиц как сложных систем, состоящих из барионов и антибарионов, являются следствием изотопических свойств, составляющих их барионов.

Какие бы не были изотопические свойства этих сложных систем, внутреннее противоречие при такой точке зрения в этом пункте возникнуть не может. Волновые функции K -частиц могут появляться только в приближенных формах гамильтонианов. В исходном гамильтониане содержатся только функции барионов. Любопытной особенностью дублетной структуры барионных мультиплетов является их распад с сохранением I_z -компоненты изотопического спина:

$$\begin{aligned} \Lambda^0 &\rightarrow p + \pi^- & \Sigma^+ &\rightarrow N + \pi^+ \\ I_z = -\frac{1}{2} &= \frac{1}{2} - 1 & \frac{1}{2} &= -\frac{1}{2} + 1 \end{aligned} \quad (248)$$

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 & K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ \\ I_z = 1 &= 1 + 0 & 1 &= 1 - 1 + 1 \end{aligned} \quad (249)$$

- 324 -

Теперь изотопическими дублетами являются, например,

$$(\Sigma^+, A^0) \text{ и } (\Sigma^-, B^0) \quad (246)$$

В этом случае для K -частиц алгебра приводит, например, к следующим изотопическим характеристикам:

$$\begin{aligned} (\rho + \tilde{A}^0) = K_+ \quad ; \quad (\tilde{\rho} + A^0) = K_- \\ I_2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = +1 \quad -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1 \\ (N_0 + \tilde{A}^0) = K_0 \quad (247) \\ -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0 \end{aligned}$$

Дублетная структура гиперонных мультиплетов кажется более искусственной, чем общепринятая систематика зарядовых мультиплетов по Гелл-Манну, особенно в рамках чисто феноменологической систематики частиц. С этой точки зрения теряет свое естественное объяснение примерное равенство масс Σ^+ и Σ^- - частиц как компонент одного и того же триплета. K -мезоны хотя и образуют триплет, но одна из компонент этого "триплета" K_0 имеет свою античастицу \tilde{K}_0 , которая естественным образом не вошла в число компонент данного триплета").

х) Из нуклона и частицы B_0 можно было бы построить второй K -мезон (τ ?). Может быть, на основании предыдущих замечаний (234) фактически следует ожидать образования только $K = (N, \tilde{A}^0)$ в обоих случаях (A^0 и B^0)

- 323 -

О возможности изменения общепринятого распределения
гиперонов и мезонов по зарядовым мультиплетам.

Возникает вопрос, насколько общепринятое распределение гиперонов и мезонов по изотопическим мультиплетам является однозначным. Нельзя ли предложить другую мультиплетную структуру обсуждаемых частиц?

Примем, например, что изотопические спины всех барионов равняются $1/2$.

На какие затруднения наталкивается это предположение и есть ли возможности эти затруднения преодолеть? Затруднения возникают с трактовкой изотопических свойств Λ^0 ; Σ^+ ; Σ^0 ; Σ^- -частиц. Так как изотопический спин $1/2$ характеризует дублетную структуру мультиплетов, то Λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- необходимо теперь распределить по дублетам.

Σ^+ и Σ^- теперь не могут принадлежать к одному изотопическому мультиплету. Из данных четырех частиц можно построить два дублета:

$$\text{Например, } (\Sigma^+, \Lambda^0) \text{ и } (\Sigma^-, \Sigma^0) \quad (244)$$

Но большое различие в массах Λ^0 и Σ^0 , повидимому, может оказаться неудовлетворительным обстоятельством для такой классификации.

Из состояний Λ^0 и Σ^0 можно построить новые состояния, которые являются смесью предыдущих

$$\begin{aligned} A^0 &\cong \Lambda^0 + \Sigma^0 \\ B^0 &\cong \Lambda^0 - \Sigma^0 \end{aligned} \quad (245)$$

- 322 -

Интересно построить значения изотопических спинов гипотетической частицы X , возможно рождающейся в паре с каскадным гипероном.

В этом случае перечисляются следующие возможности:

Таблица 19.

$$X_1^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^0)$$

$$I_z = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$$

$$I = 1; I = 0$$

$$X_1^0 \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^0)$$

$$-\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1$$

$$I = 1$$

$$X_2^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^-)$$

$$-\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0$$

$$I = 1; I = 0$$

$$X_1^- \equiv (\tilde{N}_0^+ + \tilde{\Sigma}^0)$$

$$I_z = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0$$

$$I = 1; I = 0$$

$$\tilde{X}_1^0 \equiv (\tilde{N}_0^+ + \tilde{\Sigma}^0)$$

$$\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$$

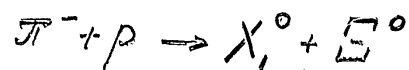
$$I = 1$$

$$X_2^- \equiv (\tilde{N}_0^+ + \tilde{\Sigma}^-)$$

$$\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$$

$$I = 1; I = 0$$

Если X -частица является изотопическим скаляром, если состояние с $I = I$ не реализуется, то реакции



(243)

запрещены.

- 321 -

Таблица 18

$$\begin{aligned}\pi^- &\equiv (N_0 + \tilde{N}_0^+) \\ I_z &= -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1 \\ I &= 1\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\pi^0 &\equiv (N_0 + \tilde{N}_0) \\ I_z &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0 \\ I &= 1; I = 0\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\pi^+ &\equiv (\tilde{N}_0 + N_0^+) \\ I_z &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1 \\ I &= 1\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\theta^0 &\equiv (N_0 + \tilde{N}_0^0) \\ I_z &= -\frac{1}{2} + 0 = -\frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\theta}^0 &\equiv (\tilde{N}_0 + \Lambda^0) \\ I_z &= \frac{1}{2} + 0 = \frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\kappa^+ &\equiv (N_0^+ + \tilde{N}_0^0) \\ I_z &= \frac{1}{2} + 0 = \frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\kappa^- &\equiv (\tilde{N}_0^+ + \Lambda^0) \\ I_z &= -\frac{1}{2} + 0 = -\frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\theta^{+1} &\equiv (N_0 + \tilde{\Sigma}^-) \\ I_z &= -\frac{1}{2} + 1 = \frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\theta^{10} &\equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^+) \\ I_z &= \frac{1}{2} - 1 = -\frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\kappa^{-1} &\equiv (\tilde{N}_0 + \tilde{\Sigma}^-) \\ I_z &= \frac{1}{2} + 1 = -\frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\theta}^{10} &\equiv (\tilde{N}_0^+ + \tilde{\Sigma}^+) \\ I_z &= -\frac{1}{2} + 1 = \frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\theta^{++} &\equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^-) \\ I_z &= \frac{1}{2} + 1 = \frac{3}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\theta^{--} &\equiv (\tilde{N}_0^+ + \tilde{\Sigma}^-) \\ I_z &= -\frac{1}{2} - 1 = -\frac{3}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\theta_2^+ &\equiv (\tilde{N}_0 + \tilde{\Sigma}^+) \\ I_z &= \frac{1}{2} + 1 = \frac{3}{2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\theta_2^- &\equiv (N_0 + \tilde{\Sigma}^+) \\ I_z &= -\frac{1}{2} - 1 = -\frac{3}{2}\end{aligned}$$

- 320 -

Зарядовые мультиплеты.

Предположения $a), b), c), d)$, положенные в основу данной алгебры реакций, не содержат каких-либо утверждений относительно изотопических спинов рассматриваемых частиц. Все предыдущие результаты имели бы смысл и даже при отсутствии изотопической инвариантности.

Принимая значения изотопических спинов барионов согласно таблице 7, можно получать для мезонов слагающие изотопического спина $I_{\frac{3}{2}}$ (см. табл. 18).

Если в согласии с экспериментальными данными предположить, что не реализуются двузарядные состояния^{x)} частиц, то необходимо будет вычеркнуть из табл. 18 случаи с изотопическим спином $I_{\frac{3}{2}} = \frac{3}{2}$ т.е. случаи $\Theta^{++}; \Theta^{--}; \Theta_2^+; \Theta_2^-$.

Последнее требование однозначно определяет и полный изотопический спин всех K -мезонов. K -мезоны образуют изотопические дублеты с $I = 1/2$.

Для π^0 -мезона остается еще одна возможность - это изотопический скаляр. Но согласно З.Маки¹⁵⁰⁾, если это состояние и реализуется, то только с очень большой массой (см. §36), т.е. оно очень неустойчиво относительно π -распадов.

x) Многозарядные частицы смогли бы существовать как очень короткоживущие.

- 319 -

В случае распада K^+ и Θ^0 , в промежуточном состоянии должны возникать соответственно системы, состоящие из четырех нуклонов

$$K^+ \rightarrow (\rho + \tilde{N}_0) + (\rho + \tilde{p}) \quad (\alpha)$$

$$\Theta^0 \rightarrow (\rho + \tilde{N}_0) + (N_0 + \tilde{p}) \quad (\beta)$$

Если в согласии с некоторыми экспериментальными данными полагать, что спин K^+ и K^0 равен нулю, то системы четырех нуклонов (α) и (β) , каждая в отдельности, должны находиться в S -состоянии. Но в то время как на систему (β) принцип Паули не накладывает никаких ограничений - система (α) содержит две тождественные частицы (ρ) .

Кроме существенно различных статистических весов^{х)} для систем (α) и (β) , указанное обстоятельство может существенно изменить характер взаимодействия внутри каждой из этих систем. Другими словами, в рамках данных представлений имеются реальные основания для различных времен жизни K^+ и Θ^0 -мезонов. Из них Θ^0 должен быть более короткоживущим.

х) Эта возможность уже указана в работе S. Hayakawa (препринт).

- 318 -

В данной системе трех частиц связь между N_0 и N_0^+ может осуществляться с помощью Λ^0 , аналогично иону молекулы водорода, где связь осуществляется электроном.

Время жизни Θ^0 и K^{\pm} - мезонов.

Если нет каких-либо специальных запретов, то из алгебраических формул для K - частиц следуют различные каналы распадов (см. § 42). В частности,

$$\Theta^0 \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow (N_0 + \tilde{N}_0^+) + \pi^+ \rightarrow \pi^- + \pi^+ \quad (241)$$

$$\tilde{\Lambda}^0 \rightarrow \tilde{N}_0^+ + \pi^+$$

$$K^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow (N_0^+ + \tilde{N}_0^+) + \pi^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^+ \quad (242)$$

Распад K^0 и K^+ сводится таким образом к распаду связанного гиперона ($\tilde{\Lambda}^0 \rightarrow \tilde{N}_0^+ + \pi^+$), оставшаяся система ($N_0 + \tilde{N}_0^+$) или ($N_0^+ + \tilde{N}_0^+$) образует соответственно π^- и π^0 - мезоны.

С первого взгляда кажется, что предложенный механизм распада K - мезонов гарантирует одинаковые времена жизни для Θ^0 и K^{\pm} - мезонов. Но с точки зрения принятого нами толкования π - мезонное поле - это лишь приближенный способ описания частного случая сложного нуклонного поля. Согласно этой точке зрения с нуклонами взаимодействует не π - мезонное поле, а эквивалентное ему поле нуклонно-антинуклонных пар.

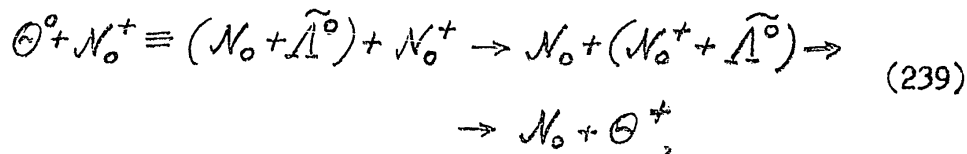
- 317 -

(238)

И т.д.

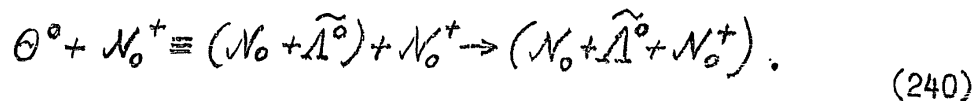
Так как по условию б) и в) все барионы сильно взаимодействуют друг с другом (контактно и через пары барион-антибарион), то естественно, что Λ^0 может входить в ядра, замещая нуклон.

Таким образом, реакция типа (238) может приводить к образованию гиперфрагментов. Но реакции ядер с частицами Θ^0, Θ^+ не могут приводить к образованию гиперфрагментов в быстрых взаимодействиях, как это следует из алгебры реакции:



т.е. процессы с медленными частицами этого сорта ведут лишь к эффектам рассеяния с перезарядкой, в частности, по все эти эффекты не сопровождаются выделением больших энергий.

Не исключено, однако, образование фрагментов с участием Θ - частиц:



- 316 -

Предыдущие соображения только обращают внимание на возможное существование двух типов K' - частиц, но не дают указания ни о частоте возможного процесса $K' \rightarrow K + \gamma$, ни о величине γ - кванта.

$$\underline{\theta^0 \rightarrow \tilde{\theta}^0}$$

Легко видеть, что $\theta^0 \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}_0)$ со временем может перейти в $\tilde{\theta}^0 \equiv (\Lambda^0 + \tilde{N}_0)$, если N_0 и $\tilde{\Lambda}^0$ в θ^0 обменяются возбуждениями, т.е. $N_0 \rightarrow N_{-1}$ и $N_{-1} \rightarrow \tilde{N}_0$; и тогда

$$\theta^0 \rightarrow \tilde{\theta}^0 \quad (237)$$

Этот любопытный процесс идет медленно с изменением "странного" числа. Как известно, исходя из других соображений, подобные свойства θ^0 - частиц были указаны Гелл-Манном и Пайсом.

Взаимодействие гиперонов и тяжелых мезонов
с веществом

Реакции между K - частицами и нуклонами даются простой алгеброй:

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}^0 + N_0^+ &\equiv (\tilde{N}_0 + \Lambda^0) + N_0^+ \rightarrow (\tilde{N}_0 + N_0^+) + \Lambda^0 \equiv \\ &\equiv \pi^+ + \Lambda^0. \end{aligned} \quad (238)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}^+ + N_0 &\equiv (\tilde{N}_0^+ + \Lambda^0) + N_0 \rightarrow (\tilde{N}_0^+ + N_0) + \Lambda^0 \equiv \\ &\equiv \pi^- + \Lambda^0. \end{aligned}$$

и т. д.

- 315 -

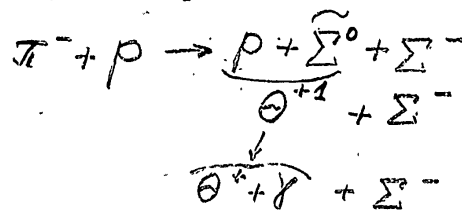
Более того, может случиться, что из-за того, что между N и Σ возможны взаимодействия, которые исключены в системе $N+\Lambda^0$ из-за изотопических свойств Λ^0 (например, обмен нечетным числом π -мезонов) - учет этих высших эффектов во взаимодействии $N+\Sigma$ может понизить уровень энергии системы $N+\Sigma$ и сделать его даже ниже, чем уровень системы $N+\tilde{\Lambda}^0$ или привести к относительно мягким γ -квантам в реакции (233).

Наконец возможно, что на самом деле в связи с нуклоном в Θ^0 -частице участвует суперпозиция, например,

$$\Gamma = a\tilde{\Lambda}^0 + b\tilde{\Sigma}^0, \quad (235)$$

где a и b - некоторые константы^x). В этом смысле можно говорить о Γ , как о новой частице. Как таковая Γ

- частица может выступать в ряде взаимодействий. Наиболее простой проверкой возможного существования двух K -мезонов (K и K') была бы тщательная проверка законов сохранения энергии и импульса в реакции:

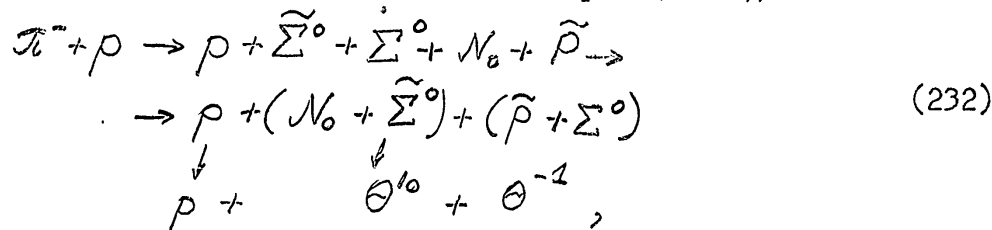


(236)

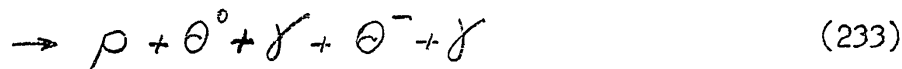
x) Если $\Theta^0 \equiv (N+\tilde{\Lambda}^0)$ и если $\pi + \Lambda^0 \rightarrow \Sigma$ то несомненно, часть времени Λ^0 существует в Θ^0 -частице "в образе" Σ .

Правда, может быть γ - кванты от $\theta^{10} \rightarrow \theta^0 + \gamma$ и от $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ окажутся существенно различными по энергиям.

Повидимому, экспериментально более убедительно вопрос мог бы быть решен при исследовании реакции вида



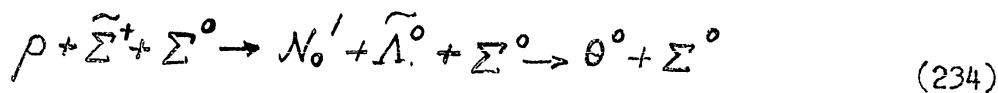
а затем



К сожалению, есть однообстоятельство, которое может привести к тому, что появление θ^{10} и θ^{21} может оказаться относительно редким событием.

Дело в том, что промежуточные системы для данных реакций - это системы, состоящие из трёх ($p + \tilde{\Sigma}^+ + \Sigma^0$), или даже из пяти сильно взаимодействующих частиц (232).

В таких системах возможны безфотонные переходы типа



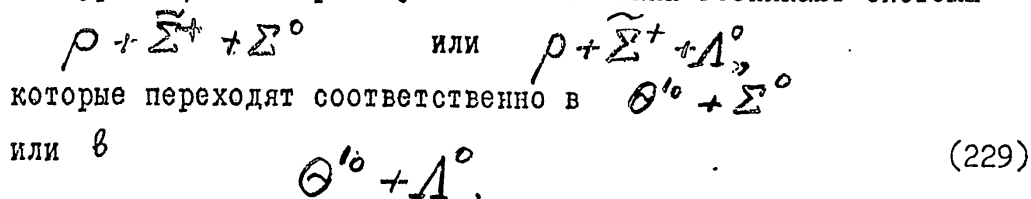
Именно последнее обстоятельство делает невозможным Σ - гиперфрагменты.

- 313 -

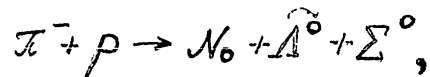
Если Σ^0 превращается за короткое время в $\Lambda^0 + \gamma$, то Θ^0 за короткое время превратится в $\Theta^0 + \gamma$:



Если в реакции $(\pi^- + p)$, π^- поглощается Σ^+ на отрицательном уровне, то в промежуточном состоянии возникают системы



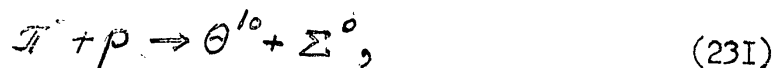
Если в рассматриваемой реакции предварительно произошло рассеяние с перезарядкой $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + N_0$, а затем Λ^0 на отрицательном уровне поглощает π^0 , превращаясь в Σ^0 , то в промежуточном состоянии возникает система



что дает



Очень важно выяснить, существуют ли действительно две Θ^0 -частицы в указанном выше смысле (Θ^0 и Θ^0), которые переходят одна в другую с испусканием γ -кванта. Этот вопрос нельзя выяснить, изучая реакции вида



так как



- 312 -

Θ^0 и $\tilde{\Theta}^0$ - частицы.

Из предыдущего следует алгебраическая формула для Θ^0 в виде

$$\Theta^0 \equiv (\mathcal{N}_0^+ + \mathcal{N}_{-1}^+) \equiv (\mathcal{N}_0^+ + \tilde{\Sigma}^+) \quad (224)$$

Переходя к зарядово-сопряженной Θ^0 - частице, имеем

$$\tilde{\Theta}^0 \equiv (\tilde{\mathcal{N}}_0^+ + \tilde{\mathcal{N}}_{-1}^+) \equiv (\mathcal{N}_{-0}^+ + \mathcal{N}_2^+) \equiv (\tilde{\mathcal{N}}_0^+ + \Sigma^+) \quad (225)$$

В данной схеме неизбежно возникает понятие об античастице.

Из алгебры такой реакции следует, что реакция $\pi^- + \mathcal{N}_0^+ \rightarrow \tilde{\Theta}^0 + \Sigma^0$ запрещена. Эта реакция была бы возможна при условии возникновения в промежуточном состоянии двух гиперонов, что запрещено законом сохранения барионов. Рождение и в промежуточном состоянии пары гиперон-антигиперон приводит к появлению $\tilde{\Theta}^0$ вместе с гипероном.

Но легко видеть, что возможно рождение $\tilde{\Theta}^0$ в паре с Θ^0 - частицей:

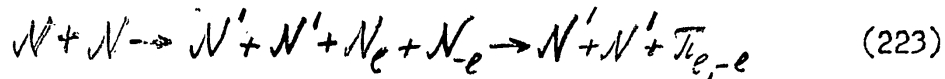
$$\begin{aligned} \mathcal{N}_0^+ + \mathcal{N}_0^+ &\rightarrow \mathcal{N}_0^+ + \mathcal{N}_0^+ + (\mathcal{N}_{-0} + \mathcal{N}_0) + (\mathcal{N}_{-1} + \mathcal{N}_1) \rightarrow \\ &\rightarrow \mathcal{N}_0^+ + \mathcal{N}_0^+ + \tilde{\Theta}^0 + \Theta^0 \end{aligned} \quad (226)$$

Так как Σ и Λ^0 относятся к состояниям первого возбуждения нуклона, то обсуждаемая алгебра реакций, вообще говоря, приводит к двум видам Θ^0 - частиц:

$$\begin{aligned} \Theta^{10} &\equiv (\mathcal{N}_0 + \tilde{\Sigma}^0), \equiv (\mathcal{N}_0^+ + \tilde{\Sigma}^+) \\ \Theta^0 &\equiv (\mathcal{N}_0 + \Lambda^0). \end{aligned} \quad (227)$$

- 311 -

ны, построенные из гиперонов (со спином $1/2$) больших масс характеризуются и существенно большими массами^{х)}. Если эта тенденция справедлива, то $\pi_{e,-e}$ - мезоны, которые могут образовываться по предположению ϵ) в быстрых реакциях



в быстрых же реакциях могут аннигилировать, превращаясь в π - мезоны. Таким образом, возникает своеобразный механизм для множественного образования π - мезонов в области больших энергий. Интерес этого замечания заключается в том, что оно, возможно, как мы видим, допускает проверку в эффектах образования каскадного гиперона.

\mathcal{L}^+ - частица

Следует обратить внимание на то, что в рамках схем Гелл-Манна/Нишижимы допускается существование гиперона-положительно заряженного изотопического скаляра со странностью $S = +1$. В излагаемой систематике такие частицы невозможны вообще, так как "странное" число другого знака здесь означает соответствующий антигиперон.

х) Если все параметры теории брать из условия существования π - мезона как системы нуклон-антинуклон.

- 310 -

в системе

$$\chi^+ \equiv (\mathcal{N} + \widetilde{\Xi}^-) \rightarrow (\Sigma^+ + \widetilde{\Sigma}^0) \quad (219)$$

и аннигиляции $(\Sigma^+ + \Sigma^0)$ на π^- -мезоны и пары К-частиц:

$$\pi^- + \rho \rightarrow \Xi^- + n\pi \quad (220)$$

$$\pi^- + \rho \rightarrow \Xi^- + K^+ + \widetilde{K}^0 \quad (221)$$

В отличие от систематики Гелл-Манна в последнем эффекте должны регистрироваться K^+ и анти- K^0 -частицы, а не два K^+ -мезона (т.е. не $K^+ + \widetilde{K}^0$).

Предыдущие замечания носят более общий характер.

На основании предположения с) бозоны появляются, как эффекты барионного поля:

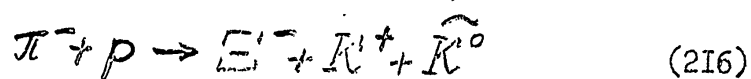
$$\pi^0 \equiv \mathcal{T}_{0,0} \equiv (\mathcal{N}_0 + \mathcal{N}_{-0}); \quad \mathcal{T}_{0,-1} \equiv (\mathcal{N} + \mathcal{N}_{-1}) \equiv K^+ \quad (222)$$

$$\mathcal{T}_{\ell,-s} \equiv (\mathcal{N}_\ell + \mathcal{N}_{-s})$$

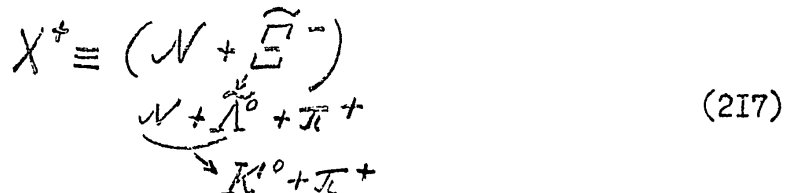
Таким образом, "странное" число бозона $\mathcal{T}_{0,-s}$ совпадает со "странным" числом соответствующего антигиперона, вернее с номером его возбуждения, взятого с обратным знаком. В общем случае бозон $\mathcal{T}_{\ell,-s} \equiv (\mathcal{N}_\ell + \mathcal{N}_{-s})$ характеризуется парой "странных" чисел ℓ и $-s$, например, $\chi \equiv \mathcal{T}_{0,-2} \equiv (\mathcal{N}_0 + \widetilde{\Xi}^-)$. Как было сказано, оценки И. Полубаринова показывают, что бозо-

- 309 -

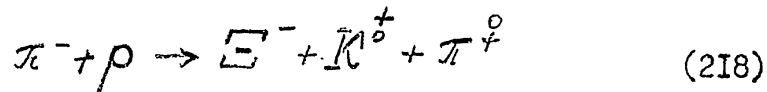
С точки зрения развиваемых здесь представлений реакция



может возникать как один из каналов распада X^+ -частицы^{х)}. Эти каналы таковы: в случае большой разницы в массах X^+ и K^- -частицы, X^+ -частица распадается на $K^+ \pi^0$ или $\widehat{K}^0 \pi^+$; например,



Если различие в массах m_X и m_K дается числом $\sim 1000 m_e$, то оценки, аналогичные (172) § 35, приводят к временам жизни на несколько порядков меньшим, чем время жизни гиперонов и K^- -частиц. Другими словами, в этом случае каскадный гиперон будет регистрироваться в паре с одной K^- -частицей и π^- -мезоном:



Другой канал реакции ведёт к возбужденно партнёра^{хх)}

х) В терминах странности X^+ -частица обладает странностью $S = 2$. Данная систематика в этом смысле ближе к систематике Салама-Полкингхорна⁹⁴⁾!

хх) Подобно тому как $\theta^0 \rightarrow \widehat{\theta}^0 : (\mathcal{N} \widehat{\Lambda}^0) \rightarrow (\Lambda^0 \widehat{N}^0)$

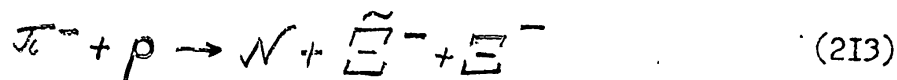
- 308 -

2. По систематике Гелл-Манна-Нишижими разрешается быстрая реакция

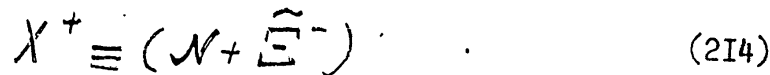


В нашей трактовке гиперонов реакция (212) как быстрая реакция запрещена по тем же причинам, что и реакция (211).

3. Процесс образования каскадного гиперона по общей схеме (a), б), в), д) / происходит следующим образом:



Этот процесс начинается при энергетическом пороге 6,2 Бэв. Порог реакции (213) может понизиться, если возможна система



с большим дефектом масс. Оценки И.Полубаринова дают резкое уменьшение дефекта масс в системе (214) по сравнению с системой нуклон-антинуклон и даже нуклон-антилямбда-частица, а именно, масса χ -частицы оказывается

$$m_\chi \sim 1900 m_e \quad (215)$$

Это грубые оценки, может быть, правильно отражают тенденции. Эти оценки дают для массы χ -частицы значение, примерно равное двум массам К-мезонов.

окажутся действительно характерными только для обсуждаемых высоких энергий. Более того, в системе покоя возбужденного нуклона возможны испускаемые π - мезоны очень большой энергии, так как на основании предыдущих соображений длина волны соответствующих π - мезонов или нуклонных пар должна быть $\sim \tau_0$, порядка характеристической длины слабых взаимодействий, что соответствует энергии $\sim 10^{14}$ э.в. Другими словами, конус частиц, образованный π - мезонами, возникшими в результате данного механизма, может не содержать много частиц, но в некоторых случаях в лабораторной системе эти вторичные частицы будут необычайно энергичными.

Каскадный гиперон.

Наиболее резкое отличие от систематики Гелл-Манна-Нишижимы следует ожидать в предсказании свойств каскадного гиперона.

I. По систематике Гелл-Манна-Нишижимы разрешена быстрая реакция



От точки зрения трактовки гиперонов как возбужденных состояний нуклонов процесс (211) сильно запрещен: здесь требуется, с одной стороны, превратить $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ и, с другой стороны, возбудить $p: p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0$. И тот и другой процесс связаны со слабыми взаимодействиями.

--306--

В общем, с этой точки зрения эффекты при гигантских энергиях сталкивающихся частиц могут быть трех родов.

1. В процессе столкновения нуклоны остаются нуклонами, но в результате столкновения возникает большое количество π -мезонов и других частиц.

2. Сталкивающиеся нуклоны переходят в возбужденные состояния, которые затем высвечиваются различными частицами, в основном π -мезонами.

3. Процесс столкновения нуклонов сопровождается как возбуждением нуклонов, так и обычным механизмом множественного рождения частиц.

Выше шла речь в сущности о последнем типе столкновений.

Может быть, наиболее интересные качественные результаты могли бы быть получены как раз при отборе столкновений 2-го типа. Эти столкновения в системе центра тяжести двух сталкивающихся частиц будут давать характерные картины высвечивания, если при столкновении возбуждается один из сталкивающихся нуклонов.

Действительно, если возбужденный нуклон после столкновения высветится π -мезонами, то появится характерный конус частиц, направленный в системе центра тяжести в одну сторону либо по, либо против движения падающей частицы. Это явление настолько характерно, что несмотря на возможную относительную редкость таких событий, оно может быть зарегистрировано. Если подобные явления будут наблюдаться, то вряд ли их будет возможно истолковать каким-либо другим механизмом, если они

- 305 -

работы^{I61)} приведенные данные интерпретируются следующим образом: до энергий $\sim 10^{15}$ э.в. число ядерно-активных частиц пропорционально $\sim E_0^{0.2}$, где E_0 - энергия первичной частицы; в районе энергий $\sim 10^{15}$ э.в. наблюдается качественный скачок в поведении кривой: число ядерно-активных частиц становится пропорционально E_0 .

Очень любопытно, что энергии $\sim 10^{15}$ э.в. соответствуют длинам волн в лабораторной системе $\sim 10^{-20}$ см, и $\sim 10^{-17}$ см в системе центра тяжести. Это как раз именно те длины, которые могут быть характерны для слабых взаимодействий в том смысле, что на этих длинах слабые взаимодействия становятся порядка сильных.

К сожалению, эксперименты в области широких атмосферных ливней пока не очень точны. Кривая (рис.29) пока отнюдь не является твердо установленным реальным фактом. Может было бы преждевременно обсуждать ее в таком обзоре: здесь, конечно, желательны более тщательные исследования и даже подтверждения существования самого экспериментального факта. Но хотелось бы просто воспользоваться случаем конкретным образом фиксировать внимание на саму возможность качественно иных явлений за рубежом длин, характерных для "слабых" взаимодействий.

I61) С.И.Никольский, Ю.Н.Вавилов и В.В.Батов, Д.А.Н. III, 71 (1956).
См. также: Оксфордская конференция по широким атмосферным ливням (1956).

- 304 -

Этот запрет характеризуется малостью отношения r_0/λ , где r_0 - малая характеристическая длина слабых взаимодействий^{х)}, λ - длина волны взаимодействующей с барионом частицы, ведущей к данному переходу.

Предположения а), б), в), г) дают возможность строить простую и очень удобную алгебру реакций с участием гиперонов и К-мезонов. Интерес ее заключается в существенных отличиях от алгебры тех же реакций, построенной на схеме Гелл-Манна-Нишижины.

Взаимодействия при очень больших энергиях.

Согласно предположению г) при очень больших энергиях слабые взаимодействия становятся сильными взаимодействиями. Это значит, что при очень больших энергиях взаимодействующих частиц исчезнут запреты на образование одиночных гиперонов, окажутся разрешенными переходы с любым ΔS . Другими словами, в некоторой области гигантских энергий первичных частиц, падающих на земную атмосферу, должны резко возрасти энергетические потери вследствие возникновения большого числа новых каналов для сильных реакций.

На рис. 29 приведены данные относительно ядерно-активной компоненты широких атмосферных ливней. Авторами

- х) Из соображений § 35 оценка r_0 дает $\sim 10^{-19}$ см, но эта оценка грубая и не очень последовательная в рамках рассматриваемой концепции, так как исходит из существования π -поля. Последовательнее было бы получить оценку r_0 , рассматривая распад Δ^0 как испускание не π^+ -мезона, а пуклонной пары, которая затем объединяется в π^+ -мезон. Возможно, что r_0 не очень отличается от λ -распадной длины (т.е. $\sim 10^{-16} - 10^{-17}$ см).

ЧИСЛО АТОМНО-ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

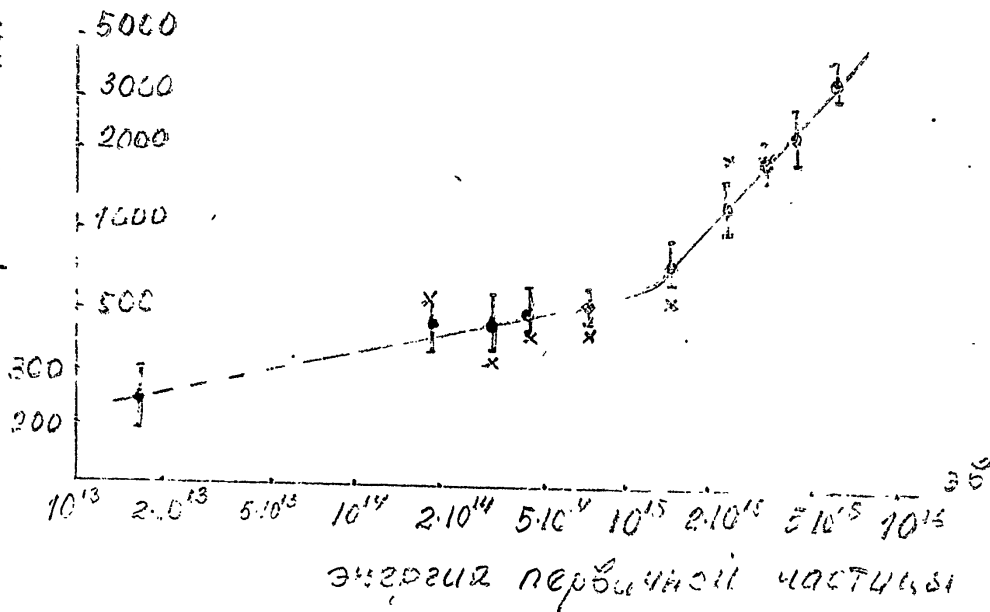


Рис. 29

Данные о ядерно-активной компоненте
широкоспектральных атмосферных ливней.

- 303 -

нуклона^x.

На основании (207)

$$S = -e. \quad (208)$$

На настоящем уровне наших знаний можно было бы и не уточнять смысла понятия возбужденных состояний нуклона. Предполагается какой-то алгоритм (напр. типа (157)) для написания всех этих состояний.

Ряду возбужденных состояний нуклонов (барионов) естественно сопоставляется ряд антибарионов

$$N_0, N_{-1}, N_{-2}, \dots, N_{-e}$$

$$\tilde{N}_1, \tilde{\Delta}, \tilde{\Sigma}, \tilde{\Xi}, \dots, ?$$

б) Сильные взаимодействия ведут к рождению только барионно-антибарионных пар.

с) Предполагается, что барионы и антибарионы могут объединяться в бозоны:

$$\pi^0 \equiv \pi_{00} \equiv (N_0 + N_{-0}); \quad \pi_{0,-1} \equiv (N + N_{-1}) \equiv K \quad (209)$$

$$\pi_{e,-s} \equiv (N_e + N_{-s})$$

д) Предполагается, что переходы между возбужденными состояниями сильно запрещены, что возможно с малой вероятностью переходы на соседние уровни:

$$\Delta l = \Delta S = \pm 1; \quad (210)$$

x) С точки зрения конкретной интерпретации возбужденных состояний нуклонов по (157) - странное число ($S = \sum n_i, i=1,2,3,4$) характеризует отклонение от метричности пространства.

- 302 -

§. 38. ЭВРИСТИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ РАЗВИВАЕМОЙ КОНЦЕПЦИИ

В настоящий момент при отсутствии последовательной теории фундаментальных частиц все существующие схемы классификации фундаментальных частиц и их взаимодействий носят характер догадок и соответствующие более широкие концепции, естественно, содержат многие места, которые по меньшей мере "не кажутся убедительными"...

Поэтому ценность подобных предложений заключается в богатстве эвристическими моментами, своеобразием ожидаемых физических эффектов, доступных экспериментальной проверке.

Рассмотрим с этой точки зрения концепцию, изложенную в предыдущих параграфах, освободив ее от излишней детализации, всегда связанной с большим произволом.

Перечень общих положений этой концепции формулируется в следующем виде:

а) Существует ряд возбужденных состояний нуклона:

$$\begin{array}{cccccc}
 N_0 & N_1 & N_2 & \dots & N_e & \\
 N, P & \Lambda, \Sigma & \Xi & \dots & ? & (207)
 \end{array}$$

Этому ряду состояний приводится в соответствие ряд барионов. Таким образом, с этой точки зрения странное число S Гелл-Манна-Нисижими оказывается номером возбуждения

- 301 -

ленного из χ_n - функций.

Если считать, что наблюдаемые максимумы в рассеянии π -мезонов на нуклонах свидетельствуют о наличии возбужденных состояний нуклонов в смысле § 35, то должны существовать во всяком случае короткоживущие гипероны с $N=4$ и $N=6$.

В заключение изложения такой пока фантастической возможности единой интерпретации фундаментальных частиц эту точку зрения можно резюмировать следующим образом.

Наряду с веществом, состоящим из нуклонов, которые образуют ядра всех известных элементов, существуют аналогичные сложные системы, состоящие из барионов и антибарионов, образующие все другие формы материи.

Известная привлекательность изложенной точки зрения заключается в том, что для выяснения этой возможности нет необходимости делать новые гипотезы. Эта возможность либо содержится в общей записи контактных взаимодействий (183), либо контактные взаимодействия не предоставляют таких широких возможностей (см. далее § 41).

- 300 -

С точки зрения соотношения (157) число N ничем не ограничено, т.е. ряд гиперонов мог бы составлять счётное множество. Ничем не ограничивается число соответствующих состояний, если спектр масс задается уравнениями биллокального поля¹⁵⁹⁾.

С точки зрения развитого нами представления о нелокальном состоянии можно ограничиться любым конечным числом различных состояний в ξ - пространстве. В отличие от теории соответствующих уравнений эта точка зрения не предполагает существование полной системы функций в ξ - пространстве (§ 34). Надо только потребовать, чтобы набор соответствующих функций являлся бы представлением группы Лоренца. Более того, видимо, в рамках данной точки зрения желательно иметь неполную систему функций в ξ - пространстве, то-есть ограниченное число гиперонов. Дело в том, что ничем не ограниченное число возбужденных состояний (например, все решения уравнений (159)) приводит снова к расходящимся выражениям для величин собственной энергии - т.к. возникает слишком большое число новых промежуточных состояний¹⁶⁰⁾. Число различных гиперонов можно, таким образом, ограничить требованием конечности собственной энергии нуклона. С другой стороны, ограничение числа гиперонов (возбужденных состояний нуклонов), можно было бы получить, требуя существования минимального, но отличного от нуля размеров "пакета", состав-

159) H. Yukawa, Phys. Rev. 91, 415 (1953).

160) Л. Заставенко, Дипломная работа. Физический факультет МГУ, 1955 г.

- 299 -

тема $(\bar{N}\Lambda^0\Lambda^0)$ -фермион с массой Ξ - частицы, тогда возникает схема, недавно предложенная Саката¹⁵⁷⁾.

В полной записи схема Саката дается таблицей I7.

Таблица I7

| Частица | Модель | Изотоп. спин | Странность |
|-------------------|-----------------------------------|--------------|------------|
| N | - | 1/2 | 0 |
| \bar{N} | - | 1/2 | 0 |
| Λ^0 | - | 0 | -1 |
| $\bar{\Lambda}^0$ | - | 0 | 1 |
| π | $N + \bar{N}$ | 1 | 0 |
| K | $N + \bar{\Lambda}^0$ | 1/2 | 1 |
| \bar{K} | $\bar{N} + \Lambda^0$ | 1/2 | -1 |
| Σ | $N + \bar{N} + \Lambda^0$ | 1 | -1 |
| Ξ | $\bar{N} + \Lambda^0 + \Lambda^0$ | 1/2 | -2 |

Привлекательность этой точки зрения заключается, в частности, в том, что изотопические свойства нуклона и Λ^0 - частицы определяют изотопические свойства всех остальных частиц.

"Истинно элементарных" барионов оказывается только два: нуклон и Λ^0 - частица.

Вообще говоря, таблицей (I7) не исчерпываются различные мыслимые возможности для подобных систем, состоящих из нуклонов и Λ^0 - частиц, но число их в этом случае невелико¹⁵⁸⁾.

157) Shoichi Sakata, Progr. of Theor. Phys. 16, 686 (1956).

158) К. Matumoto, Progr. Theor. Phys. 16, 583 (1956).

159) В. Уорд и др.

- 298 -

Если вспомнить трактовку распада гиперона и роль в этой трактовке величины $\frac{v_0}{\lambda}$, то последние соображения объединяют все слабые взаимодействия в том смысле, что малость их обусловлена малостью отношения $\frac{v_0}{\lambda}$ и все они физически интерпретируются в связи с переходами барионов в другие состояния возбуждения. Эффективная константа взаимодействия электромагнитного поля с его источником не содержит малой константы $\frac{v_0}{\lambda}$ - поэтому такое взаимодействие ближе к сильному.

Эта точка зрения дает возможность ввести понятие странности в приложении к легким частицам (§42).

Характер оценок эффективных констант π -мезонного поля дает основание полагать, что, вообще говоря, исключено равенство эффективной константы G_{π} (π -мезонного поля) и G_K - эффективной константы взаимодействия K-мезонного поля с нуклонами, - так как массы частиц, образующих эти системы, различны и различны дефекты масс этих систем.

Можно ожидать, что G_K несколько меньше G_{π} и взаимодействие K-поля с нуклонами по своей силе является промежуточным между электромагнитным и π -мезонным (см. §38).

Может случиться, например, что система трех барионов ($\Lambda \bar{\Lambda} \Lambda^0$) даст фермион с массой Σ -частицы, а сис-

разилась бы как функция универсальных констант барионного поля:

$$e^2/\hbar c = f(g, M, K, a) \quad (205)$$

по примеру соответствующего выражения (199) для эффективной константы G π - мезонного поля.

Если отважиться идти по этому пути, то μ^0 - мезоны, электроны и нейтрино можно было бы надеяться получить как системы, состоящие из нечетного числа различных барионов.

Если, например, электрон отличается от нейтрино тем, что в его "составе" имеется, допустим, один нуклон меньшего возбуждения (т.е. другой по природе гиперон), чем у нейтрино, то процесс распада нейтрона описывался бы следующим образом: нейтрон в промежуточном состоянии испускает K -пар барионов, где K - нечетное число.

K -барионов образуют, например, электрон. K других барионов с исходным нейтроном могут образовать протон и нейтрино, если один из барионов перейдет в возбужденное состояние. Но процесс перехода бариона в возбужденное состояние из-за малости отношения r_0/λ (§36) - очень маловероятный процесс.

Таким образом, эффективная константа β - поля должна содержать, кроме барионных констант g, M, a, K малую величину r_0/λ :

$$G_\beta = f(g, M, a, K, r_0/\lambda) \quad (206)$$

- 296 -

21 и 22 при некотором конечном значении g пересекают ось ординат - это значит, что контактные взаимодействия двух барионов при некотором конечном значении константы взаимодействия могут образовывать систему с массой покоя равной нулю (!!).

В настоящее время подобные решения не исследованы, не ясно, могут ли подобные решения представлять частицы с массой покоя равной нулю подобно фотону или они по какой-либо причине, попросту говоря, дефектны. Поскольку для системы двух нуклонов выбирается определенная константа связи, исходя из существования π -мезона как системы нуклон-антинуклон, - система двух барионов не может дать частицу с массой покоя равной нулю.

Но неизвестно, как ведет себя система контактно-взаимодействующих частиц, состоящая из большего числа барионов и антибарионов. Известно, например, что нуклоны дают наибольшие дефекты масс в системе, состоящей из четырех нуклонов (Δ - частица). С этой точки зрения может быть не безнадежной является идея получить фотон как систему, состоящую из четного числа барионов с предельно большим дефектом масс (например $N\bar{N}\Sigma\bar{\Sigma}$).

В случае положительного решения этого вопроса электромагнитное поле стало бы рассматриваться как своеобразный эффект барионного поля и константа тонкой структуры вы-

§ 37. НЕБАРИОННЫЕ ПОЛЯ КАК ВЫСШИЕ ЭФФЕКТЫ БАРИОННОГО ПОЛЯ.

Итак, рассматривая ряд барионов и контактные взаимодействия между ними, можно надеяться получить π и K -мезонные поля как своеобразные эффекты барионного поля. Эти эффекты возникают благодаря сильному взаимодействию барионов и антибарионов. В предыдущем параграфе были приближенно рассмотрены системы, состоящие из двух барионов, теперь в связи с этим возникает вопрос: к каким дефектам масс приведет контактное взаимодействие трех, четырех и вообще n барионов и антибарионов? Этот вопрос можно было бы перефразировать в такую форму: какие поля, кроме π и K -полей, можно надеяться получить как высшие эффекты барионного поля? Экстремистским желанием было бы получить все бозонные поля как комбинации четного числа полей барионных, а все поля Ферми - как результат взаимодействия нечетного числа барионных полей¹⁵⁶⁾.

К сожалению, ответить на этот вопрос в настоящее время не представляется возможным даже с той степенью убедительности, с которой это было сделано выше для случая двух частей, для этого необходимо решать соответствующие задачи контактно-взаимодействующих n тел.

Пока, как на неожиданный и несколько парадоксальный факт, можно указать на то обстоятельство, что кривые рис. 20,

¹⁵⁶⁾ М. Марков. Рочестерская конференция (1956).

- 294 -

в) слабые угловые зависимости (сильная изотропия).

Эти характерные особенности "контактного рассеяния" оставляют надежду обнаружить роль последних в области относительно больших энергий и на больших углах рассеяния. Приведенные результаты теоретического рассмотрения возможной роли контактного взаимодействия в процессах рассеяния носят очень предварительный характер.

Во всяком случае, рассмотрение возможного вклада контактных взаимодействий в эффекты рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонов на нуклонах (как ^и факт существования дейтона), не приводит в противоречие с гипотезой о наличии контактных взаимодействий у нуклонов.

Этот результат относительно контактного механизма рассеяния нуклонов также существенен, как и слабая роль возможных контактных взаимодействий в дейтоне. К сожалению, пока не получены теоретические результаты относительно возможной роли контактных взаимодействий для процессов аннигиляции антинуклонов на нуклонах.

Последние сведения представляют значительный интерес в связи с особенностями экспериментального сечения аннигиляции антинуклонов на нуклонах.

- 293 -

в нашей интерпретации). Иначе говоря, для сравнения с экспериментом необходимо было бы решить уравнение типа Бете-Сальпетера, учитывающее не только "цепное", но и "лестничное" приближение.

Однако рассмотрение проблемы и в данном "цепном" приближении имеет определенный смысл оценок возможной роли (т.е. возможного вклада) контактного взаимодействия в сечении рассеяния и специфических особенностей этого вклада.

На рис.25-28 приведены кривые полных сечений $(n-p)$ и $(\tilde{n}-p)$ - рассеяния при тех же константах g и K , которые обеспечивают возможность описания π -частицы как связанной системы нуклон-антинуклон.

При $K = m_N$ в тензорном варианте сечение σ_{n-p} имеет порядок экспериментального ($\sim 10^{-26} \text{ см}^2$), а в векторном при малых энергиях - на порядок меньше.

При $K = 10^3 m_N$, когда характеристическая длина $\frac{1}{K} \sim 10^{-16} \text{ см}$, а g имеет значение универсальной константы взаимодействия Ферми, все сечения (кроме σ_{n-p} в векторном варианте) имеют порядок $\sim 10^{-29} \text{ см}^2$. Это на 10 порядков больше сечений, получаемых по теории возмущений при том же значении $g \cdot \sigma_{n-p}^{\text{вект}}$ совсем мало и имеет тот же порядок, что и в теории возмущений ($\sim 10^{-39} \text{ см}^2$). Таким образом, при константе взаимодействия Ферми, которая предпочтительней со многих точек зрения, контактные взаимодействия дают малый вклад в сечение рассеяния нуклонов по сравнению с экспериментальными данными, т.е. в этом случае большую роль в рассеянии играют взаимодействия через π -мезоны.

Характерными особенностями этих контактных сечений являются:

а) сравнительно слабая зависимость от энергии, причем в большинстве рассмотренных случаев (рис.25-28) сечение при увеличении энергии убывает (в теории же возмущений σ в этих случаях с энергией возрастает).

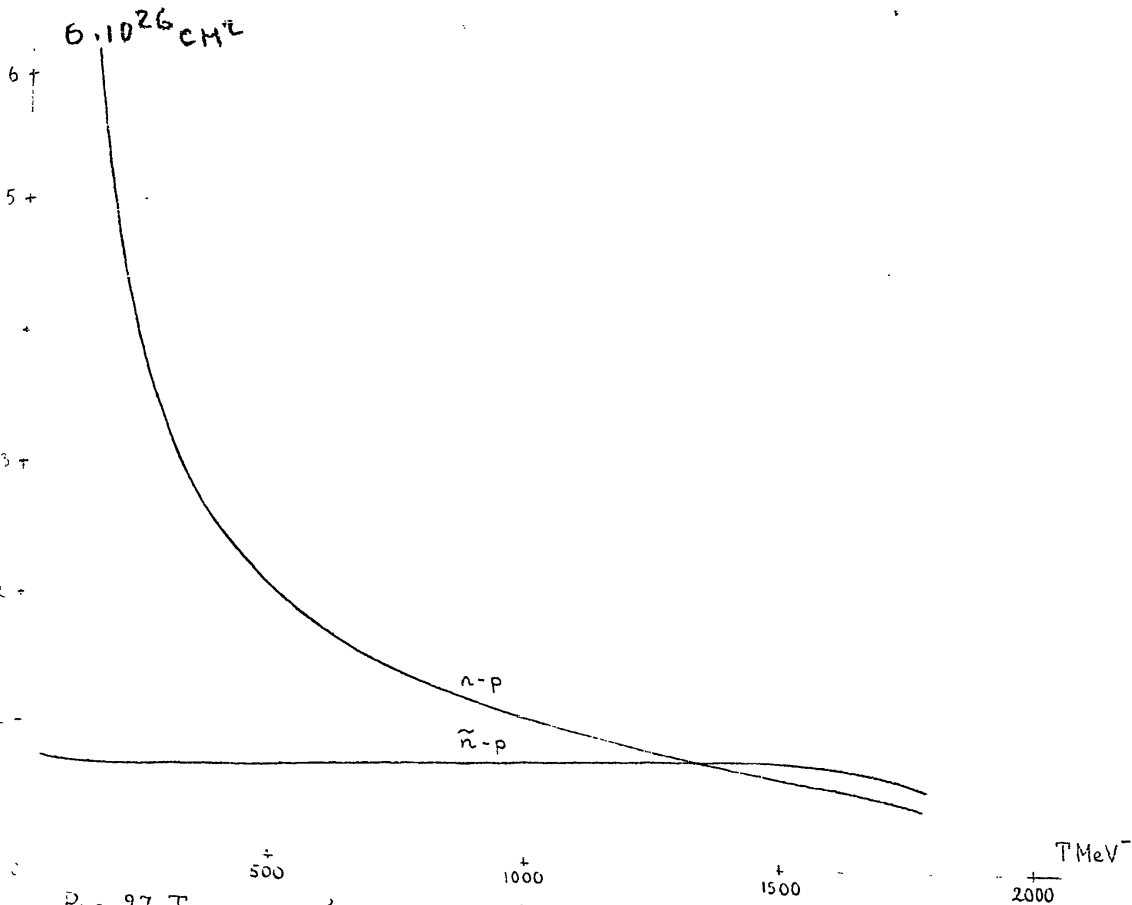


Рис. 27. Тензорный вариант. Полное сечение рассеяния нейтронов и антинейтронов на протонах в зависимости от энергии T в лабораторной системе при $K=10^3$; $g_{n-p} = 1,7 \cdot 10^{-43} \text{ эрг.см}^2$.

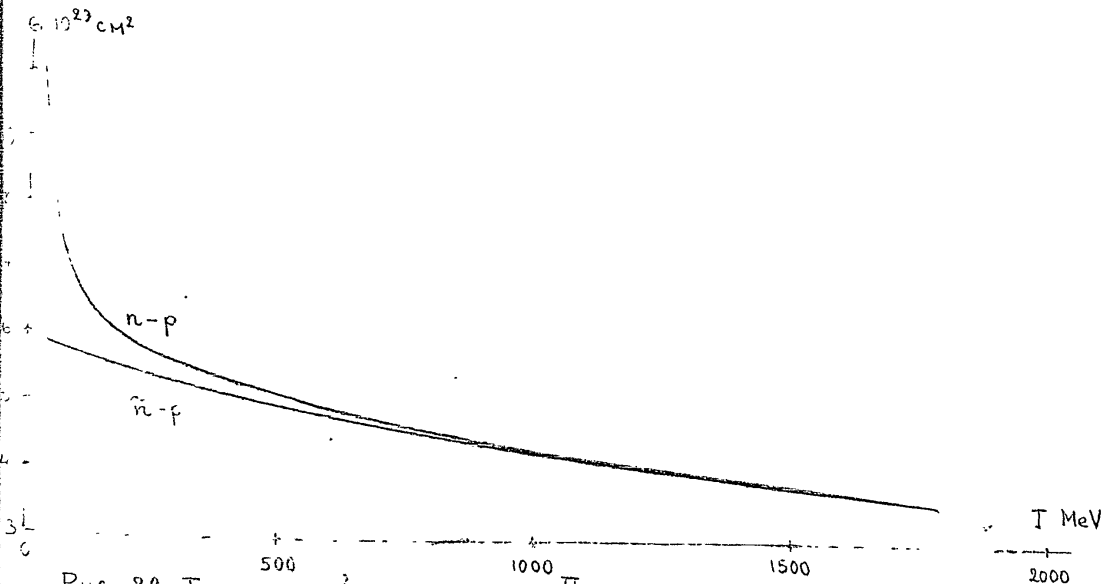


Рис. 28. Тензорный вариант. Полное сечение рассеяния нейтронов и антинейтронов на протонах в зависимости от энергии T в лабораторной системе при $K=10^3 m$; $g_{n-p} = 0,92 \cdot 10^{-43} \text{ эрг.см}^2$.

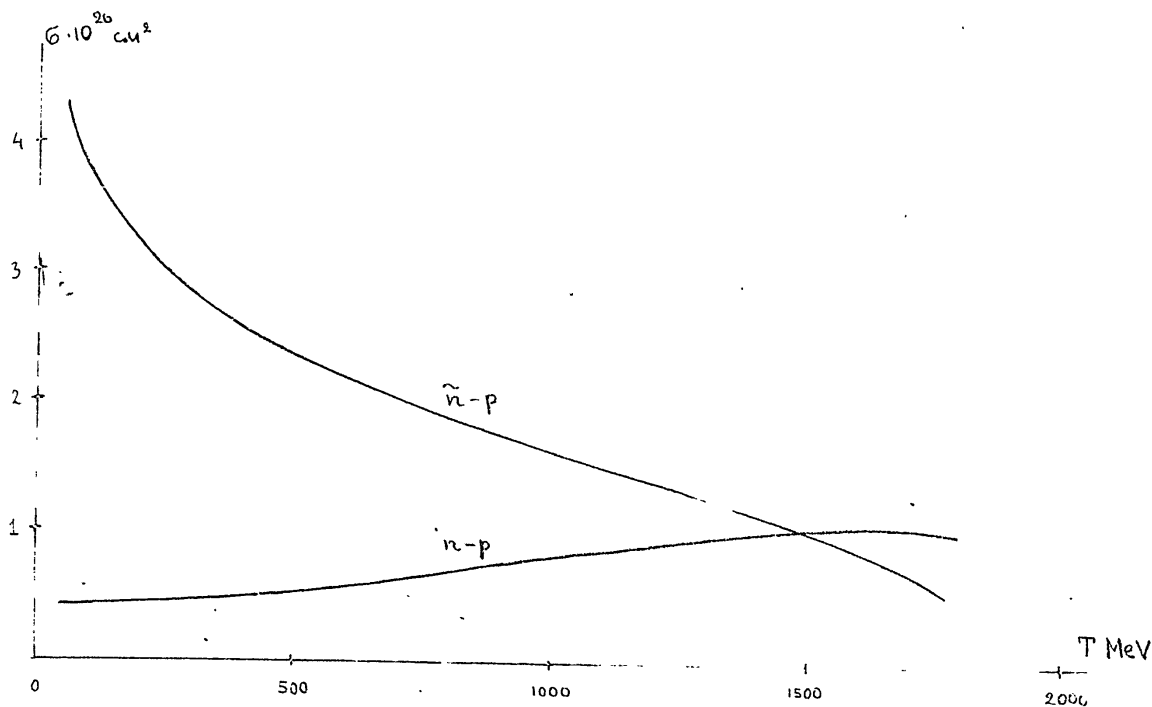


Рис. 25. Векторный вариант. Полное сечение рассеяния нейтронов и антинейтронов на протонах в зависимости от энергии T в лабораторной системе. $K = m_N \cdot g_{n-p} = 5,1 \cdot 10^{-43} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$.

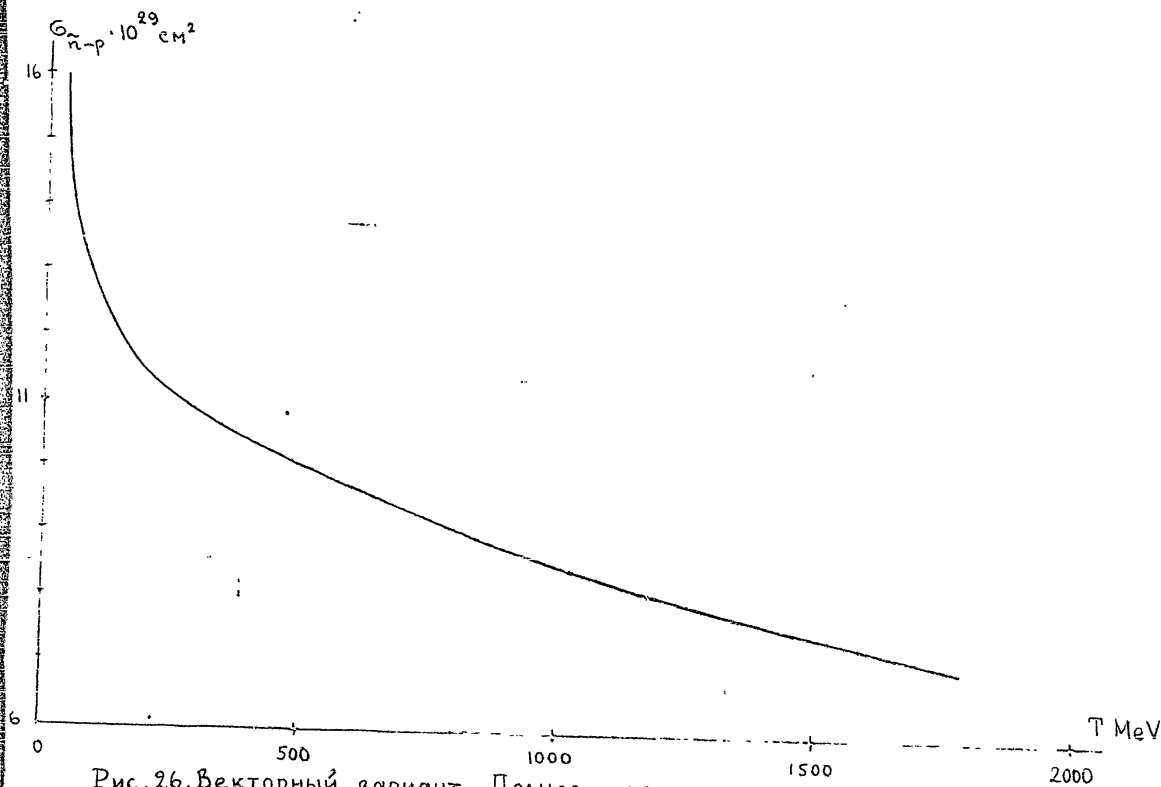


Рис. 26. Векторный вариант. Полное сечение рассеяния антинейтронов на протонах в зависимости от энергии T в лабораторной системе при $K = 10^3 m_N \cdot g_{\bar{n}-p} = 2,8 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$. Сечение $\sigma_{\bar{n}-p}$ имеет порядок 10^{-39} см^2 .

- 290 -

Если даже это связанное состояние действительно образуется, оно будет; повидимому, короткоживущим, так как имеются многие возможности для распада и, во всяком случае, на основании приведенных соображений не должно существовать нейтрального мезона-скаляра в изотопическом пространстве ($I=0$) с массой близкой к массе существующего π^0 -мезона.

Б. Контактное взаимодействие нуклонов в эффектах
рассеяния

В работах И.Полубаринова рассмотрены эффекты упругого рассеяния нейтронов и антинейтронов на протонах как следствие того же контактного взаимодействия (190).

Другими словами, было решено неоднородное уравнение, соответствующее уравнению (191), причем χ была найдена в виде

$$\chi = \sum_{i=1}^{16} \sum_{j=1}^{16} A_{ij} a_j^0 \chi_i c \quad (200)$$

здесь a_j^0 - коэффициенты разложения χ^0 -начального состояния - по матрицам $\chi_j c$. С помощью этих решений по методу, предложенному Нишижимой (155), были получены дифференциальные сечения $d\sigma_V$ для векторного (201) и σ_T

155) К. Nishijima, Prog. Theor. Phys. 12, 549 (1954);
12, 249 (1954); 13, 395 (1955).

- 289 -

В соответствии со значениями констант контактного взаимодействия нуклонов $g(\pi^0 \chi_{\text{нн}}^0)$: $7,83 \times 10^{-44}$; $5,79 \times 10^{-45}$; $5,48 \times 10^{-49}$ получаются следующие значения констант G_{π} :

$$\sim 12 ; \quad \sim 4 ; \quad \sim 2.$$

G_{π} - эффективная константа псевдоскалярного мезонного поля с псевдоскалярной связью χ).

В работе З.Маки обсуждается возможность нейтрального мезона - скаляра в изотопическом пространстве^{xx}). Выясняется, что связанные состояния в этом случае принадлежат векторному мезону с массой $\sim 3200 m_e$. К сожалению, в работе не указано численное значение константы g , приводящее к данному связанному состоянию. Как видно из табл.15 и 16, в случае взаимодействий типа (I90) связанные состояния с такими относительно малыми дефектами масс вообще исчезают при значении g , равном значению β - распадной константы.

х) В работе И.Полубаринова произведены также оценки эффективных констант G_{π} . Векторный вариант приводит как к псевдоскалярной, так и к псевдовекторной связям псевдоскалярного π -мезонного поля с нуклонами. При $K = m_N$ соответствующие значения констант оцениваются для псевдоскалярной связи величиной $\frac{g^2}{\hbar c} \sim 23$ и $\frac{g^2}{\hbar c} \sim 0,01$ для связи псевдовекторной.

xx) В работе З.Маки пишется Лагранжиан с изотопическими операторами в изотопически инвариантном виде. Решения χ с изотопическим спином равным I для нейтрального π^0 -мезона удовлетворяют добавочному условию $\chi_1^{pp} = -\chi_1^{nn}$. Добавочное условие для нейтрального мезона χ

$$c I=0, \quad \chi_0^{pp} = \chi_0^{nn}.$$

- 288 -

Это единственное связанное состояние $(N\tilde{\Lambda}^0)$ естественно отождествить с K -мезоном.

Масса K -мезона $\sim 1000 m_e$. Принимая во внимание характер приближения (учет только "цепных" диаграмм), произвол в выборе вида фактора и места срезания^{x)} (K_{max}) - близость массы этого единственного состояния к массе K -мезона и равенство нулю спина этого состояния представляются поразительными. Следует также подчеркнуть, что в предыдущем рассмотрении спин Λ^0 -частиц был принят равным 1/2.

В недавно появившейся работе З. Маки¹⁵⁰⁾ качественно получены аналогичные результаты.

З.Маки исходит из несколько другого вида взаимодействия - $(\tilde{\Psi}_p O_T \Psi_N)(\tilde{\Psi}_N O_T \Psi_p)$ вместо (190), которое в данном случае записывается как $(\tilde{\Psi}_p O_T \Psi_p)(\tilde{\Psi}_N O_T \Psi_N)$. Эти два вида записи взаимодействия связаны между собой тождествами Фирца¹⁵⁴⁾.

Функции распространения регуляризуются в работе З.Маки по методу Паули-Вилларса.

В работе З.Маки более детально рассматривается эффективная константа для взаимодействия "эффективного" π -мезонного поля^{с нуклонами} в результате интерпретации этого мезонного поля как сложного нуклонно-антинуклонного поля. Для эффективной константы

π -мезонного поля G_π получается выражение

$$G_\pi \sim 2\pi \left[\log \left(\frac{K}{m_N} \right)^2 - 2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (199)$$

154) M. Fierz, ZS. f. Phys. 102, 572 (1936).

x) Например, при $K = m_N$ тензорный случай дает для массы системы $(N\tilde{\Lambda}^0)$ на $100 m_e$ меньше (т.е. $1200 m_e$, см. табл. I6).

- 287 -

$g = (2,8) \cdot 10^{-49}$ для системы $(N + \tilde{N}^0)$ как в случае векторного так и в случае тензорного вариантов имеется только псевдоскалярное состояние с массой $\sim 1300 m_e$.

Т а б л и ц а 15.

Векторный вариант. Массы связанных систем.

| K | $g_{\tilde{n}-p}$ эрг. см ³ | $m_1 = m_2 = m_N$ | | нуклон-нуклон (np) | $m_1 = m_N, m_2 = m_{\tilde{N}}$ | |
|------------|---|---|--|-------------------------|--|----------------------------------|
| | | Нуклон-антинуклон ($\tilde{n}p$) или ($n\tilde{p}$) другие состояния $\chi_{n\tilde{p}k}(S=0)$ | | | ($\tilde{p}\Lambda$) ($p\tilde{\Lambda}$) ($\tilde{n}\Lambda$) ($n\tilde{\Lambda}$) | ($p\Lambda$) ($n\Lambda$) |
| m_N | $5,1 \cdot 10^{-43}$ | $M = 276 m_e$ | Существ. векторное состояние $M = 3300 m_e$ | Связанных состояний нет | Псевдо-скаляр. $1400 m_e$ 1300 m_e вектор. $3600 m_e$ | Связан. состояний нет |
| $10^3 m_N$ | $2,8 \cdot 10^{-49}$ | $M = 276 m_e$ | Других состояний нет | Связанных состояний нет | Псевдо-скаляр. $1300 m_e$ | Связан. сост. нет |

Т а б л и ц а 16

Тензорный вариант. Массы связанных систем

| K | $g_{\tilde{n}-p}$ эрг. см ³ | $m_1 = m_2 = m_N$ | | Нуклон-нуклон (np) | $m_1 = m_N, m_2 = m_{\tilde{N}}$ | |
|------------|---|---|----------------------|---------------------------|--|----------------------------------|
| | | Нуклон-антинуклон ($\tilde{n}p$) или ($n\tilde{p}$) другие состояния $\chi_{n\tilde{p}k}(S=0)$ | | | ($\tilde{p}\Lambda$) ($p\tilde{\Lambda}$) ($\tilde{n}\Lambda$) ($n\tilde{\Lambda}$) | ($p\Lambda$) ($n\Lambda$) |
| m_N | $\approx 1,7 \cdot 10^{-43}$ | $M = 276 m_e$ | Других состояний нет | Векторное $= 3650 m_e$ | Псевдо-скаляр. $= 1200 m_e$ | Векторн. $= 4000 m_e$ |
| $10^3 m_N$ | $\approx 0,92 \cdot 10^{-49}$ | $M = 276 m_e$ | Других состояний нет | Связан. состояний нет | Псевдо-скаляр. $= 1300 m_e$ | Связан. состояний нет |

- 286 -

При обрезании расходящихся интегралов на массе нуклона ($K = m_N$) в векторном случае взаимодействия существует в системе нуклон-антинуклон псевдоскалярное состояние с массой $\sim \pi$ -мезонной ($\sim 276 m_e$) при константе $g_{\pi p} = 5,1 \cdot 10^{-43}$ эрг \cdot см³. Но наряду с этим состоянием существует векторное состояние с массой $\sim 3300 m_e$. Любопытно, что при $g_{\pi p} = 2,8 \cdot 10^{-49}$ эрг \cdot см³, т.е. равной универсальной β -распадной константе, это второе состояние исчезает.

Последняя константа соответствует

$$K \approx 10^3 m_N. \quad (198).$$

Система, состоящая из двух частиц с разными массами, например, нуклона и Λ^0 -частицы, не образует с помощью с помощью контактных взаимодействий связанных состояний ни при каких значениях константы g . Если считать по (183), что константа g универсальна для всех контактных взаимодействий, то при той же константе $g = 5,1 \cdot 10^{-43}$ эрг \cdot см³ ($K = m_N$), которая обеспечивает существование π -мезона как системы нуклон-антинуклон, система нуклон-антилямбда частица приводит в векторном случае (рис.23) к двум связанным состояниям: одно из них псевдоскалярное с массой равной $\sim 1400 m_e$, второе ~~псевдоскалярное~~ векторное с массой $\sim 3600 m_e$.

В тензорном варианте система ($N + \tilde{\Lambda}^0$) приводит к одному связанному состоянию с массой около $1200 m_e$, которое оказывается псевдоскалярным (рис.24). Заслуживает внимания, что при универсальной β -распадной константе

- 285 -

Согласно рисунку 2I, для того же абсолютного значения g , но другого по знаку (т.е. для системы нуклон-нуклон) не существует связанной системы, обязанной контактному взаимодействию.

Тензорный вариант (рис.22) отличается некоторым своеобразием: если псевдоскалярное состояние системы протон-анти-нейтрон $\lambda_2 (S=0)$ отождествить с π -мезоном (g для этого случая выбирается отрицательным), то для этого же значения положительного g , т.е. для системы нуклон-нуклон, будет осуществляться, в отличие от векторного случая, связанное состояние, правда с относительно небольшим дефектом масс ($M \sim 3650 m_e$).

Другими словами, если для системы нуклон-антинуклон при выбранной константе связи тензорный случай дает дефект масс равный $3672 m_e - 276 m_e = 3398 m_e$ (I96), то та же константа связи для системы нуклон-нуклона приводит к дефекту массы $3672 m_e - 3650 m_e \sim 22 m_e$ (I97)

Так как в дейтоне дефект массы $\sim 4 m_e$, то на этом основании тензорный случай следовало бы исключить, но, учитывая характер приближения, этому результату вряд ли ^{следует} придавать существенное значение. Здесь заслуживает внимания лишь то обстоятельство, что в случае тензорного варианта контактного взаимодействия система нуклон - антинуклон приводит к огромному дефекту массы, т.е. к очень сильным взаимодействиям, в то же время те же по абсолютной величине константы связи между нуклоном и нуклоном приводят к относительно небольшому дефекту массы, да и то возможно обусловленному допущенными приближениями.

В таблицах I5 и I6 приведены массы связанных систем в векторном (табл. I5) и тензорном (табл. I6) вариантах.

- 284 -

Поэтому при наличии связанных состояний у частиц и анти-частиц может либо вообще не существовать связанных состояний между частицей и частицей, либо могут иметь место состояния с существенно другими массой, спином и четностью системы.

Как следует, например, из рис. 2I, в случае векторного варианта взаимодействия можно выбрать такую константу $+g$ для взаимодействия протона и антинейтрона, которая приведет к системе с массой как угодно близкой к массе π -мезона и состоянию которой (χ) описывается псевдоскалярной функцией (кривая A_1)^x.

x) 16 - компонентные величины χ могут быть записаны в виде матриц 4×4 так, что первый индекс относится к частицам одного поля, а второй индекс - к частицам второго поля. Тогда χ удобно искать в виде явных функций от матриц Дирака, так что полученные решения будут иметь вид, приведенный в таблице I4 (С - матрица зарядового сопряжения). Число независимых решений 16. Трансформационные свойства χ очевидны из записи вида этих решений (соответствующие таблицы трансформационных свойств χ в работе (49) ошибочны).

Таблица I4

| Вид решений χ | Спин соответствующего состояния | Пространственная четность | Число решений | |
|--|---------------------------------|----------------------------|----------------------|---------------------|
| | | | в векторн. варианте | в тензорн. варианте |
| $[a+b(\sigma p)]c$ | 0 | \mathcal{U} | 2 | 1 |
| $[c+d(\sigma p)]\chi_5 c$ | 0 | \mathcal{H} | 2 | 1 |
| $\{[e+f(\sigma p)]\chi_\mu + [g+h(\sigma p)]p_\mu\}c$ | 1 | \mathcal{H} | $(\mu=1,2,3,4)$ | $(\mu=1,2,3,4)$ |
| $\{[k+l(\sigma p)]\chi_\mu + [m+n(\sigma p)]p_\mu\}\chi_5 c$ | 1 | \mathcal{U} | $(\mu=1,2,3,4)$ | $(\mu=1,2,3,4)$ |
| $G_{\mu\nu} c$ | 1 | \mathcal{U}, \mathcal{H} | $(\mu, \nu=1,2,3,4)$ | 0 |
| $\delta_\mu c$ | 1,0 | \mathcal{H} | 0 | $(\mu=1,2,3,4)$ |
| $i\delta_\mu \chi_5 c$ | 1,0 | \mathcal{U} | 0 | $(\mu=1,2,3,4)$ |

- 283 -

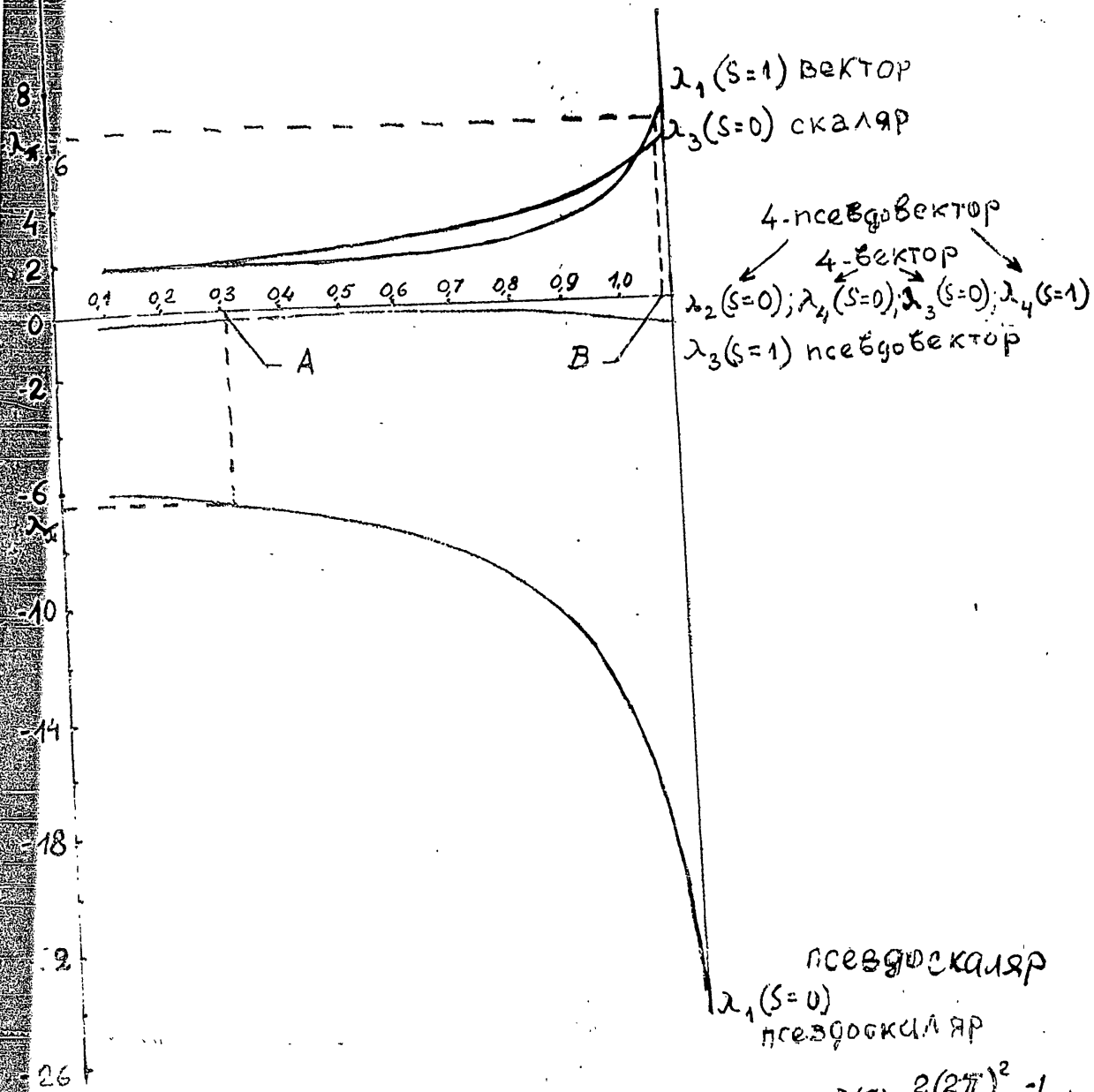
Таким образом, в принципе возможно выбором соответствующего значения константы связи g получить, например в системе, состоящей из нуклона и антинуклона, общую массу равной μ - мезонной массе. Однако в случае скалярного, псевдоскалярного и псевдовекторного вариантов столь же сильное взаимодействие возникает в системе двух нуклонов, например в дейтоне. Точнее говоря, во всех перечисленных ^{трех} вариантах а системе нейтрон-протон замена одной из этих частиц на античастицу дает те же самые состояния, которые были характерны для системы нейтрон-протон.

Следует добавить, что благодаря линейности в константе контактного взаимодействия в (192) выбор знака очень существенен для всего семейства состояний данной системы. Но в этих трех вариантах попрежнему нет различий между состояниями системы нуклон-нуклон и нуклон-антинуклон. При положительном g все кривые, описывающие состояния системы протон-нейтрон (и, что то же, протон-антинейтрон) лежат в верхней полуплоскости рис. 20, при отрицательном g совершенно другое семейство кривых располагается в нижней полуплоскости. Другими словами, три указанные варианта исключаются из дальнейшего рассмотрения.

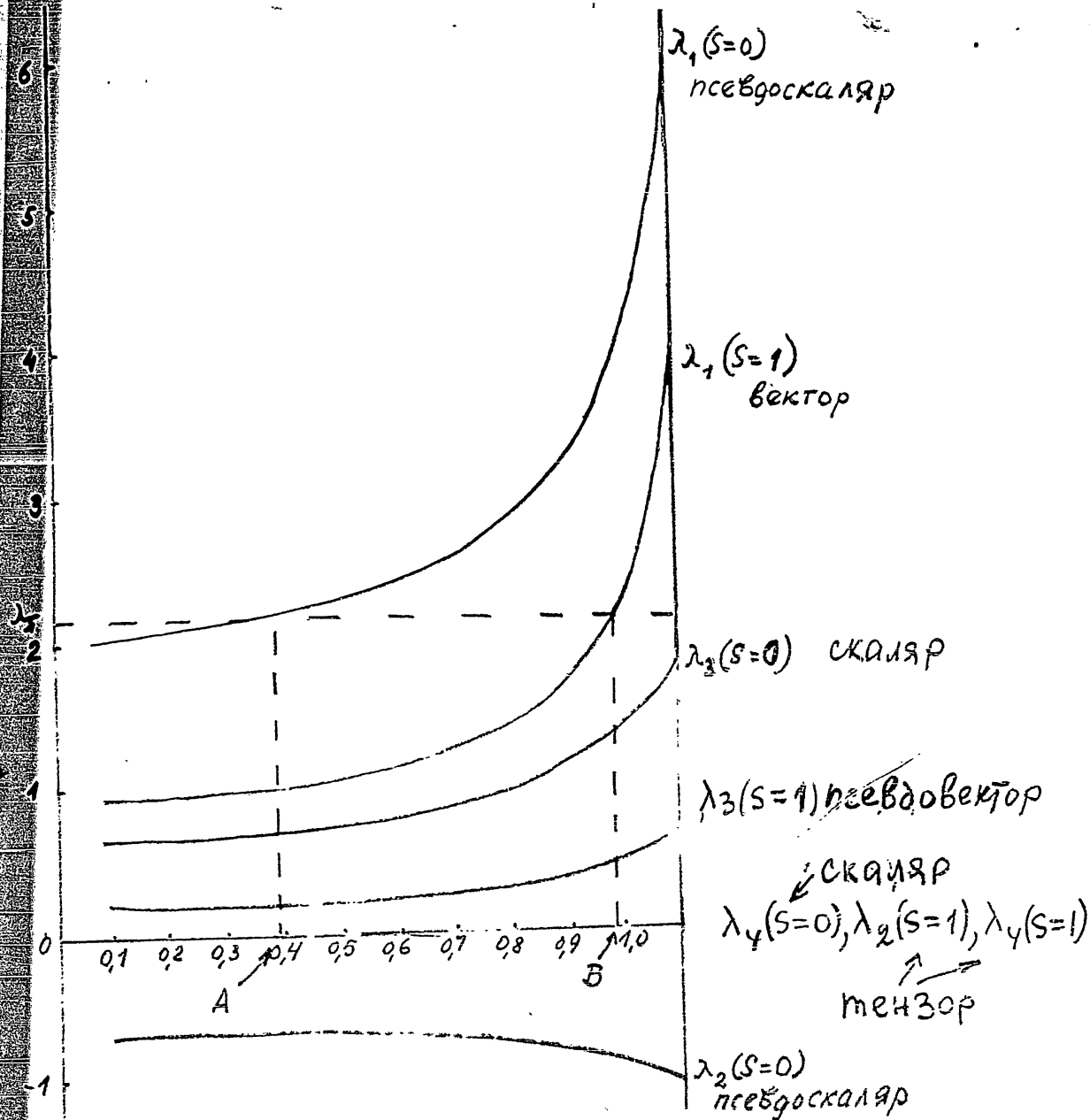
Но в случае векторного и тензорного взаимодействий константа связи g для частицы и частицы имеет знак, противоположный знаку константы связи частицы и античастицы¹⁵³⁾.

¹⁵³⁾ М.А.Марков, ЖЭТФ 21, 761, (1951).

Рис 24

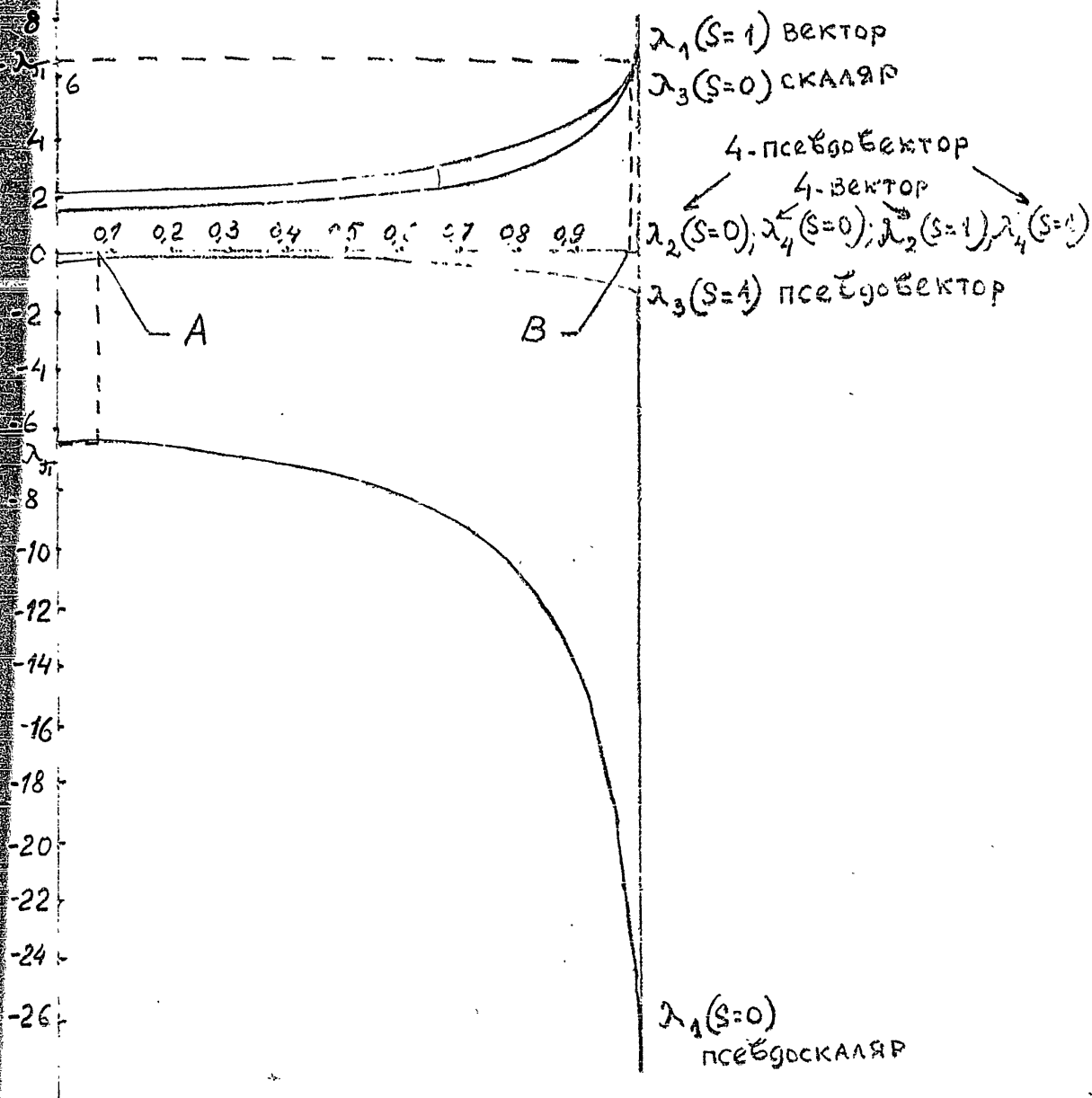


Тензорный вариант. На рис. нанесена величина $\lambda(s) = \frac{2(2\pi)^2}{m_1^2} g^{-1}(s)$
 как функция $-\frac{M}{2m_1}$ при параметре обрезания $K = m_1$,
 где $m_1 = 1836 m_e$, $m_2 = 2182 m_e$ - массы обеих
 частиц, а M и S - масса и спин связанной системы.
 $\lambda_2(s=0) = \lambda_3(s=1) = \lambda_4(s=0) = \lambda_4(s=1) = 0$
 $A = \frac{M_{osc}}{2m_1}$; $B = -\frac{M_{vect}}{2m_2}$; ($\hbar = c = 1$)



Векторный вариант. На рис. нанесена величина $\lambda(s) = \frac{2(2\pi)^2}{m_2} g^{-1}(s)$ как функция $M/2m_1$ при параметре обрезания $k = m_2$, где $m_1 = 1836 m_e$, $m_2 = 2181 m_e$ - массы обеих частиц, а M и S - масса и спин связанной системы. $\lambda_2(s=1) = \lambda_4(s=1) = 0$ а $\lambda_4(s=0)$ принимает близкие к нулю значения. $A = \frac{Mpsc}{2m_1}$; $B = \frac{Mvect}{2m_1}$ ($\hbar = c = 1$).

Рис 22



Тензорный вариант. На рис. нанесена величина

$$\lambda(s) = \frac{2(2\pi)^2 - 1}{m^2} g'(s) \text{ как функция } \frac{M}{2m} \text{ при параметре обрезания}$$

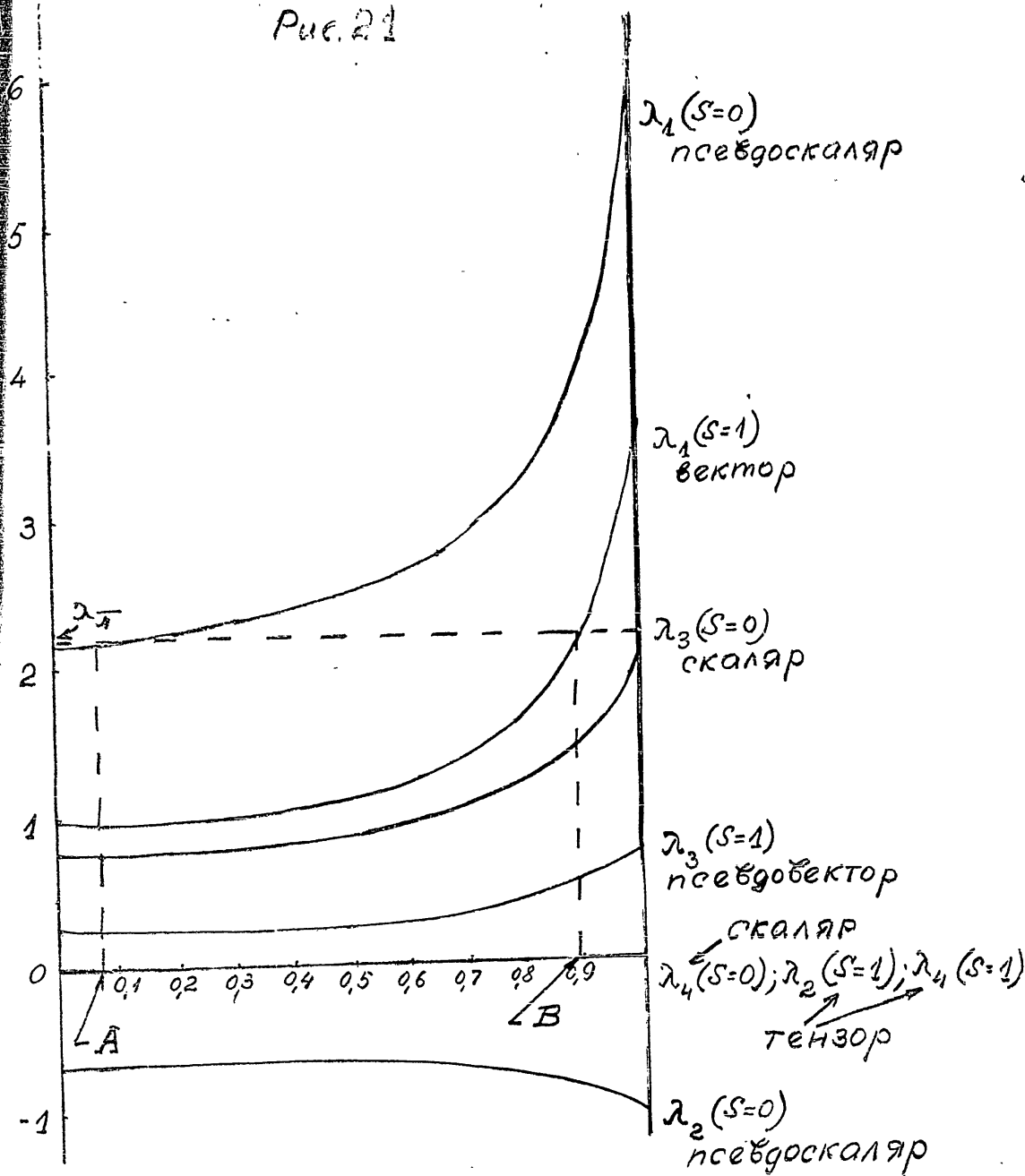
$K = m$, где $m_1 = m_2 = m = 1836 m_e$ - массы обеих частиц,

M и S - масса и спин связанной системы.

$$\lambda_2(S=0) = \lambda_2(S=1) = \lambda_4(S=0) = \lambda_4(S=1) = 0.$$

$$A = \frac{M_{\rho\pi} c}{2m} \text{ } (\pi\text{-мезон}); \quad B = \frac{M_{\text{vect}}}{2m}; \quad (\hbar = c = 1).$$

Рис. 21



Векторный вариант. На рис. нанесена величина $\lambda(s) = \frac{2(2\pi)^2}{m^2} g^{-1}(s)$ как функция $\frac{M}{2m}$ при параметре обрезания $K = m$, где $m_1 = m_2 = m = 1836 m_e$ - массы обеих частиц, а M и S - масса и спин связанной системы.

$$\lambda_2(s=1) = \lambda_4(s=0) = \lambda_4(s=1) = 0. \quad A = \frac{M_{PSC}}{2m} (\pi\text{-мезон}),$$

$$B = \frac{M_{\text{vect}}}{2m}. \quad (\hbar = c = 1).$$

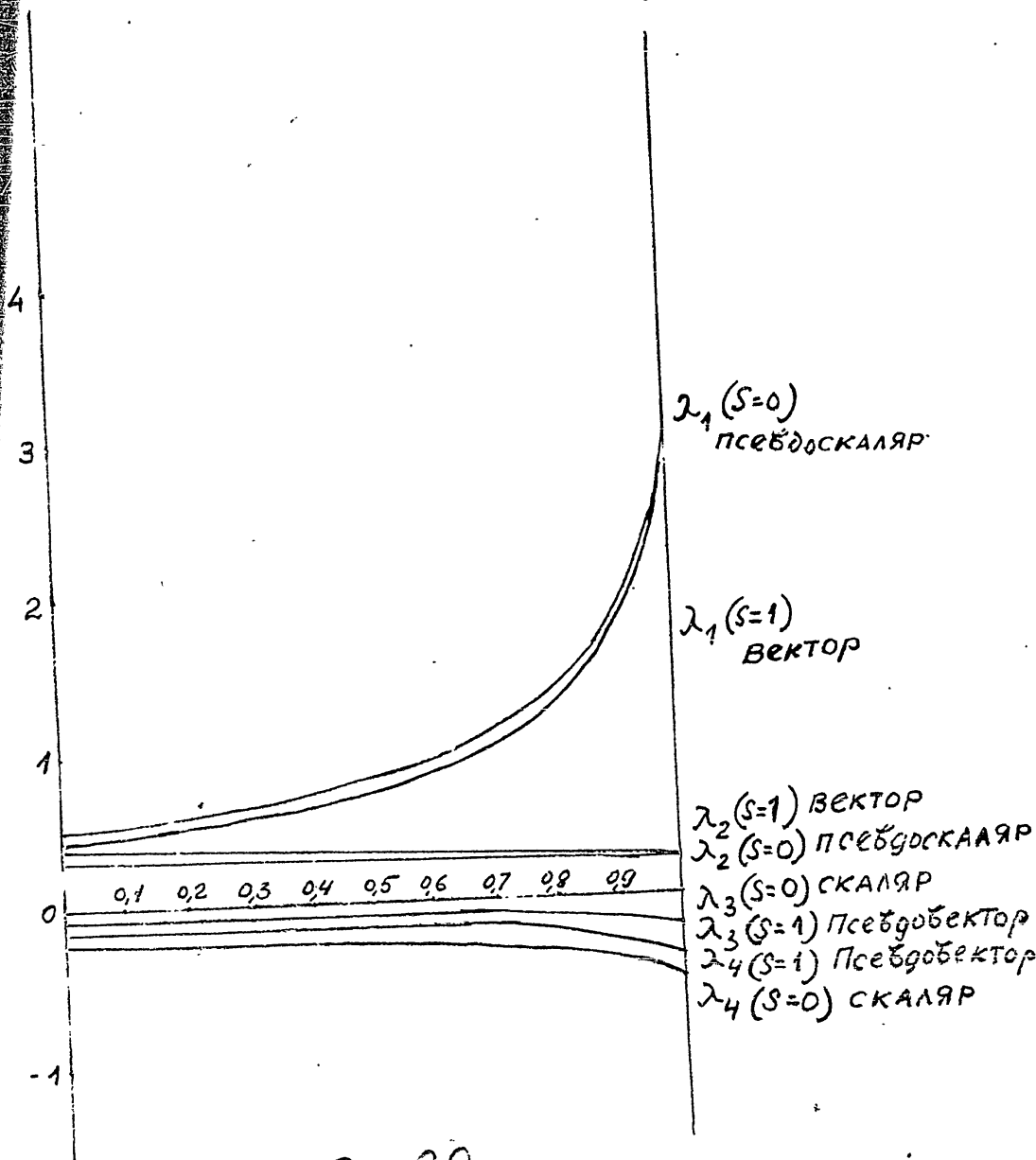


Рис. 20

Скалярный вариант I49). На рис. нанесена величина $\lambda(s) = \frac{2(2\pi)^2}{m^2} \Omega^{-1}(s)$ как функция $M/2m$ при параметре обрезания $K = m$, где $m_1 = m_2 = m = 1836 m_e$ - массы обеих частиц, а M и S - масса и спин связанной системы. $\lambda_3(s=0) = 0$.

- 282 -

На рисунках 20-24 приведены зависимости g от M в скалярном, векторном и тензорном вариантах при $m_1 = m_2 = m_N$ (m_N - масса нуклона), а в векторном и тензорном вариантах также и при $m_1 = m_N$, $m_2 = m_{\Lambda^0}$ (m_{Λ^0} - масса Λ^0 -гиперона). K - полагалось равным массе нуклона (m_N).

Приведенные графики взяты из работы И.Полубаринова.^{xx)} Приведенные кривые интересные во многих отношениях.

В рамках данного уравнения оказываются возможны системы с любыми дефектами масс (в зависимости от константы взаимодействия g). Во всяком случае, это утверждение справедливо для случая равных масс ($m_1 = m_2$) частиц, образующих систему.

х) Условие разрешимости системы однородных линейных алгебраических уравнений для χ (см. предыдущее примечание), т.е. равенство нулю детерминанта, составленного из коэффициентов системы линейных алгебраических уравнений, дает связь между массой системы M двух частиц, константами g , K , m_1 , и m_2 .

xx) Рис. (20) для скалярного варианта совпадает с соответствующим графиком работы Катсумори^{I49)}. В этой работе рассматривался также и векторный вариант, но приведенные в этой работе (I49) формулы и графики для векторного варианта ошибочны. Случай неравных масс ($m_1 \neq m_2$) в работе Катсумори вообще не рассматривается.

- 281 -

Теперь решения уравнения (I91) могут быть найдены в виде:

$$\chi_{(12)} = e^{i p \mathcal{X}} \chi(x), \quad (I93)$$

где p - q - импульс системы, \mathcal{X} - координата центр. масс, а x - относительная координата. Следовательно, $\chi(x)$ - внутренняя функция системы ^{x)}.

^{x)} Если написать $\chi(x)$ подробно, она запишется в виде:

$$\chi(x) = -\frac{i g}{(2\pi)^4} \int G(\pi^2) \frac{1}{2} S_F^1\left(\frac{m_1 - p}{m_1 + m_2}, p\right) \frac{1}{2} S_F^2\left(\frac{m_2 - p}{m_1 + m_2}, p\right) e^{i p x} d p O_T^1 O_T^2 \chi, \quad (I94)$$

где $S_F^i(\cdot)$ - импульсное представление $S_F(x)$,

$$а \chi = \frac{1}{(2\pi)^4} \int G(\pi^2) e^{i p x} \chi(x) d p d x, \quad (I95)$$

как это следует из (I94). χ - является константой с 16-ю компонентами. Умножением правой и левой части (I94) на $G(\pi^2) e^{i p x}$ и интегрированием по x и p получаются для χ линейные алгебраические уравнения с коэффициентами, зависящими от постоянной связи g , предельного импульса обрезания K , масс частиц m_1 и m_2 , массы системы M и от элементов матриц O_T , определяющих данный вид взаимодействия (скалярное, векторное и т.д.). (продолж. ^{x)} см. стр 282)

- 280 -

Уравнение типа Бете-Сальпетера с контактным взаимодействием впервые рассмотрено было в работе Катsumори (149).

Так как правая часть уравнения (190) расходится квадратично, то Катsumори заменяет δ -функции во взаимодействии $I_{12}^{(1)}$ (34,56) на некоторые распределенные функции, вводя релятивистски инвариантный формфактор^{x)} по Мёллеру-Кристенсену (152).

В свете сказанного в §§ 32-35 о нелокальных состояниях и формфакторах вообще, результаты данного исследования уравнения (191) могут иметь только оценочный смысл и всё рассмотрение имеет лишь разведочную ценность.

$$\begin{aligned}
 x) \quad & \delta(35) \delta(34) \delta(56) \rightarrow F(34, 56) = \\
 & = \frac{1}{(2\pi)^{12}} \int G(\Pi^2) G(\Pi'^2) e^{i[\varphi' m_1 x_3 + m_2 x_4 - m_1 x_5 - m_2 x_6 + P(x_3 - x_4) + P(x_5 - x_6)]} d^4 p' dp dp', \\
 & \text{где } \Pi^2 = p^2 = \frac{(pP)^2}{\varphi^2}; \quad \Pi'^2 = p'^2 = \frac{(p'P')^2}{\varphi'^2},
 \end{aligned}$$

$$G(\Pi^2) = \begin{cases} 1 & \text{при } \Pi^2 < K^2 \\ 0 & \text{при } \Pi^2 > K^2. \end{cases}$$

(Используется система единиц, где $\hbar = c = 1$.)

152) P. Kristensen and C. Møller.

Dan. Mat. Fys. Medd 27, N7 (1953)

- 279 -

с любым числом звеньев, осуществляющих повторение контактных взаимодействий между нейтроном и протоном.

Как известно, решение уравнения типа Бете-Сальпетера в случае не контактных взаимодействий представляет собой большие математические трудности.

В случае контактных взаимодействий соответствующее уравнение Бете-Сальпетера легко приводится к системе линейных алгебраических уравнений^{x)}. Само уравнение (I9I) в работе И.Полубаринова получено из Лагранжиана взаимодействия (I90) по методу Швингера с помощью функциональных производных по спинорным источникам

(J. Schwinger, Proc. N.A.S. 37, 452 (1951))

x) Уравнение типа Бете-Сальпетера, о котором идет речь, имеет вид:

$$\chi_{(12)} = - \int \frac{1}{2} S_F^{11}(13) \frac{1}{2} S_F^{12}(24) I_{12}^{(34,56)} \chi_{(56)} dx_3 dx_4 dx_5 dx_6, \quad (I9I)$$

где цифровые аргументы включают в себя четырехмерные координаты и спинорные индексы, $\chi_{(12)}$ - волновая функция связанной системы двух частиц, S_F - известные функции распространения, а их верхние индексы 1 и 2 означают, что они относятся к частицам соответственно первого и второго полей (например, нейтронного и протонного). Оператор взаимодействия $I_{12}^{(34,56)}$ в наимизшем приближении имеет вид

$$I_{12}^{(1)}(34,56) = -ig O_T^1 O_T^2 \delta(35) \delta(34) \delta(56), \quad (I92)$$

другими словами, оператор взаимодействия (I92) имеет более простую структуру, чем известные операторы взаимодействия в электро- и мезодинамике. Именно это обстоятельство дает возможность свести решение уравнения (I9I) к системе линейных алгебраических уравнений.

- 278 -

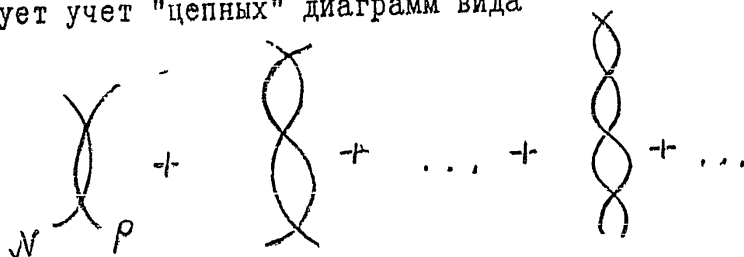
проявиться существование контактных взаимодействий на связанных состояниях нуклонов, например, в дейтоне, на рассеянии нуклонов на нуклонах, при взаимодействии нуклонов^{и антинуклонов}, как в эффектах рассеяния, так и в эффекте аннигиляции и т.д.

В объяснении этих эффектов, как известно, до сих пор нет ясности.

В методических целях можно было бы исследовать роль контактных взаимодействий с помощью теории возмущений, полагая константу g в (190) очень малой. Но рассмотрение вопроса И.Полубариновым показывает, что учет высших приближений теории возмущений (в той форме, например, как это делается в соответствующем выводе ^{уравнения} Бете-Сальпетера) в ряде случаев существенно меняет результаты.

Как известно, уравнение Бете-Сальпетера удобно для исследования связанных состояний — нуклон — нуклон, нуклон-антинуклон. Это вторая причина, по которой и в ряде других исследований обращено внимание на уравнение Бете-Сальпетера для системы двух нуклонов с контактным взаимодействием между ними.

Решение такого уравнения Бете-Сальпетера характеризует учет "цепных" диаграмм вида



- 277 -

В обсуждаемых работах рассматриваются контактные взаимодействия двух спинорных полей (например, протонного и нейтронного), описываемые в соответствующей Лагранжевой функции членом взаимодействия вида

$$L(x) = \frac{1}{4} G [\bar{\Psi}(x), O_T \Psi(x)] [\bar{\Psi}(x), O_T \Psi(x)], \quad (190)$$

где G - константа связи, $\Psi(x)$ и $\bar{\Psi}(x)$ - соответственно операторы двух спинорных полей, O_T - известные операторы, построенные из γ -матриц Дирака.

Данная функция Лагранжа приводит к уравнениям движения с контактным взаимодействием частиц вида (183).

Исследование возможных контактных взаимодействий между нуклонами представляет интерес независимо от тех специальных задач, которые привлекли к ним некоторое внимание. Дело в том, что до сих пор взаимодействие между нуклонами рассматривалось только как взаимодействие через третье поле (π - мезонное поле, поле K - частиц и др.). Поэтому представляет значительный интерес сам по себе вопрос, поставленный в такой форме: существует ли между нуклонами непосредственное контактное взаимодействие, не связанное с каким-либо другим полем.

Существенное проанализировать различные возможные проявления подобных контактных взаимодействий в различных физических эффектах: интересно выяснить, как могло бы

- 276 -

Эта концепция теряет свою привлекательность, если она требовала бы новых сил, действующих между нуклоном и антинуклоном, между нуклоном и антигипероном. Однако обращает на себя внимание то обстоятельство, что контактное взаимодействие (183), как оказывается, ведет к прямому взаимодействию между частицами и античастицами, именно желаемого вида.

Без всяких новых гипотез относительно взаимодействий, только на основании анализа (183) можно получить существенные аргументы в пользу возможности существования систем, составленных из барионов, ведущих себя как π и K - поле.

Действительно, на основании уравнений (183) можно получить уравнение типа Бете-Сальпетера, например для системы из протона и антинейтрона, с характерными свойствами π - мезона.

А. Связанные состояния как следствие контактного взаимодействия барионов.

Уравнение типа Бете-Сальпетера для связанных состояний, связанных контактному взаимодействию, исследовалось рядом авторов (149), (150). Ниже излагается вопрос, главным образом, по неопубликованным работам Полубаринова¹⁵¹⁾.

149) H. Katsumori, *Prog. of Theor. Phys.* 11, 505 (1954)
 150) Z. Maki, *Prog of Theor Phys* 16, 667 (1956)

151) И. Полубаринов. Объединенный институт ядерных исследований. Отчеты (1956, 1957 г.г.).

- 276 -

Эта концепция теряет свою привлекательность, если она требовала бы новых сил, действующих между нуклоном и антинуклоном, между нуклоном и антигипероном. Однако обращает на себя внимание то обстоятельство, что контактное взаимодействие (183), как оказывается, ведет к прямому взаимодействию между частицами и античастицами, именно желаемого вида.

Без всяких новых гипотез относительно взаимодействий, только на основании анализа (183) можно получить существенные аргументы в пользу возможности существования систем, составленных из барионов, ведущих себя как π и K - поле.

Действительно, на основании уравнений (183) можно получить уравнение типа Бете-Сальпетера, например для системы из протона и антинейтрона, с характерными свойствами π - мезона.

А. Связанные состояния как следствие контактного взаимодействия барионов.

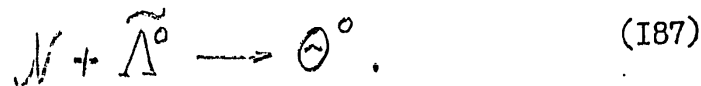
Уравнение типа Бете-Сальпетера для связанных состояний, связанных контактному взаимодействию, исследовалось рядом авторов (149), (150). Ниже излагается вопрос, главным образом, по неопубликованным работам Полубаринова (151).

149) H. Katsumori, *Prog. of Theor. Phys.* 11, 505 (1954)
 150) Z. Maki, *Prog of Theor Phys* 16, 667 (1956)

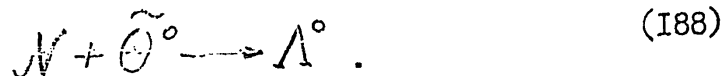
151) И. Полубаринов. Объединенный институт ядерных исследований. Отчеты (1956, 1957 г.г.).

- 275 - 1

а далее

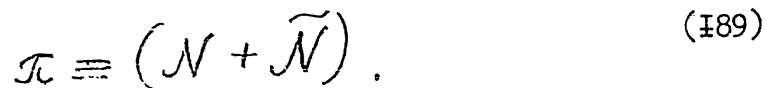


Реакция (I87) должна иметь место также, как и реакция



Процесс $N + \tilde{\Lambda}^0 \rightarrow \Theta^0$ можно рассматривать как возникновение принципиально нового Θ^0 -поля. Но не безынтересно обсудить и другую возможность, предположив, что Θ^0 представляет собой своеобразную систему, образующуюся структурно из сильно взаимодействующих частиц N и Λ^0 , т.е. систему с необычно большим дефектом масс.

Идеи такого рода не новы^{I48), I36)}. Несколько лет тому назад Янг и Ферми^{I48)} предположили, что π -мезон представляет собой систему, состоящую из сильно взаимодействующих нуклона и антинуклона:

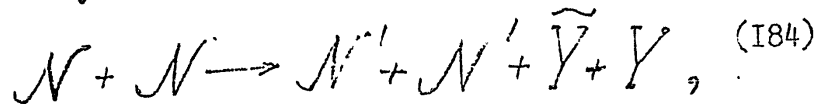


Если π и K -мезоны можно было бы свести таким образом к барионам, то возникла бы довольно стройная концепция.

¹⁴⁸⁾ E. Fermi and C. Yang, *Phys. Rev.* 76, 1739 (1949)
M. Levy and R. Marshak, *Nuovo Cim, Suppl.*
n 2, 253 (1954)

Таким образом, уравнениями (183) описываются взаимодействия типа взаимодействий, введенных ферми в теории β - распада.

Согласно (183) закон возникновения гиперонов и нуклонов (барионов) - это рождение в паре с антибарионами. Например, при столкновении нуклонов



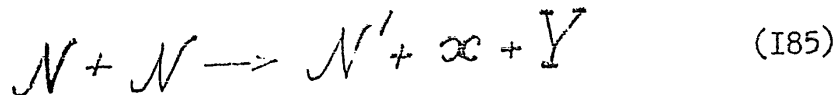
где N - обозначает нуклон, Y - какой-то гиперон.

Если энергия столкновения нуклонов лежит ниже порога образования данной гиперонно-антигиперонной пары, то процесс (184) может происходить лишь ^{как} виртуальный процесс.

Если один из сталкивающихся нуклонов (N) и антигиперон (\bar{Y}) могут, аннигилируя, дать частицу α с меньшей массой, чем сумма масс нуклона и гиперона,

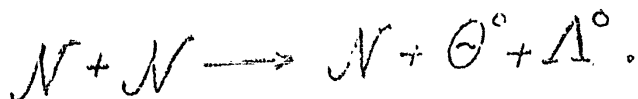
$$m_{\alpha} < m_N + m_Y,$$

то процесс

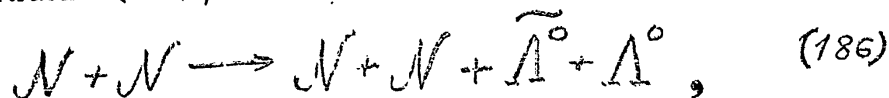


мог бы идти при энергии ниже порога реакции (184).

Реакции образования гиперона в паре с K -мезоном являются как раз реакциями типа (185). Например,



Согласно (184), эту реакцию следует интерпретировать как



§ 36. КОНТАКТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ
БАРИОНАМИ КАК УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ЗАКОН ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.

Если гипероны трактовать как возбужденные нуклоны, то без новых гипотез естественным образом возникает соответствующий ряд антибарионов.

Естественно, что вакуум будет теперь содержать и заполненные состояния барионов в отрицательных энергиях. В рамках развиваемой точки зрения возникновение пары барион-антибарион связано с сильными взаимодействиями.

Возникновение ^{одиночке /} гиперонов при столкновении нуклонов возможно только в результате перехода одного из нуклонов в высшее возбужденное состояние, что в рамках данной теории в результате сильного запрета должно происходить с малой вероятностью, если ограничиться областью пока доступных эксперименту энергий ($\tau_0/2 \ll 1$).

Образование пары барион-антибарион не связано с изменением внутреннего состояния нуклона: в этом процессе барион из состояния с отрицательной энергией переводится в состояние с положительной энергией. Стремясь к минимуму предположений, допустим, что образование пары барионов при столкновении нуклонов (и барионов вообще) происходит с помощью непосредственных контактных взаимодействий частиц без какого-либо участия третьего (например π - мезонного) поля. π - мезонные и ρ - мезонные поля рассматриваются в дальнейшем как своеобразные высшие эффекты барионного поля.

Следует также заметить, что примитивный математический аппарат возбужденных состояний нуклонов можно в некоторых случаях (например, нерелятивистский случай) использовать также для феноменологического описания часто рассматриваемого изобарного состояния нуклона ^{I43}).

Гипероны как возбужденные состояния нуклонов, возбуждение которых связано с изменением некоторых новых "внутренних" степеней свободы (билокальное поле), рассматривались рядом авторов ^{I44, I45}).

В работе ^{I44}) рассматриваются конкретные примеры возможных уравнений биллокального поля, дающего спектр масс частиц.

В работе ^{I45}) дается классификация барионов по их различным трансформационным свойствам в пространствах σ и ξ .

Таким образом, представление о гиперонах как о своеобразных возбужденных состояниях нуклонов является попыткой связать решение фундаментальных трудностей современной теории поля с истолкованием природы новых частиц. И в узко утилитарном смысле эти идеи не являются очень отвлеченной схемой: они, как это было видно из предыдущего, обладают рядом эвристически ценных моментов, о чем еще будет речь впереди.

^{I43}) В. Силин, И. Тамм, В. Файнберг, ЖЭТФ, 29, 6 (1955)

^{I44}) J. Rayski, *Fortschritte der Physik* 2, 165 (1954)

^{I45}) H. Yukawa, *Progr. of Theor. Physics* 16, 688 (1956).

- 270 -

Следующий максимум можно ожидать в области энергии*) - 2300-1600 Мэв.

Повидимому следует ожидать, что дальнейшие максимумы будут все более и более широкими, так как энергия π - мезона распада увеличивается с ростом номера возбуждения нуклона, что ведет к уменьшению времени жизни соответствующего возбужденного состояния.

Указанное обстоятельство требует аккуратных измерений при поисках следующих максимумов в кривой рассеяния π - мезонов на нуклонах.

С этой точки зрения получение точных кривых рассеяния π - мезонов в области высоких энергий на нуклонах представляется очень существенной проблемой.

Если в будущем окажется, что действительно существует ясная последовательность резонансных максимумов, то эти данные (по аналогии с известными спектральными сериями Бальмера) могли бы служить серьезными указаниями в поисках и построении будущей теории элементарных частиц.

*) Не исключено, что некоторые из приведенных возбужденных состояний могут быть запрещены какими-либо входящими обстоятельствами, которые выходят за рамки нашего рассмотрения - например, изотопическими свойствами частиц и т.д. Известно, например, что первые максимумы реализуются не для всех знаков заряда π - мезона.

Вряд ли имеет смысл получать экспериментальный спектр масс гиперонов как собственные значения массового оператора вида (160).

Во всяком случае, этот массовый спектр не должен совпадать с экспериментальным, вернее, он должен совпадать с экспериментальным спектром масс после различных поправок к массам гиперонов, возникающих от взаимодействий этих частиц с различными полями. Эти поправки, естественно, будут различными для различных частиц (Λ^0, Σ, Ξ), если они обладают, например, различными изотопическими свойствами.

Поэтому истинное α' в выражении (182) должно отличаться от 180 Мэв. Видимо оно не может быть меньше массы π -мезона, так как в противном случае гипероны были бы устойчивы относительно π -распада.

В последней колонке таблицы 13 приведены значения резонансных кинетических энергий для $\alpha' = \mu_\pi \cong 140$ Мэв.

Если предыдущие соображения справедливы, то максимумы в кривой рассеяния π -мезонов на нуклонах должны лежать в энергетических интервалах между значениями E_n , приведенными в двух колонках таблицы 13.

Другими словами, первый максимум между 280 и 170 Мэв кинетической энергии π -мезона, второй максимум между 840 и 570 Мэв, третий максимум между 1530 и 1060 Мэв. Как известно, экспериментальные максимумы лежат соответственно при энергиях 200, 840, 1350 Мэв.

- 268 -

Полагая по-прежнему $a' = 180$ Мэв, находим энергетическую последовательность резонансных максимумов кривой эффекта рассеяния π^- - мезонов на нуклонах.

В таблице I3 приведены соответствующие значения резонансных энергий.

Таблица № I3

| E_n^{kin} | $E_n^{kin}(a'=180)$ | $E_n^{kin}(a'=\mu\pi)$ |
|-------------|---------------------|------------------------|
| E_2 | 280 Мэв | 170 Мэв |
| E_4 | 840 " | 570 " |
| E_6 | 1530 " | 1060 " |
| E_8 | 2350 " | 1620 " |
| E_{10} | 3300 " | 2260 " |
| E_{12} | 4380 " | 2980 " |
| E_{14} | 5600 " | 3780 " |
| E_{16} | 6620 " | 4660 " |
| E_{18} | 8420 " | 5610 " |
| E_{20} | 10000 " | 6660 " |

Постоянная $a' \approx 180$ Мэв в соотношении (I82) определена как разность масс Δ^0 - частицы и нуклона.

- 267 -

Наличие таких легко образующихся и распадающихся уровней нуклонов должно проявляться в своеобразных резонансных явлениях, например, при рассеянии π -мезонов на нуклонах.

Легко видеть, что резонансные максимумы располагаются по энергетической шкале не эквидистантно.

Резонансный фактор для рассеяния π -мезонов на нуклонах в лабораторной системе имеет вид^{I42)}:

$$\sim \frac{1}{[(M + E_{\pi})^2 - P_{\pi}^2] - M_n^2}, \quad (I80)$$

где M - масса нуклона, E_{π} - полная энергия падающего π -мезона, P_{π} - импульс π -мезона, M_n - масса возбужденного нуклона:

$$M_n = M + a'n, \quad a' = 2a. \quad (I81)$$

Отсюда для резонансных энергий π -мезона получается выражение

$$E_{\pi}^{\text{рез}} = a'n + \frac{a'^2 n^2 - \mu^2}{2M}. \quad (I82)$$

I42) М.Ф. Нелипа (в печати).

- 267 -

Наличие таких легко образующихся и распадающихся уровней нуклонов должно проявляться в своеобразных резонансных явлениях, например, при рассеянии π -мезонов на нуклонах.

Легко видеть, что резонансные максимумы располагаются по энергетической шкале не эквидистантно.

Резонансный фактор для рассеяния π -мезонов на нуклонах в лабораторной системе имеет вид¹⁴²⁾:

$$\sim \frac{1}{[(M + E_{\pi})^2 - P_{\pi}^2] - M_n^2}, \quad (180)$$

где M - масса нуклона, E_{π} - полная энергия падающего π -мезона, P_{π} - импульс π -мезона, M_n - масса возбужденного нуклона:

$$M_n = M + a'n, \quad a' = 2a. \quad (181)$$

Отсюда для резонансных энергий π -мезона получается выражение

$$E_{\pi}^{\text{рез}} = a'n + \frac{a'^2 n^2 - \mu^2}{2M}. \quad (182)$$

142) М.Ф. Нелипа (в печати).

- 266 -

Рассматриваемый вариант (в системе покоя симметрия относительно ξ_0 и ξ_i , $i=1,2,3$) обладает интересным своеобразием. Это своеобразие заключается в том, что возбужденные состояния частиц резко разделяются на два класса: метастабильные состояния, аналогично тем, которые рассматривались выше, как состояния Λ^0 , Σ и Ξ - частицы, с относительно большим временем жизни ($\sim 10^{-10}$ сек.), и короткоживущие состояния со временем жизни порядка ядерных. Для последних характерна возможность быстрых переходов из возбужденного состояния нуклона, например, в его основное состояние. Эти особые состояния выделены условием^{ж)}

$$n_0 = n_1 + n_2 + n_3 \quad (178)$$

Таких состояний нет среди состояний первого возбуждения ($n=1$). Но условию (178) удовлетворяют некоторые состояния с $n=2$,

$$\chi_{1001}, \chi_{0101}, \chi_{0011} \quad (179)$$

для которых $n_0=1$ и одно из $n_i=1$ ($i=1,2,3$).

В общем случае короткоживущие состояния характеризуются следующими n :

$$n = 2\ell, \quad \ell = 1, 2, \dots$$

$$n = \sum n_i, \quad i = 0, 1, 2, 3.$$

^{ж)} На это обстоятельство было впервые обращено внимание И. Заставенко.

- 265 -

может сводиться к различию в полном спине ($1/2$, например, для Λ^0 и $3/2$ для Σ^0).

Легко видеть, что переходы между различными состояниями, принадлежащими к семейству $n=1$, сильно запрещены малостью γ_0 (например $\chi_{1000} \rightarrow \chi_{0100}$), но переходы между

$$\Lambda^0, \quad \Psi_{1/2} = \Psi_{\uparrow} \chi_{0100} \quad \text{и} \quad (177)$$

$$\Sigma^0, \quad \Psi_{3/2} = \Psi_{\downarrow} \chi_{0100}$$

возможны за счет электромагнитного взаимодействия, обращающего относительное направление спина функции Ψ .

Переходы из состояния с $n=2$ (Ξ - частицы) в $n=0$ (нуклон) сильно запрещены. В этом переходе n меняется на 2.

Поэтому частица Ξ должна распадаться каскадным образом: сперва $\Xi \rightarrow \Lambda^0 + \pi$ (с изменением n на 1), а затем $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$. Максимальный спин, которым может обладать Ξ - частица - $5/2$, но для Ξ - гиперона в принципе возможен*) и спин $1/2$.

*) Возможность спина $1/2$ для Ξ - частиц исключается, если принять вариант, в котором $n_0=0$, т.е. частица точечная во времени. В этом случае в системе покоя минимальный пакет имеет только пространственные размеры. Массовый оператор: $M_{n_1 n_2 n_3} = m_0 + 2a(n_1 + n_2 + n_3 + 3/2)$.

Если принять, что спин всех гиперонов равен $1/2$, то это могло бы означать, что $n_1 = n_2 = n_3 = 0$, но $n_0 \neq 0$, т.е. пространственный пакет для всех гиперонов минимальный, но временные размеры могут увеличиваться с массой частицы ($n_0 \neq 0$).

- 264 -

Разложив функции $\chi_{n_1, n_2, n_3, n_0}$ по шаровым функциям, можно ввести понятие "внутреннего" момента¹⁴¹⁾ частицы.

Для χ_{0000} внутренний момент равен нулю. Следовательно, для нуклонной функции

$$\Psi = \varphi(x) \chi_{0000}(\xi) \quad (175)$$

в системе покоя полный спиновый момент равен $1/2$. Для частиц с $n = 1$, функции

$$\chi_{1000}, \chi_{0100}, \chi_{0010} \quad (176)$$

соответствуют внутреннему моменту, равному 1.

Следовательно, полная волновая функция вида

$$\Psi = \varphi(x) \chi_{1000}(\xi)$$

может описывать частицу как соc спином $3/2$, так и со спином $1/2$.

Таким образом, если считать, что Λ^0 и Σ^0 описываются возбужденными состояниями с $n = 1$, то различие между Λ^0 и Σ^0

¹⁴¹⁾ Р. Асанов, ЖЭТФ, 30, 619 (1956). Может быть, в дальнейшем окажется, что данное истолкование "внутреннего" спина частиц "слишком классично" (см. §§ 41, 42). Но эту возможность пока следует иметь в виду.

- 263 -

при импульсе протона $\hbar \vec{k}^P = 0$, $\hbar k_0^P = m_p$ мы получаем форм-фактор (I70). Для вероятности обсуждаемого процесса получаем выражение:

$$\omega = \frac{1}{\tau} \sim \frac{g^2}{\hbar c} \frac{\mathcal{P}^2}{m_p^2 c^2} \left(\frac{\mathcal{P}_{z_0}}{\hbar} \right)^2 \frac{\mathcal{P}_c}{\hbar} \times \quad (I72)$$

$\times \exp \left\{ -\frac{z_0^2}{2\hbar^2} (\mathcal{P}_1^2 + \mathcal{P}_2^2 + \mathcal{P}_3^2 + \mathcal{P}_0^2) \right\}$, где \mathcal{P} - импульс протона (мезона) распада. Множитель $\frac{\mathcal{P}^2}{m_p^2 c^2}$ является следствием принятого псевдоскалярного взаимодействия; для скалярных мезонов он заменяется единицей.

Из данных о времени жизни Λ^0 -частицы можно определить константу z_0 - размеры "осциллятора", предполагая, что малость ω всецело определяется малостью z_0 . Полагая $K \sim \mu_\pi c$; $m_p \sim 6\mu_\pi$, мы получаем для z_0 оценку:

$$z_0 \sim \frac{\hbar}{\mu_\pi c} \left(\frac{\hbar}{\mu_\pi c} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{\hbar c}{g^2}} \quad (I73)$$

Полагая $\sqrt{\hbar c/g^2} \sim 1$, получаем

$$z_0 \sim 10^{-19} \text{ см} \quad (I74)$$

Малость $K_1 z_0$ в (I72) определяет и малость обратного процесса, т.е. малость вероятности рождения одиночной Λ^0 -частицы при взаимодействии π^- -мезона с протоном. Здесь можно заметить, что если в данной модели Λ^0 -частицу связывать с первым возбуждением нуклона, то единичное рождение Λ^0 -частицы запрещено до очень больших энергий.

- 262 -

где g - константа взаимодействия ($g \sim I$), \vec{c}_i - вектор изотопического спина.

Взаимодействие, под влиянием которого происходит переход из состояния Λ^0 в состояние нуклона, запишется в виде

$$H = g \gamma_5 \frac{\hbar c}{\sqrt{2} E_{\pi}} \exp \left\{ -i (K_{\mu}^{\pi} \xi_{\mu} z_i + K_{\mu}^{\pi} x_{\mu}) \right\}, \quad (I68)$$

здесь $\frac{\hbar c}{\mu}$ - импульс π -мезона.

Из данных по распаду Λ^0 определяется константа a в массовом операторе (I60):

$$2 a = m_{\pi} + Q \sim 180 \text{ Мэв} \quad (I69)$$

Константа a характеризует энергетическое расстояние между двумя уровнями возбуждения нуклонов.

Матричный элемент, соответствующий реакции $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, запишется следующим образом:

$$M_{01} \cong g \frac{[U_p^{\pi} \beta \gamma_5 U_{\Lambda^0}(k, z_0)]}{\sqrt{E_{\pi}}} \exp \left\{ -\frac{z_0^2}{4} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 + k_0^2) \right\}, \quad (I70)$$

где $\hbar k_1$ - компонента импульса π -мезона (протона). В (I70) нами удержан форм-фактор в нерелятивистском приближении. В релятивистской форме этот фактор имел бы вид

$$\exp \left\{ -\frac{z_0^2}{4} \left(k_{\mu}^{\pi} k_{\mu}^{\pi} + 2 \frac{(k_{\nu}^p k_{\nu}^{\pi})^2}{k_{\mu}^p k_{\mu}^p} \right) \right\}, \quad (I71)$$

- 26I -

Состояния с $N=1$ характеризуют $\Lambda_0, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$,
число $N=2$ соответствует каскадному гиперону Ξ^- ,
может быть, существуют гипероны и с более высоким N .

Будем состояние нуклона называть наимизшим ($N=0$)
состоянием бариона, а состояния с $N \neq 0$ (гипероны) -
"возбужденными" состояниями нуклонов. Речь идет о своеобраз-
ном возбуждении собственного статистического пространства
частицы, при котором условие (157) оказывается не минималь-
ным.

Если развиваемые представления имеют отношение к реаль-
ным гиперонам, то обсуждаемое возбуждение нуклонов возможно
получить с помощью, например, π - мезонного поля, так как
гипероны Λ^0, Σ распадутся на нуклоны и π - мезоны.

В работе¹⁴⁰⁾ в тех же методических целях рассмотрен
распад Λ^0 - частицы, как первого возбужденного состояния
нуклона ($N=1$).

В соответствии с установленным в § 34 понятием "изме-
рения" координаты (единичного акта взаимодействия), взаимо-
действие π - мезонного поля с барионом берется в точке
 $x + \xi z_0 = q$, и член взаимодействия записывается в виде

$$g \delta_5 \tau_i \gamma_i (x + \xi z_0), \quad (167)$$

140) П.С. Исаев и М.А. Марков, ЖЭТФ, 29, III (1955)

На основании предположения о нелокальном состоянии, развитого в предыдущем параграфе, можно выписать ряд функций, характеризующих в системе покоя внутреннее статистическое пространство частиц:

$$1. n = \sum_0^3 n_i = 0 \quad \chi_{0000} = \frac{1}{\pi^2 z_0^2} \exp\left\{-\left(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_0^2\right)\right\} \quad (164)$$

$$2. n = \sum_0^3 n_i = 1 \quad \chi_{1000} = \frac{1}{\pi^2 z_0^2} \sqrt{2} \xi_1 \exp\left\{-\left(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_0^2\right)\right\} \quad (165)$$

$$\chi_{0100} = \frac{1}{\pi^2 z_0^2} \sqrt{2} \xi_2 \exp\left\{-\left(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_0^2\right)\right\}$$

$$\chi_{0010} = \frac{1}{\pi^2 z_0^2} \sqrt{2} \xi_3 \exp\left\{-\left(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_0^2\right)\right\}$$

$$\chi_{0001} = \frac{1}{\pi^2 z_0^2} \sqrt{2} \xi_0 \exp\left\{-\left(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_0^2\right)\right\} \quad (166)$$

$$3. n = \sum_0^3 n_i = 2 \quad \chi_{2000} = \dots ; \chi_{11} = \dots \text{ и т.д.} \quad (166)$$

Пока в чисто методических целях рассмотрим возможность в группе барионов связать известные частицы этой группы с возможным разнообразием рассматриваемых таким образом¹³⁹⁾ функций $\chi(\xi)$, а главное, попытаемся выявить голые эвристические моменты развиваемой концепции. В соответствии с оператором массы $M_{n_1 n_2 n_3 n_0}$ предположим, что наименьшее массовое состояние внутреннего статистического пространства ($n=0, \chi_{0000}$) характеризует нуклон.

¹³⁹⁾ М.А. Марков, ДАН, 101, 449 (1955)

§ 35. Гипероны как "возбужденные состояния" нуклонов.

Уравнению (158) с явным видом оператора M вряд ли стоит придавать большое значение, так как конкретный вид этого оператора связан с введением производных по ξ - пространству, смысл и сама возможность которых нами пока не обсуждались. Поэтому пока лучше пользоваться уравнением (161), где оператор M дан в диагональной форме с соответствующим набором определенных по (157) χ - функций. Другими словами, лучше исходить не из уравнения (158), а из соответствующих неприводимых представлений группы Лоренца, выписанных на основании правила (152) или (157).

Пока не построена последовательная теория, адекватная развиваемым здесь представлениям о нелокальном состоянии. Более детальное обсуждение физических явлений с данной точки зрения может пока иметь чисто методическое значение. Ситуация в известной мере аналогична примерно такой, как если бы мы, пользуясь классической механикой, знали, что она ограничена соотношением неточностей Гайзенберга, а уравнение Шредингера было бы неизвестно.

В дальнейшем в чисто методических целях, придерживаясь по необходимости как можно ближе понятий квантовой теории, рассмотрим некоторые возможности, возникающие в развиваемых здесь представлениях, выходящих за рамки обычной квантовой теории.

На предыдущих страницах сделана попытка интерпретировать понятие нелокального состояния в теории, когда вводятся в рассмотрение два пространства \mathcal{X} и \mathcal{Y} . Следует заметить, что толкование координаты, близкое по духу развиваемому, было предложено уже в первом варианте подобной теории (137), но последующее развитие идей, т.н. биллокального поля шло по пути формального введения наряду с обычным некоторого нового пространства \mathcal{Z} , природа которого фактически не обсуждалась, не обсуждался также смысл нелокального состояния вообще.

Наконец, ничем не был ограничен выбор возможных уравнений и функций для описания "внутреннего" состояния частиц (138).

137) M. Markov, Journ of. Phys USSR 2, 452 (1949).

В этой работе предполагалось, что координата источника поля частицы x_μ и поле φ (например, скалярное) не коммутирующие величины

$$[x_\mu, \varphi] = i \zeta_\mu \varphi, \quad (163)$$

ζ_μ - новый вектор. В частном случае (163) представляет собой формулировку Борновского принципа (reciprocity). Действительно, на основании (163) можно написать:

$$[x_\mu, [x_\mu, \varphi]] = \lambda^2 \varphi,$$

если

$$\zeta_\mu \zeta_\mu = -\lambda^2$$

138) В.Л. Гинзбург и И.Е. Тамм, ЖЭТФ. 17, 227 (1947).

H. Yukawa Phys. Rev.

Ю.М. Широков, ЖЭТФ, 21, 748 (1951). 77, 219 (1950).

J. Raysky, Nuovo Cimento 10, 1729 (1953),

12, 815 (1955).

- 257 -

без оператора M_{n_1, n_2, n_3, n_0} . Но таким образом, может быть, отчетливее выясняется возможность связать новое число n с массами частиц.

Обращает на себя внимание еще одна особенность развиваемых представлений.

Если взять полную систему функций $\chi_{n_1, n_2, n_3, n_0}(\xi)$, то в принципе из этих функций можно построить "пакет" - функцию, отличную от нуля в как угодно малой области $\delta(\xi)$ - так, казалось бы, можно придать смысл точного классического понятия ξ - координате и в такой теории. Но легко видеть, что подобный пакет не может характеризовать координату какой-либо частицы. Действительно, по условию различные $\chi_{n_1, n_2, n_3, n_0}(\xi)$ характеризуют различные частицы. Поэтому "пакет" малых размеров $\delta(\xi)$, о котором идет речь, будет характеризовать суперпозицию различных сортов частиц.

"Координата" данной частицы с данной массой будет по-прежнему характеризоваться функцией $\chi_{n_1, n_2, n_3, n_0}(\xi)$.

Обсуждаемую черту теории можно выразить на математическом языке таким образом: внутренняя координата и масса частицы не коммутируют:

$$M\xi - \xi M \neq 0. \quad (162)$$

Последнее свойство следует из записи оператора массы M в явном виде (159).

- 256 -

$$\left\{ \delta_{\mu\nu} k_{\mu} + M_{n_1 n_2 n_3 n_0} \right\} \psi = 0, \quad (161)$$

где $M_{n_1 n_2 n_3 n_0}$ теперь простые числа, но в соответствии с этими числами волновые функции ψ являются функциями от x и ξ , в согласии с правилом "квантования" по (157). Согласно (160) увеличение собственной энергии частиц не уменьшает, а увеличивает деформируемость пространства, отклонение его от "метричности" в том месте, где частица локализована.

Увеличение энергии электронов в электронном микроскопе, приспособленном для измерения координаты, начиная с некоторой энергии способно лишь ухудшать измеримость положения частицы, так как появится возможность возбуждения частиц с большими массами. Конечно, ни о каком реальном осцилляторе в смысле механики здесь не может быть и речи. Никакой потенциальной функции осцилляторного вида, конечно, не существует, если соответствующие функции трактовать в предложенном нами смысле как статистические характеристики пространственных свойств частиц. Эту совершенно своеобразную ситуацию, может быть, лучше всего можно интерпретировать как результат отсутствия твердых масштабов. Образно говоря, функция $\chi(\xi)$ характеризует "деформацию пространства", отклонения от свойств бесконечно-твердого масштаба. Оператор $M_{n_1 n_2 n_3 n_0}$ дает формальную возможность отобразить $\chi_{n_1 n_2 n_3 n_0}$ в форме неприводимых конечномерных представлений группы Лоренца, что вообще говоря можно сделать на основании требования (157) и

- 255 -

Эрмита ¹³⁵⁾ с фактором в виде (155) - это как раз те функции, которые являются решением некоторого формального уравнения, предложенного автором некоторое время тому назад.

Соответствующее уравнение для спинорной частицы писалось в виде ¹³⁶⁾ :

$$\left\{ \gamma_{\mu} K_{\mu} + m_0 + a \left[\frac{\partial^2}{\partial \xi_{\mu} \partial \xi_{\mu}} + \xi_{\mu} \xi_{\mu} + 2 \frac{(K_{\mu} \frac{\partial}{\partial \xi_{\mu}})^2 - (K_{\mu} \xi_{\mu})^2}{K_{\mu} K_{\mu}} \right] \right\} \Psi = 0, \quad (158)$$

где теперь ξ означает безразмерную переменную $\xi_{\mu} = \frac{z_{\mu}}{z_0}$, K_{μ} - импульс частицы. В системе покоя частицы уравнение принимает простой вид уравнения для четырехмерного осциллятора, в буквальном смысле этого слова.

$$\left\{ m_0 a \left[\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_0^2 - \frac{\partial^2}{\partial \xi_1^2} - \frac{\partial^2}{\partial \xi_2^2} - \frac{\partial^2}{\partial \xi_3^2} - \frac{\partial^2}{\partial \xi_0^2} \right] \right\} \quad (159)$$

- в такой сложной форме записывается оператор массы частицы. Приведенный к диагональной форме оператор массы имеет простой вид,

$$M_{n_1 n_2 n_3 n_0} = m_0 + 2a(n_1 + n_2 + n_3 + n_0 + 2) \quad (160)$$

и уравнение (158) принимает простую форму

135) В.А.Фок, Основы квантовой механики, КУБУЧ, Ленинград, 1932.

136) М.Марков, ДАН 101, № 1,51, (1955)

- 254 -

Очень заманчиво различие в частицах, например, спиновой группы свести к различиям в виде внутренних функций частиц $\chi(\xi)$. Но требование минимальности (I52) выделяет одну и только одну привилегированную функцию (I53).

Можно ослабить требование (I52), выдвинув более широкое условие для предельно малых пакетов.

Легко видеть, что функция (I53) приводит к "минимальному условию"

$$\Delta q_i \Delta p_i = \frac{\hbar}{2}. \quad (I52')$$

Поэтому обобщением (I52), которое сохраняет выделенный случай минимального пакета, будет соотношение

$$\Delta q_i \Delta p_i = \left(n_i + \frac{1}{2}\right) \hbar, \quad (I57)$$

где $n_i = 0, 1, 2, \dots, \nu,$

которое дает отличие от минимального значения правой части (I57) на $n\hbar$ (n - целое число).

Таким образом возникает новое "квантовое" число n .

В случае (I57), как известно, аналоги (I53) $\chi_{n_1 n_2 n_3 n_0}(\xi)$ могут быть получены в виде соответствующих полиномов

- 253 -

Если считать, что рассматриваемое свойство симметрично по всем четырем координатам, мы получим

$$\chi(\xi) = \text{Const} \cdot e^{\frac{\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_0^2}{2 z_0^2}},$$

$$\xi_4 = i \xi_0 \quad (I55)$$

Здесь по соображениям конечности $\chi(\xi)$ при всех значениях ξ выбрана форма ..

$$\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_0^2, \text{ а не } \xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 - \xi_0^2.$$

Выражение (I55) в любой системе координат запишется в виде:

$$\chi(\xi) = \text{Const} \cdot e^{-\frac{1}{z_0^2} \left\{ \frac{\xi_\mu \xi_\mu}{2} + \frac{(k_\mu \xi_\mu)}{m^2} \right\}} \quad (I56)$$

где $\mu = 1, 2, 3, 4$, k_μ - волновой вектор частицы.

В виде (I56) $\chi(\xi)$ представляет собой релятивистски инвариантное выражение.

В системе покоя, при $\vec{k} = 0$ выражение (I56) переходит в (I55).

- 252 -

Потребуем далее, чтобы предельно минимальный по размерам квантовомеханический пакет в пространстве q совпадал по форме с функцией $\chi(\xi)$.

В сущности, дело идет не о новом требовании, а о следствии из того нарушения измеримости координаты, которое связано с появлением функции $\chi(\xi)$.

Естественно далее потребовать, чтобы минимальный пакет обладал бы минимальными квантовомеханическими свойствами в том смысле, чтобы разбросы Δq и Δp были в таком пакете минимальными из всех возможных. То-есть требуется, чтобы волновой пакет, совпадающий с $\chi(q)$, давал бы

$$\Delta q \cdot \Delta p = \text{min} \quad (152)$$

Как известно, требование минимальности (152) определяет вид соответствующего волнового пакета (134).

Требование минимальности является тем принципом, который отбирает из всех возможных $\chi(\xi)$ - функцию Гаусса:

$$\chi(q) = \text{Const} \cdot e^{-\frac{q^2}{2(\Delta q)^2}}, \quad (153)$$

или, если $\Delta q = z_0$

$$\chi(q) = \text{Const} \cdot e^{-\frac{q^2}{2z_0^2}} \quad (154)$$

134) W. Heisenberg. Die Physikalischen Prinzipien der Quantentheorie.

- 25I -

$\chi(\xi)$ характеризует изменение классического понятия координаты, и это изменение—специфическое и может быть не квантово-механической природы. С этой точки зрения в принципе возможно построение соответствующей "классической" теории в смысле предельного перехода $\hbar \rightarrow 0$.

Но волновая механика тем не менее ограничивается в том смысле, что волновой пакет частицы в квантовой механике не может быть построен с параметрами, дающими неточности Δq меньшими тех, которые следуют из ограничения от наличия $\chi(\xi)$.

Если соотношение неточностей Гайзенберга $\Delta p \Delta q \geq \hbar$ выражает на классическом языке особенности квантовой механики, то характерные свойства развиваемой теории столь же несовершенно выражаются теперь уже на языке понятий квантовой теории через ограничение минимальными размерами возможных волновых пакетов в пространстве q .

Как соотношение Гайзенберга предполагает существование адекватного математического аппарата квантовой теории, так и ограничение минимальными волновыми пакетами предполагает существование нового формализма.

Выбор вида $\chi(\xi)$ - функции.

В соответствующей последовательной теории должен быть какой-то принцип, на основании которого можно было бы однозначно выбрать вид функции $\chi(\xi)$.

- 250 -

Серия подобных информации над большим числом атомов водорода, находящихся в S -состоянии, даст определенный, характерный для данного состояния, вид функции $\psi(q)$.

В классической физике это был бы определенный вид траектории.

Само построение функции $\psi(q)$ базируется на существовании $\delta(q-q')$, на возможности всякий раз с помощью измерительных процедур редуцировать пакет $\psi(q)$ к $\delta(q-q')$.

Другими словами, в основе понятия волновой функции $\psi(q)$ в координатном представлении заложено требование существования оператора q , приводимого к диагональной форме.

Развивая эту мысль об отличиях $\chi(\xi)$ -функции от обычной волновой функции квантовой теории, следует подчеркнуть, что функция $\chi(\xi)$ не является волновым пакетом, построенным из волновых функций частицы с различными импульсами (т.е. из плоских волн).

Если дан волновой пакет с пространственными размерами $\sim z_0$, то неопределенность в импульсе частицы $\Delta p \sim \frac{\hbar}{z_0}$.

Из существования $\chi(\xi)$ и связанного с ней z_0 никаких следствий относительно неопределенности импульса частицы не следует. $\chi(\xi)$ может быть введена в "классическую" механику для частицы со всегда определенным импульсом.

Функция $\chi(\xi)$ не носит квантомеханического характера в том смысле, что при $\hbar \rightarrow 0$, $\chi(\xi)$ остается той же функцией $\chi(\xi)$.

- 249 -

Если в квантовой теории точечной частицы в состоянии с определенным импульсом произвести наблюдение координаты в смысле "информации", то возникает $\delta(q - q')$ -функция, локализованная с равной вероятностью во всем пространстве. Если в состоянии с определенным импульсом в развиваемой теории произвести тот же самый эксперимент, то вокруг любого места x с равной вероятностью возникнет функция $\chi(\xi)$.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что χ нельзя просто отождествить с волновыми функциями квантовой теории^{х)}.

Например, S - состояние атома водорода описывается известной функцией $\psi(q) \sim e^{-q/a_0}$. $\psi(q)$ в отличие от $\chi(\xi)$ не представляет собой информацию о координате электрона в атоме водорода, $\psi(q)$ представляет собой информацию в координатном представлении о S -состоянии атома водорода.

Действительно, если взять атом водорода в S -состоянии и произвести мгновенное измерение координаты, а затем серию подобных мгновенных измерений, то информация о координате даст число q' или, в некотором смысле то же самое, $\delta(q - q')$ -функцию.

х) Или с ее квадратом $|\psi|^2$ ($|\psi|^2$). Только ради краткости мы говорим, что измерение дает ψ -функцию, а не $|\psi|^2$.

- 248 -

В пространстве Q определен четырехмерный вектор и его линейные преобразования (преобразование Лоренца). Следовательно, Q - пространство - аффинное пространство.

Однако благодаря существованию функции χ , характеризующей информации, благодаря свойству повторяемости χ и малости τ_0 , характеризующего разброс в измеряемых длинах, появляется своеобразная "статистическая метрика". Функция χ характеризует, таким образом, малое отклонение, если можно так сказать, от "метричности" пространства.

Гипотеза о симметричном характере этого отклонения вокруг точки X и повторяемость информации (χ -функции) позволяют выделить точку симметрии X и из этих точек построить метрическое X -пространство.

Таким образом, реальное пространство Q , не обладающее четкими метрическими свойствами, дает возможность построить два формальных пространства - одно из них метрическое X -пространство и второе ξ -пространство с статистической метрикой. Следует еще раз подчеркнуть, что лишь многообразие не совпадающих друг с другом результатов измерений координаты Q дает возможность построить ξ -пространство.

Так возникает понятие двух пространств - пространства X и пространства ξ . Естественно, что ξ -пространство может обладать и другими своеобразными геометрическими свойствами, отличными от свойств X -пространства.

- 247 -

Максимально точное наблюдение координаты дает максимальную редукцию квантовомеханического пакета, но эта максимальная редукция не приводит к $\delta(q)$ - функции, а к некоторой распределенной функции $\chi(q)$.

Примем относительно χ следующие предположения:

1) χ отличается от нуля в малой области $\sim \tau_0$ вокруг $\xi = 0$.

2) "Измерение" координаты дает число $q = x + \xi$. "Информация" дает распределение $\chi(\xi)$ вокруг точки x . Функция $\chi(\xi)$ обладает свойством повторяемости: повторная "информация" воспроизводит ту же функцию.

3) x будем называть координатой области χ .

Координата x непосредственно не наблюдаемая величина. Координата y вычисляется как точка симметрии из данных "информации". При $\tau_0 \rightarrow 0$ область χ стягивается к точке x , и x принимает смысл классической координаты.

Точки x образуют обычное четырехмерное пространство. Будем в дальнейшем пространство x называть просто "пространством". Пространство ξ будем называть "внутренним статистическим пространством" частицы.

Таким образом, реальное пространство - это q - пространство. Нарушение повторяемости в измерении q - пространства ведет к тому, что квадрат длины становится неопределенным. Другими словами, пространство q - неметрическое пространство.

- 246 -

Следует подчеркнуть, что измерение координаты и соответствующая информация дают одни и те же результаты как в квантовой, так и в классической физике: измерение координаты даст число, информация благодаря условию мгновенности измерения и повторяемости дает серию тождественных чисел, что может быть (как собственное представление) записано в виде $\delta(q)$ -образной функции.

Если сохранить условие мгновенной измеримости координаты частицы в классической механике, но нарушить условие повторяемости результата измерения, то в таком воображаемом мире нарушится непрерывность траектории - это нарушение траектории было бы более фундаментальным, чем та эволюция в понятии траектории, которая произошла с переходом от классической к квантовой теории.

Нарушение условия повторяемости приведет к тому, что информация уже не будет записываться в виде серии тождественных чисел, другими словами, $\delta(q)$ заменится какой-то функцией $\chi(q)$.

В. Понятие нелокализованного состояния.

Предыдущее обобщение понятия координаты можно сформулировать на математическом языке следующим образом:

Новый оператор координаты не может быть приведен к диагональной форме.

- 245 -

В классической механике, взятой как абстрактный "вариант природы", в принципе нет необходимости в проведении ряда измерений; одно единственное, но идеально поставленное измерение, например, координаты материальной точки должно гарантировать однозначный результат, все элементы информации (каждый случай из серии подобных измерений) в идеальном случае необходимо тождественны.

В квантовой механике условие возможности мгновенного измерения координаты частицы и условие повторяемости результатов измерения координаты дают принципиальную возможность организовать (в пределе) непрерывную во времени последовательность как угодно точных измерений положений точечной частицы и в результате этой последовательности измерений вычертить непрерывную траекторию частицы в пространстве.

В этом смысле траектории частицы в классической и в квантовой механике имеют одинаково непрерывный характер. Конечно, в отличие от классической траектории вид квантовомеханической траектории, полученной в результате непрерывной серии измерений, будет существенным образом определяться тем квантовомеханическим взаимодействием в каждом акте измерения координаты, которое не может быть сделано как угодно малым и которое при каждом акте измерения соответственно меняет импульс частицы.

- 244 -

В этом варианте теории координата сама по себе имеет точный смысл, наблюдение способно в принципе дать $\delta(q-q')$ -функцию, но эксперимент не даст гарантии, что это значение координаты q' относится к моменту времени t .

Соответствующие неточности в q и t связываются некоторым соотношением

$$\Delta q_x \Delta t \neq 0 \quad (151)$$

В сужалении, физические основы подобной концепции в сущности не развивались. Неясно, можно ли найти приемлемое физическое истолкование влияния точности измерения координаты частицы на точность измерения ее времени и обратно или влияния точности измерения q_x на точность измерения q_y ^{x)}.

С этой точки зрения может быть более естественно ограничиться индивидуальными неточностями для измерения времени ($\Delta t_{\text{min}} = \lambda_0/c$), независимыми от соотношения (151).

Нарушение условия повторяемости (с)

Будем в дальнейшем называть "измерением" единичный акт взаимодействия прибора наблюдения с наблюдаемым объектом, в результате которого появляется элемент информации - число. Будем называть "информацией" серию подобных измерений, следующих друг за другом. Практически и в классической физике необходима серия подобных измерений, чтобы получать надежные численные сведения об измеряемой физической величине.

x) При последовательно релятивистской формулировке этих ограничений различные компоненты координат q_x, q_y, q_z не коммутируют¹³³⁾.

- 243 -

То же самое можно сказать о локализации частиц во времени. Условие а) предполагает наличие твердых масштабов как угодно малых длин, условие б) предполагает наличие часов, которые в состоянии отсчитывать как угодно малые промежутки времени с "твердым" масштабом времени. Условие с) характеризует непрерывность траектории или, в частности, условие твердых масштабов. Все три условия представляют собой в сущности экспериментально неоправданную, далеко идущую экстраполяцию довольно грубого опыта.

Возникает вопрос, в какой мере можно изменить современные представления о координате частиц (q, t) , не приходя в противоречие, например, с группой Лоренца.

Здесь имеется в виду именно та конкретная форма противоречивости, которая является следствием установления синхронизации часов сигналами, превышающими скорость света.

Нарушение условия возможности мгновенного измерения
координаты (условия б).

Нарушение условия возможности мгновенного измерения координаты означало бы, что измеренное значение координаты нельзя отнести к определенному моменту времени. Конкретные формы возникновения подобных ограничений в принципе могут быть различными, различными могут быть физические причины для этих ограничений.

Среди других, в принципе возможных, случаев нарушения условий мгновенности измерения координаты можно указать возможную некоммутативность координаты частицы и соответствующего момента времени¹³³⁾

$$[q_x, t] \neq 0$$

(150)

¹³³⁾ H.S. Snyder, Phys. Rev. 71, 38 (1947)

- 242 -

а) существование, в частности, пространственных волновых пакетов как угодно малых размеров.

Волновая функция, представляющая волновой пакет бесконечно-малых пространственных размеров, является собственной функцией оператора координаты в его собственном представлении

$$q\Psi = q'\Psi \quad (149)$$

Другое очень существенное предположение об измеримости координаты частиц заключается в том, что:

б) измерение положения частицы может быть проведено за как угодно короткое время, длительность соответствующего эксперимента может быть как угодно мала ($\Delta t \rightarrow 0$).

Здесь имеется известное отличие от измеримости импульса. Известное соотношение $c\Delta p\Delta t > \hbar$ ограничивает точность выполненного за время Δt измерения импульса.

Наконец, еще одно очень важное предположение об измеримости координаты, это:

в) предположение о повторяемости¹³²⁾ в измеримости координаты частицы.

Измерение координаты согласно современной теории обладает свойством повторяемости: повторное измерение координаты, выполненное в момент t_2 , вслед за первым измерением, выполненным в момент t_1 , при условии

$t_2 \rightarrow t_1$, дает то же значение для координаты частицы.

При $t_2 - t_1 = \Delta t$ результаты измерения координаты могут отличаться максимально на $\Delta x = c\Delta t$.

132) L. Landau und R. Peierls, III
Z. S. f. Phys. 62, 188 (1930).

- 24I -

§ 34. Измерение координаты и понятие нелокали-
зованного состояния.

А. Измерение координаты.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в квантовой теории как правило практически используется описание явлений в энергетическом аспекте, а не в пространственно-временном.

Если и возникает необходимость в пространственно-временном описании, то оно как правило дается в очень грубой макроскопической форме (черные точки на фотографической пленке, пузырьки в жидкостной камере и т.д.) и фактически имеет подсобный характер (обнаружение самого явления) при энергетическом описании эффекта. Косвенные заключения о справедливости понятия локализации с точностью во всяком случае $\sim 10^{-13}$ - 10^{-14} см могут быть получены при рассмотрении структур ядер и рассеяния, например, электронов на протонах. Применимость понятия локализованного состояния в областях по размерам меньших, чем $\sim 10^{-14}$ см, представляет собой пока экспериментально неоправданную экстраполяцию.

С другой стороны, в математическом аппарате квантовой теории нет никаких обстоятельств, которые ограничивали бы точность измерения координаты частиц. Более того, формализм теории предполагает принципиальную возможность как угодно точных измерений положения частиц в пространстве и во времени.

Принципиальная возможность подобных измерений предполагает:

- 240 -

Теория должна быть инвариантной относительно группы Лоренца, но в некоторых случаях ограничения измерительных процедур создают специфические условия, при которых теряется физический смысл самой возможности проверки справедливости этих преобразований.

В этом пункте, может быть, становится яснее та аналогия с принципом причинности, о которой шла речь выше.

Далее целесообразно наложить такие условия на возможности измерительных процедур, которые после усреднения по большому количеству опытов, например с синхронизацией часов, давали бы классический результат.

Рассмотрим с этой точки зрения содержание понятия координаты в современной теории и возможности модификации этого понятия.

- 239 -

ние которой отложим на дальнейшее), измеренное значение координаты нельзя отнести к определенному моменту времени t (разброс $\Delta t \sim z_0/c$), или в определенный момент t принципиально нельзя получить точные сведения о координате (разброс $\Delta q \sim z_0$), или, наконец, третья возможность: точность измерения координаты частицы не может быть большей, чем $\Delta q \sim z_0$, и измерение времени невозможно с большей точностью, чем $\Delta t \sim z_0/c$ (Δq и Δt - индивидуальные ошибки измерения).

Теория, содержащая подобные ограничения измеримости координаты частицы или времени, по существу своему нелокальна, но подобная теория может не содержать противоречия с релятивизмом, так как введенная указанным здесь способом теория принципиально не дает возможности синхронизовать часы иначе, чем это допускается принципом относительности.

Для синхронизации часов необходимо точно знать время (t_0) и место (q_0) выхода сигнала ϵ , соответственно, t и q приема этого сигнала. Если при испускании и приеме сигнала необходимо присутствуют неточности порядка z_0 и z_0/c , то появление сигнала у приемного устройства раньше, чем его ожидали на основании предельной скорости распространения может интерпретироваться как результат неточности в определении места или времени выхода сигнала. При такой постановке вопроса исключается необходимость искать каких-то новых группы преобразований, отличных в малом от группы Лоренца.

- 238 -

Если понимать под принципом причинности в классической физике однозначную возможность по заданным координате и импульсу (q_0, p_0) частицы в момент t_0 и закону движения получить к любому моменту t определенные p' и q' , то квантовая теория не приходит в противоречие с этим принципом причинности: в квантовой теории лишь нарушаются условия применимости этого принципа, так как нарушается сама возможность задания точных q_0 и p_0 .

Прямое нарушение классического принципа причинности имело бы место в том случае, если p_0 и q_0 можно было бы задать независимо как угодно точно, а математический аппарат полной теории не давал бы однозначных значений p и q к любому моменту t .

Отсутствие формального противоречия между предсказаниями, даваемыми квантовой теорией и классическим принципом причинности, является результатом тех ограничений классических понятий (p, q) , которые даются соотношением неопределенности Гейзенберга. В настоящее время вопрос идет о дальнейшем ограничении наших классических представлений (грубо говоря, четвертое по счету^х), которое давало бы возможность непротиворечивым образом совместить идеи нелокальности и релятивизма.

Для решения поставленной задачи - совместить идеи нелокальности и релятивизма - допустим, что по какой-то причине (обсужде-

- х) Первое ограничение: скорости сигналов не могут быть любыми: $v \leq c$.
- Второе ограничение: применимость евклидовой геометрии ограничивается космически малыми областями пространства.
- Третье ограничение: импульс и координата одновременно не могут иметь определенные значения, $[p, q] = \hbar$.
- Возникновение подобных ограничений совершенно естественно, как ограничений универсальности опыта, накопленного в одной относительно узкой области физических явлений.

- 237 -

некоторых метастабильных частиц и независимо от вопросов, связанных с фундаментальными трудностями теории^{130) 131)} (см. § 35).

Возможно ли совместить идеи нелокальности и релятивизма
за счет дальнейшего ограничения измерительных процедур.

Наконец, третья возможность представляет собой попытку в своеобразной нелокальной теории сохранить преобразования Лоренца, не противоречия между нелокальностью и релятивизмом разрешить с помощью таких изменений существующих представлений о координате и моменте времени частиц, которые ограничивали бы измерительные процедуры в такой мере, что исключали бы всякую возможность прийти к противоречию с релятивизмом, в частности, исключали бы всякую возможность с помощью сигналов синхронизовать часы в противоречии с преобразованиями Лоренца.

Эти ограничения должны органически содержаться, следовать из такой теории, подобно тому как соотношение неопределенностей Гейзенберга содержится в аппарате квантовой механики.

Чтобы сделать отчетливее содержание обсуждаемой возможности, приведем некоторую аналогию с принципом причинности в квантовой теории.

130) И. Марков, Успехи физических наук, LI, 317, (1953).

131) M. Markov, Nuovo Cim. 3, serie X, 760 (1956).
(Пизанская конференция, 1955 г.).

- 237 -

некоторых метастабильных частиц и независимо от вопросов, связанных с фундаментальными трудностями теории^{130) 131)} (см. § 35).

Возможно ли совместить идеи нелокальности и релятивизма
за счет дальнейшего ограничения измерительных процедур.

Наконец, третья возможность представляет собой попытку в своеобразной нелокальной теории сохранить преобразования Лоренца, не противоречия между нелокальностью и релятивизмом разрешить с помощью таких изменений существующих представлений о координате и моменте времени частиц, которые ограничивали бы измерительные процедуры в такой мере, что исключали бы всякую возможность прийти к противоречию с релятивизмом, в частности, исключали бы всякую возможность с помощью сигналов синхронизовать часы в противоречии с преобразованиями Лоренца.

Эти ограничения должны органически содержаться, следовать из такой теории, подобно тому как соотношение неточностей Гейзенберга содержится в аппарате квантовой механики.

Чтобы сделать отчетливее содержание обсуждаемой возможности, приведем некоторую аналогию с принципом причинности в квантовой теории.

¹³⁰⁾ М. Марков, Успехи физических наук, LI, 317, (1953).

¹³¹⁾ M. Markov, Nuovo Cim. 3, serie X, 760 (1956).
(Пизанская конференция, 1955 г.).

- 237 -

некоторых метастабильных частиц и независимо от вопросов, связанных с фундаментальными трудностями теории^{130) 131)} (см. § 35).

Возможно ли совместить идеи нелокальности и релятивизма
с учетом квантового ограничения измерительных процедур.

Наконец, третья возможность представляет собой попытку в своеобразной нелокальной теории сохранить преобразования Лоренца, не противоречия между нелокальностью и релятивизмом разрешить с помощью таких изменений существующих представлений о координате и моменте времени частиц, которые ограничивали бы измерительные процедуры в такой мере, что исключали бы всякую возможность прийти к противоречию с релятивизмом, в частности, исключали бы всякую возможность с помощью сигналов синхронизовать часы в противоречии с преобразованиями Лоренца.

Эти ограничения должны органически содержаться, следовать из такой теории, подобно тому как соотношение неточностей Гейзенберга содержится в аппарате квантовой механики.

Чтобы сделать отчетливее содержание обсуждаемой возможности, проведем некоторую аналогию с принципом причинности в квантовой теории.

130) М. Марков, Успехи физических наук, LI, 317, (1953).

131) М. Марков, Nuovo Cim. 3, serie X; 760 (1956).
(Пизанская конференция, 1955 г.).

С другой стороны, очевидно, что динамически деформируемый формфактор означает в сущности феноменологическое рассмотрение "структуры" частиц, возможность в каком-то смысле "внутренних движений" частиц, переход к рассмотрению "внутренней физики" частиц, в частности возможности их возбужденных состояний и т.д.

Но не ясен основной вопрос, могут ли динамически деформируемые формфакторы разрешить трудности с расходимостями, ради преодоления которых формфакторы только и вводятся.

Близость концепции динамически деформируемых формфакторов к концепциям современных локальных теорий оставляет опасения относительно того, что в этом по существу главном пункте. К сожалению, в настоящее время нет ни одного последовательно развитого варианта теории с динамически деформируемым формфактором.

Сторонники скорее ссылаются в пользу того, что динамически деформируемые формфакторы могли бы описываться уравнениями типа Ланге (Салкестера, понимаемыми не как уравнения для системы частиц, а как уравнения для движения одной частицы со внутренними степенями свободы^[31]).

Уравнения с формально введенными внутренними степенями свободы, приводящими к формфакторам, меняющимся от состояния к состоянию (спектр масс), вообще говоря, ведут себя как уравнения с недеформируемыми формфакторами.

Не исключено, однако, что динамически деформируемые формфакторы представляют известный методический интерес для описания

- 235 -

При введении в теорию формфакторов, кроме принципиальной возможности отказаться от релятивистской инвариантности, имеется альтернативная возможность отказаться от динамической недеформируемости самого формфактора, сохраняя при этом применимость преобразований Лоренца.

Динамически деформируемые формфакторы.

Если идеальный образ абсолютно твердого тела был физической моделью для всех предыдущих попыток ввести протяженность частицы с помощью формфактора, не меняющегося под действием внешних сил, то образ заряженного "облака" или "жидкой капли" мог бы служить моделью такой протяженной частицы, сигнал по которой распространяется со скоростью $v \leq c$.

Формфакторы, характеризующие подобные модели распределенных зарядов, должны меняться под влиянием внешних сил. В согласии с этой идеей для самих формфакторов должны быть написаны соответствующие уравнения движения. Писать уравнения движения для формфактора (для какой-то функции $F(x)$) - это по существу значит, вообще говоря, вводить в рассмотрение новое поле.

Этот круг идей в некотором смысле ближе всего к концепции существующей теории: по существу речь идет о своеобразной локальной релятивистски инвариантной теории.

Если бы, например, оказалось возможным провести известные идеи регуляризации, то реальные частицы, в частности протоны с их π -резонансом "шубой", феноменологически описывались бы с помощью таких динамически деформируемых формфакторов.

- 334 -

концепции как и вается лишь в указании области, где теория несправедлива. Положительное содержание, которым должно быть "дополнена" данная концепция, заключается ни больше ни меньше как в построении теории, справедливой в данной малой области.

Так как речь идет о несправедливости преобразований Лоренца в применении к явлениям, разыгрывающимся в малой области, то в частности должен быть дан ответ - имеется ли такая новая группа преобразований в малой области, которая приходит на смену лоренцевой группы, или вопрос решается на каком-то другом пути.

Так или иначе требуется в данном случае определить систему понятий, характеризующих поведение явлений в малых областях и адекватные ей возможности измерений ^{x)}, а также отсутствие противоречий с поведением соответствующих явлений в макрообластях. Таким образом, существующие попытки отказаться от справедливости преобразований Лоренца в малых областях пока лишены положительного содержания. Мы не касались здесь таких важных вопросов, как сохранение градиентной инвариантности ^[27] в электродинамике при введении факторов.

x) Существует широко развитое мнение, состоящее в том, что теория могла бы считаться удовлетворительной, если бы в ней выполнялось, например, требование причинности в макрообластях ($r > r_0$), если бы нарушалась причинность в малом, но уравнения формально остались инвариантными относительно преобразований Лоренца.

Легко видеть, что подобная точка зрения является простым заблуждением - она внутренне противоречива. Действительно, если в малой области возможны сигналы со скоростью большей скорости света, то возможная синхронизация часов в противоречии с преобразованиями Лоренца, справедливость которых принимается и для данной малой области. Выявление этих противоречий - лишь вопрос времени и уровня экспериментальной техники.

- 233 -

вводя, например, такой фазовый множитель, который приводит к смещенному аргументу у Δ -функции того же типа, как это имеет место в λ -процессе:

$$[u(x), u(x')] = \frac{1}{2} \{ D(x-x'+\lambda) + D(x-x'-\lambda) \} .$$

Но здесь λ не устремляется к нулю, а конечная и пропорциональна, например, четырехмерному импульсу электрона ($\lambda \sim p$). При этих условиях уравнение Томонага-Швингера (135) не выполняется, но бесконечная система уравнений Томонага (136) совместна для всех точек, удовлетворяющих условию

$$|t-t' \pm \lambda| c < |\bar{x} - \bar{x}' \pm \bar{\lambda}| . \quad (\alpha)$$

Но ясно, что даже при $t = t'$ в области

$$|\lambda_4| c > |\bar{x} - \bar{x}' \pm \bar{\lambda}|$$

система уравнений (136) уже несовместна. (\beta)

Эта идея на первых порах кажется привлекательной, но ближайшее рассмотрение показывает, что это чисто негативное утверждение должно быть дополнено какими-либо позитивным содержанием, в противном случае оно не может быть эффективно использовано. Действительно, буквальный смысл теории с подобными фазовыми множителями заключается в том, что в области (\alpha) данная теория полностью совпадает с обычной, в области же

$$|t-t' \pm \lambda_4| c > |\bar{x} - \bar{x}' \pm \bar{\lambda}|$$

теории нет вообще, так как данная система уравнений в этой области несовместна. Поэтому без дальнейшего дополнения незаконно использование аппарата данной теории в этой области, где существенная фундаментальная длина. Все новое содержание подобной

- 232 -

справедливыми требованиями Лоренца, с другой стороны - появляется возможность синхронизовать часы с помощью как угодно быстрых сигналов в противоречии с принятыми преобразованиями Лоренца.

А так как функция распространения является элементом всех известных пока теоретических построений в области взаимодействий элементарных частиц, то указанные критические соображения носят очень общий характер х).

Нарушение релятивистской инвариантности в малом

Итак, предыдущее рассмотрение показывает, что введение динамически недеформируемого фактора частиц в теорию поля приводит в противоречие с релятивистской инвариантностью.

Имеется попытка локализовать отклонения от требований теории относительности малой областью (20). В принципе это можно сделать, используя быстро спадающий фактор или даже фактор с разрывными функциями: $F(x-x') = 0$, если $|\bar{x} - \bar{x}'| > r_0$. Проще всего этого можно достигнуть,

х) Строго говоря, положительное решение задачи сводилось бы к нахождению таких классов факторов, которые, меняя функцию распространения, уничтожая нежелательные поля, давали бы новую Δ -функцию, обращающуюся в нуль на пространственно-подобной поверхности.

Автору не удалось найти подобный класс факторов, вернее, построить соответствующую последовательную теорию. Проще говоря, соответствующие "хорошие" Δ -функции, оказываясь, удовлетворяют уравнениям с высшими производными и соответствующая последовательная теория попросту эквивалентна известной теории с высшими производными со всеми характерными для них трудностями.

128) Д. Елохинцев, *ЖЭТФ*, 18, 566 (1948).

129) Н. Марков, *ЖЭТФ* 21, II (1951).

- 231 -

Более конкретное исследование трудностей введения формфактора в рамках метода S -матриц содержится в обстоятельной работе Штукельберга и Вандерса (126).

В цитируемой работе показано, что уже при очень осторожном выборе класса формфакторов (127), когда условие причинности выполняется во втором приближении, в третьем приближении метода

S -матрицы условие причинности нарушается в макроскопической области.

Авторы приходят к выводу, что введение формфактора в метод S -матрицы^с необходимо вступает в противоречие с условием причинности.

Затруднения с введением динамики недеформированных формфакторов в теорию элементарных частиц можно сформулировать в общем виде следующим образом: введение формфакторов необходимо меняет функции распространения, ибо задача формфактора - ликвидировать особенности Δ -функции.

Все известные формфакторы так меняют функции распространения, что появляются сигналы, распространяющиеся со скоростью большей скорости света (Δ -функция не обращается в нуль на пространственно подобной поверхности).

Таким образом, внутреннее противоречие подобных теорий заключается в том, что с одной стороны предполагаются

126) E. Stueckelberg et G. Vanders, *Helv. Physica Acta* XXVII, 667 (1954).

127) M. Chretien et R.E. Peierls, *Nuovo Cim.*, 10, 669, (1953).

- 230 -

В случае неточечных взаимодействий (при наличии фактора F в $H(x_1)$ и $H(x_2)$) соотношение (I37) не выполняется на пространственно-подобной поверхности; в этом случае теряется инвариантный смысл утверждений "раньше" и "после", период времени начинает зависеть от системы координат, и S -матрица в виде (I46) теряет смысл^{x)}. S -матрицы в виде, отличном от (I46), до сих пор обстоятельно не анализировались. До сих пор неясно, действительно ли возможности S -матрицы для введения протяженности частиц шире, чем возможности Гамильтонова метода. Дело в том, что в методе S -матрицы еще недостаточно четко сформулированы общие требования, которым должен удовлетворять подобный математический аппарат. Надо иметь в виду, что и для метода Гамильтона последовательная релятивистская формулировка найдена только теперь в уравнениях Томонага-Швингера. Требуется большая осторожность в вопросах релятивистской инвариантности Одновременной формализм, например, или даже многовременные уравнения Дирака-Фока-Подольского для одной частицы в скалярном поле формально не противоречат введению релятивистски инвариантного фактора. Но последовательное рассмотрение этого вопроса в рамках уравнения Томонага-Швингера приводит здесь к внутренним противоречиям.

x) Если интервал $(x_1 - x_2)$ времени-подобный, то знак $(t_1 - t_2)$ сохраняется во всех системах координат. Если $(x_1 - x_2)$ пространственно-подобный интервал, то $(t_1 - t_2)$ может изменить знак при преобразованиях координат. Но при точечных взаимодействиях в этом случае (I46) обращается в нуль вследствие выполнения (I37).

- 229 -

же после того, как выяснились общие трудности для введения протяженных частиц в рамках уравнения Гамильтона (125) (1940 г.) Но решающих успехов в этом направлении до сих пор не было достигнуто.

Существующие предложения, коротко говоря, сводятся к тому, чтобы в S -матрицу, получаемую из обычной теории точечных взаимодействий, ввести фактор и рассматривать по учебную S -матрицу независимо от исходных уравнений.

В случае точечных взаимодействий S -матрица записывается, как известно, в следующем виде: $S = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} S_n$,

$$\text{где } S_n = (-i)^n \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} H(x_1) \theta^+(\sigma_1, \sigma_2) H(x_2) \theta^+(\sigma_2, \sigma_3) \dots \theta^+(\sigma_{n-1}, \sigma_n) \dots H(x_n) dx_1 \dots dx_n. \quad (146)$$

и

$$\theta^+(\sigma_1, \sigma_2) = \begin{cases} 1, & \text{если } \sigma_1 \text{ после } \sigma_2 \\ 0, & \text{если } \sigma_1 \text{ раньше } \sigma_2 \end{cases} \quad (147)$$

Инвариантность свойств θ^+ (147) тесно связана с конечной скоростью распространения сигнала и, в конце концов, с принципом причинности.

Существенно подчеркнуть, что свойства (147) имеют смысл во всех системах координат потому и только потому, что на пространственно-подобной поверхности выполняется именно условие (137):

$$[H(x_1), H(x_2)] = 0. \quad (148)$$

(125) И. Марков. ЖЭТФ, 10, 1311 (1940).

- 228 -

Некоторое время тому назад интенсивно развивались попытки ввести формфактор в уравнения ^{движения в} Гейзенберговском представлении¹²³⁾.

На первый взгляд кажется, что Гейзенберговское представление действительно имеет преимущество по сравнению с представлением взаимодействия, так как оно не требует условий интегрируемости, о которых шла речь выше. Но *a priori* очевидно, что трудности представления взаимодействия, причина которых (сигнал, распространяющийся со сверхсветовой скоростью), не могут исчезнуть при другой эквивалентной математической формулировке. Действительно, Гейзенберговское представление предлагает возможность построения системы коммутирующих операторов, заданных на пространственно-подобной поверхности¹²⁴⁾. Но введение формфактора как раз и нарушает коммутативность операторов на пространственно-подобной поверхности. Нарушение условия интегрируемости (137) - лишь частный случай именно такого нарушения коммутативности операторов.

Не случайно, что при конкретной попытке вводить формфактор в представления Гейзенберга авторы¹²³⁾ наталкиваются на затруднения и приходят к выводу о необходимости отказа от метода Гамильтона вообще и к отсутствию решения вопроса в методе S -матрицы.

Противечность частей в рамках метода S -матрицы.

Идея отказаться от жестких ограничений метода Гамильтона и заменить его некоторой "вычислительной схемой" возникла сразу

123) C. Bloch., Danske Vidensk. Mat. fys. Medd. 27, N 28 (1952).

124) J. Schwinger, Phys. Rev. 91, 713, (1953).

- 227 -

относиться к характеристике частицы ($e\hbar k$), в противном случае возникает привилегированная система координат x).

Если не вводить новых внутренних степеней свободы, то таким вектором e мог бы быть вектор, пропорциональный волновому вектору источника поля x^{μ} . Следовательно, $f(k)$ можно записать в виде

$$f(x_0^2(k, e)), \quad (I43)$$

где x_0 - константа, имеющая размерность длины. Предполагая для пустоты собственную массу кванта скалярного поля равной нулю, мы получаем для скобки (I40) выражение в явном виде:

$$[u_F(x); u_F(x')] \cong \int \sin\{\bar{k}(x-x') - ck(t-t')\} f^2(k) \frac{dk_x dk_y dk_z}{k} \quad (I44)$$

При $f(k) = 1$ выражение правой части (I44) переходит в известную D -функцию Дирака, $f(k)$ "размазывает" D -функцию Дирака.

Пусть, например, $f(k, e) = e^{-(k, e)x_0^2}$. Тогда легко видеть, что правая часть (I44) будет содержать, кроме обычной, вторую функцию Дирака $D^{(1)}$, которая не обращается в нуль вне светового конуса, а именно, она будет иметь вид

$$\cong \frac{1}{2} \left\{ D(x-x' - i2b) + D(x-x' + i2b) \right\} + \frac{i}{2} \left\{ D^{(1)}(x-x' - 2ib) - D^{(1)}(x-x' + 2ib) \right\} \quad (I45)$$

Подобным способом можно рассмотреть все известные попытки ввести фактор в рамки уравнения Гамильтона, причем они все оказываются в той же степени внутренне противоречивыми.

- x) Например, в пустом пространстве система координат, в которой $e_y \neq 0, e_x = 0$, если вектор e - времениподобный.
 xx) В общем случае оператор: $e \cdot x \sim i \partial / \partial x$.

- 227 -

относиться к характеристике частицы ($e\hbar k$), в противном случае возникает привилегированная система координат x).

Если не вводить новых внутренних степеней свободы, то таким вектором e мог бы быть вектор, пропорциональный волновому вектору источника поля $x\hbar$). Следовательно, $f(k)$ можно записать в виде

$$f(k, e) = \frac{f(k, e)}{\chi_0} \quad (I43)$$

где χ_0 - константа, имеющая размерность длины. Предполагая для пустоты собственную массу кванта скалярного поля равной нулю, мы получаем для скобки (I40) выражение в явном виде:

$$[u_F(x); u_F(x')] = \int \sin\{\bar{k}(\bar{x} - \bar{x}') - ck(t - t')\} f^2(k) \frac{dk_x dk_y dk_z}{k} \quad (I44)$$

При $f(k) = 1$ выражение правой части (I44) переходит в известную D -функцию Дирака, $f(k)$ "размазывает" D -функцию Дирака.

Пусть, например, $f(k, e) = e^{-(k, e)\chi_0^2}$. Тогда легко видеть, что правая часть (I44) будет содержать, кроме обычной, вторую функцию Дирака $D^{(1)}$, которая не обращается в нуль вне светового конуса, а именно, она будет иметь вид

$$\begin{aligned} &\equiv \frac{1}{2} \left\{ D(x - x' - i2\epsilon) + D(x - x' + i2\epsilon) \right\} + \\ &+ \frac{i}{2} \left\{ D^{(1)}(x - x' - 2i\epsilon) - D^{(1)}(x - x' + i2\epsilon) \right\} \quad (I45) \end{aligned}$$

Подобным способом можно рассмотреть все известные попытки ввести фактор в рамки уравнения Гамильтона, причем они все оказываются в той же степени внутренне противоречивыми.

x) Например, в пустом пространстве система координат, в которой $e_y \neq 0, e_x = 0$, если вектор e - времениподобный.

xx) В общем случае оператор: $e_x \sim i \partial / \partial x$.

- 226 -

в правой части, стоит теперь выражение, которое не обладает свойствами $\Delta(x-x')$ обращаться в нуль на пространственно-подобной поверхности, т.е. в случае, когда

$$(\vec{x} - \vec{x}')^2 > c^2(t - t')^2. \quad (141)$$

Следовательно, при введении формфактора $F(x, x'')$ в (139) система уравнений (136) становится, вообще говоря, несовместной, а уравнение (135) - противоречивым. Указанная несовместность уравнений представляет собой математическое следствие допускаемой введением формфактора возможности бесконечной скорости распространения сигнала.

При более конкретном рассмотрении вопроса удобнее вводить формфакторы в пространстве импульсов, а не координат. Теперь скалярное поле $u_F(x)$, действующее на протяженную частицу, запишется в виде:

$$\int u(x'') F(x, x'') dx'' = u_F(x) = \sum_k (f(k) u(k) e^{i(k, x)} + f^+(k) u^+(k) e^{-i(k, x)}). \quad (142)$$

$f(k)$ должна быть функцией, падающей с ростом k так, чтобы интегралы, расходящиеся в теории точечных взаимодействий, теперь представлялись сходящимися выражениями.

Функция $f(k)$ должна быть инвариантна относительно полной группы преобразований Лоренца. Последнее требование будет выполнено, если $f(k)$ будет функцией от инварианта, содержащего четырехмерный вектор k . Таким единственным инвариантом является четырехмерное произведение вектора k на некоторый четырехмерный вектор e . Вектор e должен обязательно

- 225 -

Последовательно-релятивистская запись уравнений в виде (I35) несовместима с любой известной попыткой ввести в теорию какой-либо формально релятивистски инвариантный формфактор. В этих случаях условия (I37) интегрируемости уравнений оказываются невыполнимыми. Действительно, взаимодействие скалярного поля с протяженным источником запишется в виде: x)

$$H(x) = g \int \psi^+(x) U(x'') \psi(x) F(x, x'') dx'', \quad (I39)$$

где $F(x, x'')$ - функция, инвариантная относительно полной группы преобразований Лоренца.

В случае (I39) скобки $[U(x), U(x')] = \Delta(x-x')$ заменяются скобками от величин

$$\left[\int U(x'') F(x, x'') dx''; \int U(x''') F(x', x''') dx''' \right] \neq \Delta(x-x'). \quad (I40)$$

Цель введения формфактора $F(x', x''')$ - сделать известные расходящиеся выражения конечными. Появление расходимостей связано с особенностями $\Delta(x-x')$ - на световом конусе.

Если формфактор $F(x', x''')$ ликвидирует расходимости известных интегралов, то этот же формфактор неизбежно ликвидирует полюс $\Delta(x-x')$ -функции. "Размазывая" точечную частицу, формфактор размазывает и $\Delta(x-x')$ -функцию xx). Другими словами,

x) Протяженность обеих частиц, присутствующих во взаимодействии, записывается, как известно, более общим выражением:

$$H(x) = g \int \psi^+(x') U(x) \psi(x'') F(x', x, x'') dx' dx''.$$

xx) Как известно, $D(x-x')$ в электродинамике, например, следующим образом связана с плотностью заряда:

$$\rho(x-x') = e \delta(x-x') = e \frac{\partial}{\partial t'} D(x-x') \text{ при } t = t'.$$

- 224 -

Протяженность частиц в рамках метода Гамильтона.

Бесконечно-временная формулировка метода Гамильтона завершает процесс усовершенствования последовательной релятивистской записи уравнений. Известное уравнение Томонага-Швингера:

$$i\hbar c \frac{\delta \Psi(\sigma)}{\delta \sigma(x)} = H(x)\Psi(\sigma) \quad (I35)$$

представляет собой краткую запись бесконечной системы уравнений Томонага:

$$i\hbar c \frac{\partial \Psi}{\partial t_{xyz}} = H(x)\Psi, \quad (I36)$$

где H - плотность энергии взаимодействия. Бесконечная система уравнений (I36) совместна, если, как известно, выполняются условия интегрируемости (I31)

$$H(x)H(x') - H(x')H(x) = 0 \quad (I37)$$

Здесь X и X' - пространственно-временные точки. В случае, например, скалярного поля \mathcal{U} , взаимодействующего со спинорным полем Ψ ,

$$H = g \overline{\Psi^+}(x) \mathcal{U}(x) \Psi(x). \quad (I38)$$

Условие интегрируемости (I37) всегда сводится к условиям, наложенным на скобки Пуассона вида $[\Psi^+(x), \Psi(x')]$ и $[\mathcal{U}(x), \mathcal{U}(x')]$. Эти скобки Пуассона выражаются через известные Δ - функции, которые действительно обращаются в нуль на пространственно-подобной поверхности σ .

- 223 -

§ 33. Попытки ввести фундаментальную длину в теорию элементарных частиц.

Известные попытки строить теории поля, свободную от трудностей, связанных с расходимостями, рассматривая элементарные частицы протяженными, приводят, в конце концов, к использованию некоторого формфактора, характеризующего протяженность элементарной частицы (21). Для попыток в этом направлении характерна следующая особенность: все предлагаемые в них формфакторы задаются функциями, вид которых не меняется под влиянием действующих сил (22). Если можно так сказать, протяженная частица в этих теориях обладает абсолютной жесткой структурой.

Естественно, что сигнал в такой среде (внутри частицы) распространяется в противоречии с теорией относительности с бесконечной скоростью и именно здесь находится источник неудач различных попыток данного направления (23).

Имеются разнообразные попытки математического оформления все той же физической идеи протяженности элементарных частиц. Рассмотрим некоторые из них.

(22) M. A. Markov, C.R. de l'Academie des Sciences de l'U.R.S.S. XL, 18, (1943).

(23) Математически, в соответствии с преобразованиями Лоренца, формфактор деформируется.

(24) G. Watagin, Zeits. f. Phys. 88, 92 (1934) и др.

- 222 -

электростатического существенно меняется при рассмотрении вопроса даже в рамках классических уравнений Эйнштейна

Несмотря на тяжелые неудачи не прекращаются попытки вводить в теорию тем или иным способом фундаментальную длину, которая сделала бы эффективной современную теорию, освободив ее от бесконечностей.

Эти попытки в настоящее время составляют целое направление, результаты которого следует в какой-то мере резюмировать.

х) Различие, как это следует из II9), связано с тем, что в одном случае поле преобразуется как четвертая компонента вектора, а в другом случае как скаляр.

- 221 -

Как известно, классическое поле тяготения электрона дается уравнением II7), II8)

$$ds^2 = -e^\lambda dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 + e^\nu dt^2,$$

где

$$e^\nu = 1 - \frac{2m}{r} + \frac{4\pi e^2}{r^2}.$$

Решение тех же уравнений Эйнштейна в случае центрально-симметрического скалярного мезонного поля II9) свидетельствует о том, что метрика в данном случае имеет характер существенно отличный от случая предыдущего; она несимметрична относительно e^ν и $e^{-\lambda}$. На че слишком малых расстояниях искривленность пространства - времени сказывается лишь на его чисто пространственной части, время остается плоским.

При малых χ скалярное поле ведет себя как

$$u = \text{const.} \ln(1/\chi) + \dots \quad (\text{I34})$$

вместо

$$u \sim 1/\chi,$$

которое получается при игнорировании гравитации. Другими словами, степень расходимости скалярного поля в отличие от

II7) Джефри, Proc. Roy. Soc. 99, I28 (1921)

II8) Л.С.Эддингтон, Теория относительности. Москва-Ленинград, 1934.

II9) И.В.Фишер. ЖЭТФ, 18, 636, (1948), см. также I20)

I20) М.Ф.Широков, Вестник МГУ № 4, 67 (1947)

- 220 -

Следовательно, в этом случае гравитационные эффекты должны быть приняты во внимание последовательным образом и могут оказаться решающими для обсуждаемых трудностей. Новидному, гравитационный радиус — это пока единственная "критическая длина", входящая в теорию последовательным образом, которая в принципе могла бы играть роль "обрывающей" длины в соответствующих расходящихся интегралах.

Последние соображения о возможной роли гравитации были высказаны давно (II5), но они пока не получили своего дальнейшего развития.

С одной стороны, серьезное исследование вопроса связано со значительными математическими трудностями, а с другой стороны можно указать ряд взаимодействий, где, казалось бы, играют роль большие критические длины: $\sim 10^{-13}$ см. Речь идет о сильных взаимодействиях. Но даже учет вклада слабых β -сил для массы того же электрона может дать критические длины $\sim 10^{-16}$ см. (II6). Правда, можно высказать и утверждения противоположного характера. Вернее, можно указать на одно любопытное обстоятельство.

II5) И. Марков. ЖЭТФ, 17, 661, (1947)

II6) В. П. Силин. ЖЭТФ, 21, 462 (1951)

- 219 -

осторожнее, несостоятельности того математического формализма перенормировок, с которым в течение ряда лет была связана обширная программа теоретических исследований II3).]

Может быть, решение вопроса надо искать совсем с другой стороны: может быть, нельзя рассматривать, например, вопросы собственной энергии частиц, не принимая во внимание общую теорию относительности. Последнее замечание имеет под собой известное основание.

При рассмотрении элементарных частиц, вследствие малости гравитационных эффектов, последние обычно не принимаются во внимание в квантовой теории. Но как показал Вейскопф II4), собственная электростатическая энергия в теории Дирака расходится логарифмически, и масса электростатического точечного электрона становится равной массе электрона лишь в длинах порядка

$$\lambda_0 \sim \frac{\hbar}{mc} e^{-\frac{\hbar c}{e^2}} \sim 10^{-70} \text{ см.} \quad (\text{II3})$$

Эта "критическая длина" значительно меньше гравитационного радиуса электрона ($\sim 10^{-55}$ см).

II3) См. сборник "Новейшее развитие квантовой электродинамики" МИЛ, Москва, 1954.

II4) V. Weisskopf. Phys. Rev. 56, 72, (1939).

- 218 -

несовершенным образом.

В течение ряда лет подобная программа была довольно популярной. Имеются в виду различные приемы т.н. регуляризации и перенормировки величин масс и зарядов частиц. В настоящее время после работ^{I)} эта программа, повидимому, исчерпывается, не оправдав возлагающих на нее надежд: в теории после перенормировки заряда исчезают взаимодействия (перенормированный заряд оказывается равным нулю^{II)}). [К сожалению, для доказательства равенства нулю перенормированного заряда приходится вводить размеры частиц, которые затем устремляются к нулю. Известно, что теория с таким образом введенными размерами частиц внутренне противоречива: она попросту говоря не существует (§ 33). При доказательстве обращения в нуль перенормированного заряда сперва т.о. приходится писать выражение, лишенное, строго говоря, физического смысла, строго говоря, некий математический узор, но при этом делать предположение о том, что при стремлении введенных размеров частиц к нулю математический узор превращается в предельное выражение рассматриваемой теории, имеющее однозначный физический смысл.

Однако получаемый таким образом результат допускает столь наглядное и физически ясное толкование эффекта уменьшения перенормированного заряда, что вряд ли потребуются более строгое доказательство несостоятельности современной теории, или, говоря

- 217 -

Часть IIIВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМИ
ЧАСТИЦАМИ.§ 32. Трудности теории взаимодействий элементарных
частиц.

За последние годы наши сведения о свойствах фундаментальных частиц были пополнены в результате целого ряда интереснейших открытий.

Изложение содержания огромного экспериментального материала о свойствах фундаментальных частиц составляет целые новые области физики, но все эти новые знания не только не помогли пока создать теорию фундаментальных частиц, свободную от известных пороков (расходимостей), но, усложнив положение (сильные взаимодействия), не дают никаких серьезных указаний о направлениях поисков будущей теории. Неясен основной вопрос: что значит новая будущая теория. Надо ли понимать будущую теорию как принципиально новую теорию (грубо говоря, в том же смысле как теория относительности была новой по сравнению с ньютоновской механикой, как квантовая теория была новой по сравнению с классической физикой), т.е. как теорию, которая принесет с собой может быть дальнейшие принципиальные изменения в наших физических представлениях. Или математический аппарат современной теории не так уже плох, и весь недостаток заключается в том, что он употребляется

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

М. А. МАРКОВ

ГИПЕРОНЫ И К-МЕЗОНЫ

Часть III

Взаимодействия между фундаментальными частицами
и трудности теории

Март 1957 года

STAT