

В/м/б/т
С 323.4
3-362

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3087



А.Н. Заславский, В. Тыбор

МЕЗОН-БАРИОННОЕ РАССЕЯНИЕ И $SU(6)$

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P2 - 3087

А.Н. Заславский, В. Тыбор

МЕЗОН-БАРИОННОЕ РАССЕЯНИЕ И $SU(6)$

4793/1, 48

1. Введение

В ряде работ ^{/1,2/} статическая группа $SU(6)$ применялась к мезон-барионным взаимодействиям. Некоторые теоретические предсказания для сечений мезон-барионного рассеяния сравнивались с экспериментом в ^{/2/}. Там подчеркивалось, что согласие улучшается с ростом энергии. Известно также, что соотношения Джонсона-Тримена хорошо выполняются, и это согласие с ростом энергии улучшается ^{/3,4/}. Это обстоятельство кажется странным, так как согласие теории с экспериментом улучшается в той области энергий, в которой группа $SU(6)$ явно неприемима.

Тем не менее, такое непосредственное применение группы $SU(6)$ частично может быть оправдано с помощью релятивистской группы $SU_{\pm}(6)$, развитой в ^{/5/}. В рамках этой группы соотношения между просуммированными по поляризациям сечениями реакций оказываются такими же, как если бы мы наобум ^{/5/} меняли группу $SU(6)$, не обращая внимания на отличие импульсов от нуля ^{/5/}.

Поэтому представляет определенный интерес более полное, чем в ^{/1,2/}, сравнение с экспериментом предсказаний $SU(6)$. В настоящей работе проводится такое сравнение для мезон-барионного рассеяния в интервале импульсов 1-4 Гэв/с.

Можно указать частные случаи согласия с экспериментом, в том числе и отличные от обсуждаемых в ^{/2/}. Однако в целом имеется резкое расхождение, в ряде случаев предсказываемые значения отличаются от экспериментальных в 10-100 раз.

Эти расхождения нельзя объяснить нерелятивистским характером группы $SU(6)$, так как те же результаты, как указывалось выше, дает релятивистская схема. Можно было бы ожидать улучшения согласия при переходе к более

высоким энергиям, когда нивелируются различия масс в мультиплетах. Однако анализ показал, что в интервале импульсов 1-4 Гэв/с тенденции к улучшению согласия с ростом энергии, вообще говоря, не обнаруживается. Причиной такого расхождения может являться тот факт, что рассматриваемый вариант группы $SU_x(6)$ ведет к амплитудам, не обладающим свойством кроссинг-симметрии. Не исключено, что лучшего согласия можно достичь, применяя не точную симметрию, а определенным образом нарушая ее.

II. Мезон-барионное рассеяние

Как отмечалось в /5/, преобразования группы $SU_x(6)$ можно привести к $SU(6)$ -ным некоторым преобразованием полей, зависящим от импульсов частиц из реакции

$$\Phi'(p) = S(p) \Phi(p). \quad (1)$$

Амплитуды, инвариантные относительно $SU_x(6)$, строятся в системе центра масс из "штрихованных" полей по правилам $SU(6)$.

Для рассеяния 35-плета мезонов на 56-плете барионов инвариантная относительно $SU_x(6)$ амплитуда имеет вид

$$T = A \bar{B}'_{\alpha\beta\gamma} B'^{\alpha\beta\gamma} \bar{M}'_{\sigma}{}^{\delta} M'^{\sigma}{}_{\delta} + B \bar{B}'_{\alpha\beta\gamma} B'^{\alpha\beta\delta} \bar{M}'_{\sigma}{}^{\gamma} M'^{\sigma}{}_{\delta} + \\ + C \bar{B}'_{\alpha\beta\gamma} B'^{\alpha\beta\delta} \bar{M}'_{\delta}{}^{\sigma} M'^{\sigma}{}_{\gamma} + D \bar{B}'_{\sigma\alpha\gamma} B'^{\sigma\beta\delta} \bar{M}'_{\beta}{}^{\alpha} M'^{\gamma}{}_{\delta}, \quad (2)$$

где

$$B'^{\alpha\beta\gamma} = \psi'(\vec{p}) d^{ABC} + \frac{1}{3\sqrt{2}} [\epsilon^{ab} \chi'^a(p) \epsilon^{ABD} h_D^c + \\ + \epsilon^{bc} \chi'^a(p) \epsilon^{BCD} h_D^a + \epsilon^{ca} \chi'^b(p) \epsilon^{CAD} h_D^b], \quad (3)$$

$$M'^a_{\beta}(q) = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta^a_b \phi(q) P_B^A + [A'_s(q)]^a_b V_B^A + \frac{1}{\sqrt{3}} [A'_1(q)]^a_b \delta^A_B \quad (4)$$

$$\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, \dots, 6; A, B, C = 1, 2, 3; a, b, c = 1, 2.$$

Эта амплитуда записана в "штрихованных" величинах. Спинные волновые функции по формулам Приложения можно записать в спин-тензорном формализме. Тогда переход от "штрихованных" величин к физическим полям будет даваться формулой

$$\Phi' = e^{i\vec{\Theta}\vec{S}} \Phi, \quad \vec{\Theta} = -\vec{n} \arcsin \frac{p_z}{|p|}, \quad (5)$$

где \vec{S} - спинные матрицы: для спина 0 $S = 0$, для спина 1 $(S_m)_{kl} = i\epsilon_{klm}$ для спина $\frac{1}{2}$ $S_m = \frac{1}{2} \sigma_m$ и для спина $\frac{3}{2}$ $(S_m)_{kl} = \frac{1}{2} \sigma_m \delta_{kl} + i\epsilon_{klm}$, \vec{n} - нормаль к плоскости реакции.

В спин-тензорном формализме для описания спина 0, 1, $\frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$ используются обозначения соответственно ϕ , \vec{b} , χ и $\vec{\psi}$.

Используя формулы (5) и Приложение, получаем при суммировании по спинным состояниям

$$\begin{aligned} \sum_s \chi'(s) \chi'^+(s) &= S(p) \sum_s \chi(s) \chi^+(s) S^{-1}(p) = SS^{-1} = 1; \\ \sum_s b'_l(s) b'^+_j(s) &= S_{lm}(p) \sum_s b_m(s) b^+_n(s) S^+_{nj}(p) = (SS^+)_{lj} = \delta_{lj}; \\ \sum_s \psi'_m(s) \psi'^+_n(s) &= \frac{2}{3} \left(\delta_{mn} - \frac{1}{2} \epsilon_{mnk} \sigma_k \right) = \sum_s \psi_m(s) \psi^+_n(s). \end{aligned} \quad (6)$$

Это означает, что сечения процессов с участием неполяризованных частиц не зависят от преобразования $S(p)$. Поэтому в рамках группы $SU_4(6)$ соотношения между сечениями процессов с неполяризованными частицами совпадают с предсказаниями группы $SU(6)^{1/5}$.

Нас будут интересовать измеряемые в эксперименте процессы рассеяния, когда в начальном состоянии имеется протон и π^\pm и K^\pm -мезоны:

$$\begin{aligned} \text{а) } 0 + \frac{1}{2} &= 0 + \frac{1}{2} \\ \text{б) } 0 + \frac{1}{2} &= 1 + \frac{1}{2} \\ \text{в) } 0 + \frac{1}{2} &= 1 + \frac{3}{2} \\ \text{г) } 0 + \frac{1}{2} &= 0 + \frac{3}{2} \end{aligned}$$

Амплитуды для этих случаев имеют вид

$$а) T = \chi'^{+} \chi' \phi^{+} \phi (\alpha A + \beta B + \gamma C + \delta D); \quad (7)$$

$$б) T = \frac{1}{\sqrt{2}} \chi'^{+} \sigma_k \chi' b_k'^{+} \phi (\alpha A + \beta B + \gamma C + \delta D); \quad (8)$$

$$в) T = \psi_k'^{+} \chi' b_k'^{+} \phi (\alpha A + \beta B + \gamma C + \delta D); \quad (9)$$

$$г) T=0 \quad (10)$$

сленные значения α , β , γ , δ приведены в таблице 1.

1. Из записи амплитуд видно, что $SU_x(6)$ запрещает реакции $0 + \frac{1}{2} = 0 + \frac{3}{2}$.

2. Имеют место соотношения Джонсона-Тримена для полных сечений:

$$\frac{1}{2} [\sigma(K^+ p) - \sigma(K^- p)] = \sigma(K^0 p) - \sigma(\bar{K}^0 p) = \sigma(\pi^+ p) - \sigma(\pi^- p). \quad (11)$$

3. Имеется большое число реакций, описываемых только одной амплитудой. Поэтому есть многочисленные связи между сечениями различных процессов.

Процессы, описываемые только амплитудой B

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda) : \sigma(\pi^- p \rightarrow K^{*0} \Lambda) : \sigma(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) : \\ : \sigma(K^- p \rightarrow K^{*-} p) : \sigma(K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} n) : \sigma(K^- p \rightarrow K^{*-} N^{*+}) : \\ : \sigma(K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} N^{*0}) = 3:27:6:32:50:16:16. \end{aligned} \quad (12)$$

роцессы, описываемые только амплитудой C

$$\begin{aligned} \sigma(K^+ p \rightarrow K^{*+} p) : \sigma(K^+ p \rightarrow K^{*+} N^{*+}) : \sigma(K^+ p \rightarrow K^{*0} N^{*++}) : \\ : \sigma(K^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda) : \sigma(K^- p \rightarrow \pi^0 \Sigma^0) = 64:32:96:9:3. \end{aligned} \quad (13)$$

роцессы, описываемые только амплитудой D

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-) : \sigma(\pi^- p \rightarrow K^{*+} \Sigma^-) : \sigma(\pi^- p \rightarrow \rho^+ N^{*-}) : \\ : \sigma(\pi^- p \rightarrow K^{*+} Y_1^{*+}) : \sigma(K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-) : \sigma(K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0) : \\ : \sigma(K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-) : \sigma(K^- p \rightarrow \rho^+ \Sigma^-) : \sigma(K^- p \rightarrow K^{*0} \Xi^0) : \\ : \sigma(K^- p \rightarrow K^{*+} \Xi^-) : \sigma(K^- p \rightarrow K^{*0} \Xi^{*0}) : \sigma(K^- p \rightarrow K^{*+} \Xi^{*-}) = \\ = 3:1:24:8:12:3:3:25:1:16:32:8. \end{aligned}$$

Символ σ используется здесь для обозначения квадрата модуля амплитуды, просуммированного по спиновым состояниям частиц (см. Приложение).

4. Имеются и более сложные соотношения между сечениями, как, например, полученное в /2/

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0) + \frac{1}{3} \sigma(\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda) = \\ = \sigma(\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-) + \sigma(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+). \end{aligned} \quad (15)$$

Детальное изучение группы $SU_x(6)$ требует исследования поляризационных эффектов.

В качестве простейшего поляризационного эффекта, связанного с определенным выбором преобразований группы (формула (3) /5/), можно указать на отсутствие поляризации в процессах $0 + \frac{1}{2} = 0 + \frac{1}{2}$. В этом случае амплитуда имеет вид

$$T \equiv g + i h \vec{\sigma} \vec{n} = a \left(\cos \frac{\Theta}{2} - i \sin \frac{\Theta}{2} \vec{\sigma} \vec{n} \right). \quad (16)$$

Так как поляризация бариона пропорциональна $\text{Im } h^* g$, то из (16) видно, что она обращается в нуль.

III. Сравнение с экспериментальными данными

Группа $SU_x(6)$ не может являться хорошей группой симметрии при энергиях, сравнимых с разностью масс внутри одного мультиплетта $SU(6)$. Группа $SU_v(6)$ может отражать истинную симметрию при очень высоких энергиях, когда разностью масс можно пренебречь. Поэтому предсказания $SU_x(6)$ могут резко расходиться с экспериментом в области энергий до нескольких Гэв. С ростом энергии, однако, согласие предсказаний $SU_x(6)$ с экспериментом может улучшаться. Сильное нарушение симметрии в указанной области энергий особенно четко видно на примере реакций $0 + \frac{1}{2} = 0 + \frac{3}{2}$. Как отмечалось, эти реакции запрещены в схеме $SU_v(6)$. Экспериментальные данные по энергетической зависимости сечений таких реакций подробно обсуждались в /6,7/. При импульсах до ≈ 4 Гэв/с сечения реакций $0 + \frac{1}{2} = 0 + \frac{3}{2}$ сравнимы с сечениями не запрещенных по $SU_x(6)$ реакций $0 + \frac{1}{2} = 1 + \frac{3}{2}$. Таким образом, в этой области энергий точная симметрия $SU_x(6)$ неприменима.

Однако, важно отметить, что в этой области энергий сильно нарушается симметрия $SU(3)$. Например, в случае точной симметрии $SU(3)$ есть равенство^{/7/}

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+ N^{*-}) &= \sigma(K^- p \rightarrow \pi^+ Y_1^{*-}) = \\ &= \sigma(\pi^- p \rightarrow K^+ Y_1^{*-}) = \sigma(K^- p \rightarrow K^+ \Xi^{*-}), \end{aligned} \quad (17)$$

которое сильно противоречит экспериментальным данным. Если нарушить $SU(3)$, то равенства (17) перейдут в^{/7/}

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+ N^{*-}) + \sigma(K^- p \rightarrow K^+ \Xi^{*-}) &= \\ &= \sigma(K^- p \rightarrow \pi^+ Y_1^{*-}) + \sigma(\pi^- p \rightarrow K^+ Y_1^{*-}), \end{aligned} \quad (18)$$

которое в пределах ошибок согласуется с экспериментом. Поэтому за расхождение предсказаний $SU_x(6)$ с экспериментом в большой степени ответственно нарушение самой $SU(3)$. Однако расхождение $SU_x(6)$ с экспериментом в этой области энергий нельзя полностью отнести к нарушению $SU(3)$, так как, например, соотношение

$$\begin{aligned} \sigma(K^+ p \rightarrow K^0 N^{*++}) + 3\sigma(\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+}) &= \\ &= \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0 N^{*++}) + 3\sigma(\pi^+ p \rightarrow \eta N^{*++}) \end{aligned} \quad (19)$$

хорошо выполняется в точной $SU(3)$. Но в схеме $SU_x(6)$ все эти процессы запрещены.

Очень важно поэтому измерять сечения процессов (г) и (в) при более высоких энергиях. В области применимости группы $SU_x(6)$ реакции (г) должны быть подавлены по сравнению с реакциями (в), т.е. с ростом энергии в мезон-барионных столкновениях должна наблюдаться тенденция к рождению изобары в паре с векторным мезоном.

В поляризационных эффектах тоже наблюдается расхождение теории с экспериментом. $SU_x(6)$ предсказывает, что протон в реакции $\pi p \rightarrow \pi p$ не должен быть поляризован. Экспериментально наблюдается 20%-ная поляризация протона даже при энергиях ≈ 10 Гэв^{/8/}.

Уже отмечалось выше, что в рамках $SU_x(6)$ есть большое количество простых соотношений между сечениями реакций (12)-(14). На рис. 1, 2 теорети-

ческие предсказания $SU_x(6)$ сравниваются с экспериментальными значениями просуммированных по поляризациям сечений (табл. 2,3). Точки на рис. 1, 2 обозначены согласно нумерации в табл. 2, 3 соответственно. Обработка экспериментальных данных проводилась методом, изложенным в^{/8/}. Связь между квадратом инвариантного матричного элемента и сечением имеет вид

$$|M|^2 = W^2 \frac{P_{вх}}{P_{вых}} \sigma_{эф} = F \sigma_{эф},$$

где $P_{вх}$, $P_{вых}$ - импульсы частиц до и после реакции в с.ц.м., W - полная энергия в с.ц.м. На графиках 1, 2 приведена зависимость величины $x F \sigma_{эф}$ от $Q = W - m_3 - m_4$. x - нормировочный множитель, связанный с теоретическими соотношениями между сечениями (12)-(14). В случае согласия теории с экспериментом все точки на рис. 1, 2 должны располагаться на одной кривой. На графиках наблюдается большой разброс точек. Например, точки, относящиеся к реакциям $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ и $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$ (рис. 2), расположены на параллельных кривых, но соответствующие значения $x F \sigma_{эф}$ отличаются в 25-40 раз. Максимальное расхождение теоретических предсказаний с экспериментом достигает 100. Несколько лучшая ситуация наблюдается на рис. 1. Расхождение между сечениями реакции $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p$ и $K^- p \rightarrow K^+ \bar{p}$ порядка 10.

Некоторые из соотношений, полученные в рамках $SU(6)$, сравнивались с экспериментом в работе^{/2/}. Там отмечалось, что согласие предсказаний нерелятивистской группы $SU(6)$ с экспериментом улучшается с ростом энергии. Данные, приведенные на рис. 1, 2, значительно больше расходятся с предсказаниями группы, чем в^{/2/}, хотя можно привести еще несколько случаев удовлетворительного согласия. Например, на рис. 1 точки, соответствующие реакциям $K^- p \rightarrow K^+ \bar{p}$, $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$, $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 N^0$ при $Q = 0,8$ Гэв совпадают; на рис. 2 точки 14, 24, соответствующие реакциям $K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0$, $K^- p \rightarrow K^+ \bar{p}$ при $Q = 0,2$ Гэв совпадают.

Но мы сравниваем большое число разных реакций, исключая, таким образом, случайность согласия. Графики 1, 2, а также графики^{/2/} построены лишь для области энергий, при которых инвариантность относительно $SU_x(6)$ заведомо нарушается, так как сечения запрещенных процессов $0 + \frac{1}{2} = 0 + \frac{3}{2}$ для этих энергий большие, и наблюдается большая поляризация протона в реакции $\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p$.

За большой разброс точек частично ответственно нарушение $SU(3)$. Например, в точной $SU(3)$ -симметрии имеет место равенство $\sigma(K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-) = \sigma(K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0)$, т.е. точки 4 и 15 на графике 2 должны бы совпадать.

IV. Заключение

Из проведенного анализа следует, что те предсказания $SU(6)$, которые остаются справедливыми в релятивистской схеме $SU_x(6)$ /5/, не согласуются с экспериментом, за исключением отдельных частных случаев. Некоторые соотношения для просуммированных по поляризациям сечений расходятся с экспериментом на один-два порядка в области импульсов до 4 Гэв/с. Характерные в $SU_x(6)$ предсказания для поляризационных эффектов расходятся с экспериментом на 10-20% вплоть до импульсов 10 Гэв/с.

Отметим однако, что обсуждаемый в статье вариант симметрии $SU_x(6)$ /5/ обладает серьезным недостатком — отсутствием кроссинг-симметрии, что может служить причиной расхождений.

Не исключено, что применение к амплитудам не точной, а нарушенной симметрии $SU_x(6)$ (по аналогии с группой $SU(3)$) могло бы улучшить согласие с экспериментом.

Для дальнейшей проверки этого и других вариантов группы $SU_x(6)$ существенно дальнейшее накопление новых экспериментальных данных по бинарным реакциям при высоких энергиях.

Авторы глубоко благодарны В.И. Огневскому и И.В. Полубаринову за постановку задачи и обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Условия нормировки и формулы суммирования по спинным состояниям

1. Спин 0

Волновые функции нормированы следующим образом

$$\phi^+(p)\phi(p)=1. \quad (1.1)$$

2. Спин 1.

4-потенциал нормирован так

$$A_\mu^+(p)A_\mu(p)=1. \quad (1.2)$$

Используя дополнительное условие $p_\mu A_\mu = 0$ и вводя трехмерный вектор-потенциал

$$\vec{b} = \vec{A} - \frac{\vec{p}}{E(E+m)} (\vec{p} \vec{A}), \quad (1.3)$$

получим

$$A_\mu^+(p)A_\mu(p) = b_k^+(p)b_k(p) = 1. \quad (1.4)$$

Формула суммирования по спинным состояниям имеет вид

$$\sum_s A_\mu(s)A_\nu^+(s) = \delta_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m^2}.$$

Поэтому для переменных b_k находим

$$\sum_s b_m(s)b_n^+(s) = \delta_{mn}. \quad (1.5)$$

3. Спин 1/2.

Для двухкомпонентных спиноров принимаем нормировку

$$\chi^+(p)\chi(p)=1. \quad (1.6)$$

Для суммирования по спинным состояниям пользуемся формулой

$$\sum_s \chi(s)\chi^+(s)=1. \quad (1.7)$$

4. Спин 3/2

Для описания спина 3/2 используется спин-тензор

$$\Psi_\mu = \sqrt{E+M} \begin{bmatrix} \phi_\mu \\ \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{E+M} \phi_\mu \end{bmatrix}, \quad (1.8)$$

удовлетворяющий условиям:

$$\begin{aligned} p_\mu \Psi_\mu &= 0, \\ \gamma_\mu \Psi_\mu &= 0. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Мы используем полевые переменные

$$\vec{\psi} = \vec{\phi} - \frac{\vec{p}}{E(E+M)} (\vec{p} \vec{\phi}), \quad (1.10)$$

нормированные следующим образом

$$\psi_k^+ \psi_k = 1. \quad (1.11)$$

Для полей ψ_k второе дополнительное условие (1.9) имеет простой вид

$$\vec{\sigma} \vec{\psi} = 0. \quad (1.12)$$

Для суммирования по спиновым состояниям имеем

$$\sum_s \Psi_\mu(s) \bar{\Psi}_\nu(s) = \frac{1}{3} (-i\gamma + M) (\hat{S}^2 - \frac{3}{4})_{\mu\nu},$$

где \hat{S}^2 — оператор квадрата спина.

Для переменных ψ_k получаем

$$\sum_s \psi_m \psi_n^+ = \frac{2}{3} (\delta_{nm} - \frac{i}{2} \epsilon_{mnk} \sigma_k). \quad (1.13)$$

Для расчетов удобно знать формулы перехода от спинорного формализма к векторному и спин-тензорному

$$A_b^a = -\frac{i}{\sqrt{2}} (\sigma_k)_b^a b_k,$$

$$\psi^{abc} = \frac{i}{3\sqrt{2}} \{ \epsilon^{bd} (\sigma_k)_d^a \psi_k^c + \epsilon^{ad} (\sigma_k)_d^c \psi_k^b + \epsilon^{cd} (\sigma_k)_d^b \psi_k^a \}.$$

Л и т е р а т у р а

1. J. C. Carter, J. J. Coyne, S. Meshkov. Phys. Rev. Lett., 14, 523, (1965); V. Barger, M. H. Rubin, Phys. Rev. Lett., 14, 713, (1965); K. Johnson, S. B. Treiman. Phys. Rev. Lett., 14, 189 (1965).
2. T. Binford, D. Cline, M. Olsson. Phys. Rev. Lett., 14, 715 (1965).
3. Robert Good, Nguyen-huu Xuong, Phys. Rev. Lett., 14, 191 (1965).
4. S. J. Lindenbaum, "Oxford International Conference on Elementary Particles", 1965, p. 118.
5. В. И. Огиевецкий, И. В. Полубаринов. Письма ЖЭТФ, 4, 325 (1966).
6. S. Meshkov, G. A. Snow, G. B. Yodh, Phys. Rev. Lett., 12, 87 (1964).
7. S. Meshkov, G. A. Snow, G. B. Yodh. Phys. Rev. Lett., 13, 212 (1964).
8. L. Van Hove, Rapporteur's Report at XIII-th International Conference on High Energy Physics, Berkeley, California, 1966.
9. J. Badier et al. XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964, стр. (650).
10. M. Hage et al. XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964., стр. 654.

11. V. E. Bames et al. XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964, стр. 662.
12. D. H. Miller et al. Phys. Rev., 140, B360 (1965).
13. T. P. Wangler et al. Phys. Rev., 137, B414 (1965).
14. M. M. Nikolic, "Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965, v. 8, p. 174.
15. M. M. Nikolic "Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965, v. 8, p. 226.
16. M. M. Nikolic, "Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965, v. 8, p. 222.
17. E. S. Gelsema et al., "Proceedings of the Sienna International Conference on Elementary Particles, Bologna, 1963, v. 1, p. 170.
18. R. Armenteros, "Proceedings of the Sienna International Conference on Elementary Particles", Bologna, 1963, v. 2, p. 97.
19. M. Derrick et al. Second Topical Conference "Resonant Particles" Ohio University, Athens, 1965, p. 330.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1966 г.

Таблица 1.

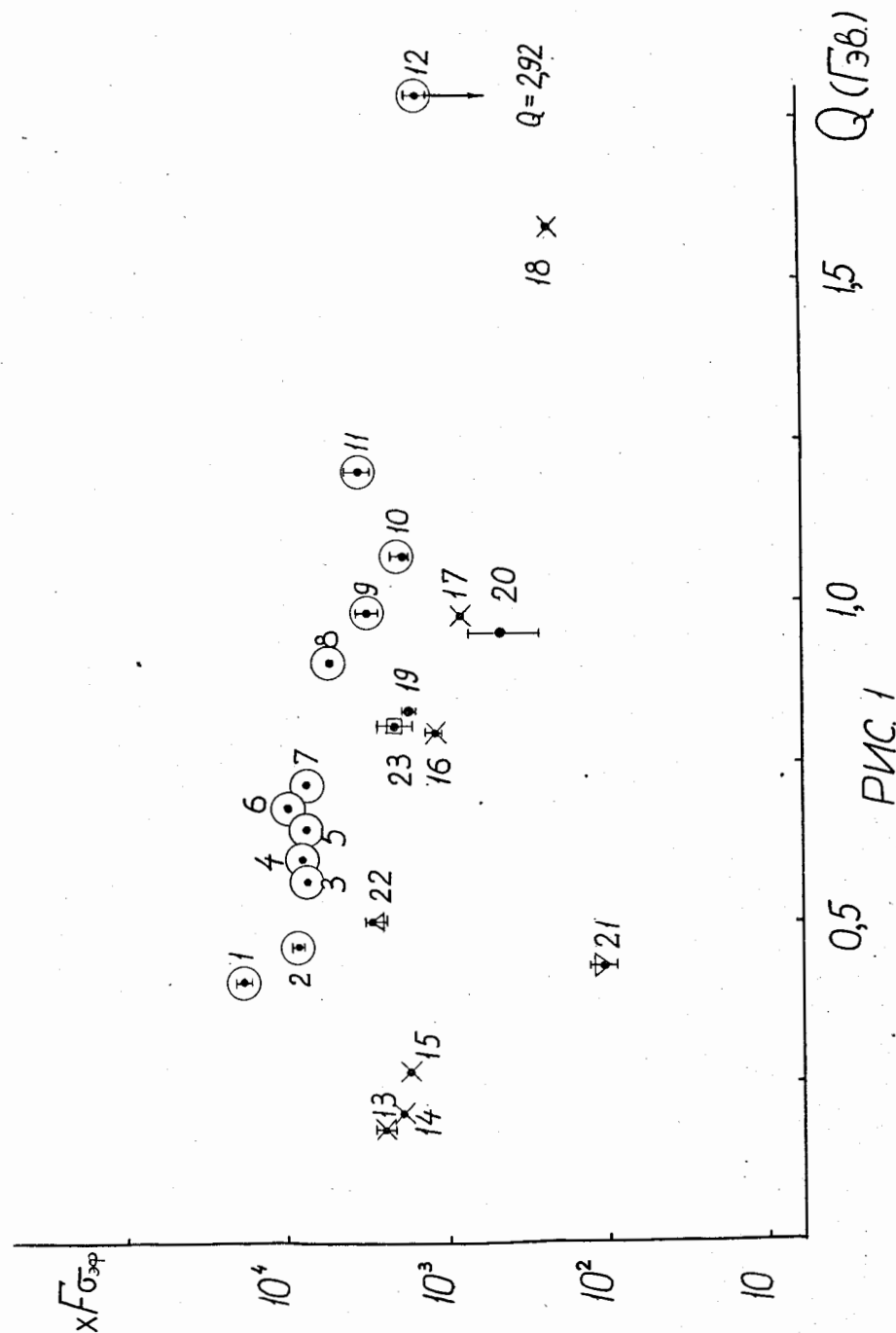
N	Реакция	α	β	γ	δ	N	Реакция	α	β	γ	δ
1	$\pi p \rightarrow \pi^+ p$	I	1/6	1/3	-1/12	35	$K^+ p \rightarrow \phi \Lambda$		1/3V2	-1/6V2	-1/9V6
2	$\pi p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	I	-1/6	1/6	1/12	36	$K^+ p \rightarrow \phi \Sigma^+$		-1/9V6	1/18V6	1/18V2
3	$\pi p \rightarrow \pi^+ p$	I	1/3	1/6	-1/12	37	$K^+ p \rightarrow \rho^+ \Sigma^+$		5/9V2	5/9V6	-1/9V6
4	$\pi p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		-1/2V6	1/6V6	1/6V2	38	$K^+ p \rightarrow K^{*+} n$		-1/6	1/18V3	-1/9V3
5	$\pi p \rightarrow K^+ \Lambda$		1/6V6	1/6V2	1/6V2	39	$\pi^+ p \rightarrow \omega n$		5/9V6	-1/3V2	-1/6V2
6	$\pi p \rightarrow n \eta$		1/6V6	1/6V2	1/6V2	40	$K^+ p \rightarrow \omega \Lambda$		-1/6	1/3V6	-1/6V6
7	$\pi p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		-1/6V2	1/6V2	1/6V2	41	$K^+ p \rightarrow \omega \Sigma^+$		1/18V3	1/3V6	-1/6V3
8	$\pi p \rightarrow K^+ n$	I	1/3	1/6	-1/12	42	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V2	-1/3V3	-1/6V3
9	$K^+ p \rightarrow K^+ p$	I	1/3	1/6	-1/12	43	$\pi^+ p \rightarrow \phi N^{*+}$		1/3V6	1/3V3	-1/6
10	$K^+ p \rightarrow K^+ p$	I	1/3	1/6	-1/12	44	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V2	1/3V6	1/3V3
11	$K^+ p \rightarrow \pi^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	45	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V6	-1/3V3	-1/2V6
12	$K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	46	$\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \eta$		1/3V2	-1/3V3	1/18V2
13	$K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	47	$\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \eta$		1/3V6	1/3V3	1/3V6
14	$K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	48	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V2	1/3V6	-1/4V3
15	$K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	49	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V6	1/3V3	1/36
16	$K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	50	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V2	1/3V6	1/3V3
17	$K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	51	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V6	-1/3V3	-1/6V3
18	$K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	52	$K^+ p \rightarrow K^{*+} \eta$		1/3V2	1/3V6	-1/6V3
19	$K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$		1/3	1/6	-1/12	53	$K^+ p \rightarrow K^{*+} \eta$		1/3V6	1/3V3	1/18
20	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p$		-1/9V2	4/9V2	1/18V2	54	$K^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V2	1/3V6	1/3V3
21	$\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+$		1/9V2	1/9V2	-1/18V2	55	$K^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V6	1/3V3	-1/6V3
22	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p$		1/9V2	1/9V2	1/18V2	56	$K^+ p \rightarrow K^{*+} \eta$		1/3V2	1/3V6	-1/6V3
23	$\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+$		1/9V2	1/9V2	1/18V2	57	$K^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V6	1/3V3	1/36
24	$\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \Lambda$		-1/2V3	5/18V3	-1/18V3	58	$K^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V2	1/3V6	1/3V3
25	$\pi^+ p \rightarrow \eta n$		5/18V3	1/18	-1/18	59	$K^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V6	1/3V3	-1/6V3
26	$\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+$		1/18	5/18	-1/18	60	$K^+ p \rightarrow K^{*+} \eta$		1/3V2	1/3V6	-1/6V3
27	$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ n$		-5/18	4/9V2	-1/18	61	$K^+ p \rightarrow \rho^+ N^{*+}$		1/3V6	1/3V3	1/18
28	$K^+ p \rightarrow K^{*+} p$		4/9V2	1/9V2	-1/18V2	62	$\pi^+ p \rightarrow \omega N^{*+}$		1/3V2	1/3V6	1/18V2
29	$K^+ p \rightarrow K^{*+} p$		4/9V2	1/9V2	-1/18V2	63	$\pi^+ p \rightarrow \omega N^{*+}$		1/3V6	1/3V3	1/18
30	$K^+ p \rightarrow \rho^+ \Sigma^+$		4/9V2	1/9V2	-1/18V2	64	$K^+ p \rightarrow \omega \eta$		1/3V2	1/3V6	1/18V2
31	$K^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+$		4/9V2	1/9V2	-1/18V2						
32	$K^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+$		4/9V2	1/9V2	-1/18V2						
33	$K^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+$		4/9V2	1/9V2	-1/18V2						
34	$K^+ p \rightarrow \rho^+ \Lambda$		-1/2V6	1/9V2	-1/6V6						

Таблица 2.
(Амплитуда B)

№	Реакция	P Гэв/с	Q Гэв	G _{эф} мб	F _G _{эф}	x	Ссылки
1	$K\bar{p} \rightarrow K^+ n$	1,15	0,42	5300 ± 500	18700 ± 1770	I	I4
2		1,22	0,46	2300 ± 100	8400 ± 364		I4
3		1,43	0,56	1800	7150		I6
4		1,51	0,60	1800	7350		I6
5		1,61	0,64	1700	7310		I6
6		1,70	0,68	2100	9100		I6
7		1,80	0,72	1550 ± 90	7200 ± 420		I6
8		2,24	0,90	1040	4900		I4
9		2,45	0,98	520 ± 70	3020 ± 410		I6
10		2,70	1,06	300 ± 40	1890 ± 250		I6
11		3,00	1,18	500 ± 100	3460 ± 681		9
12		3,50	2,92	76 ± 11	1520 ± 218		I6
13	$K\bar{p} \rightarrow K^+ \bar{p}$	1,46	0,17	2000 ± 300	13600 ± 2000	3/16	I7
14		1,50	0,20	1550	10100		I9
15		1,64	0,27	1360	8750		I9
16		3,0	0,79	800 ± 70	6300 ± 550		9
17		3,5	0,97	500	4360		I9
18		5,5	1,57	103	1270		I9
19	$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Lambda$	2,7	0,82	120 ± 11	840 ± 77	2	I2
20		3,0	0,94	31 ± 14	232 ± 105		I3
21	$\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \Lambda$ $K\bar{p} \rightarrow K^{*+} N^{*+}$ $K\bar{p} \rightarrow K^{*+} N^{*+}$	2,7	0,43	53 ± 8	472 ± 71	2/9	I2
22		3,0	0,49	750 ± 90	7300 ± 880	3/8	9
23		3,0	0,81	690 ± 165	5650 ± 1350	3/8	9

Таблица 3
(Амплитуда D)

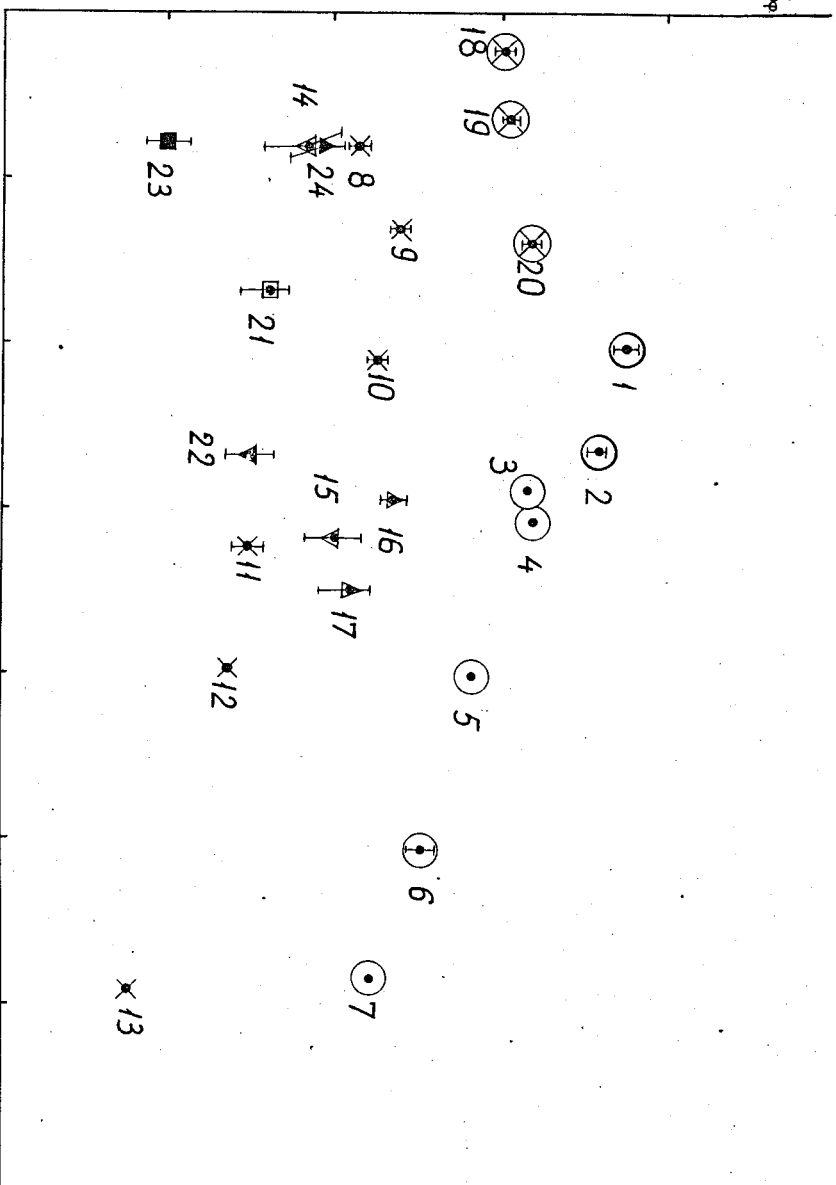
№	Реакция	P Гэв/с	Q Гэв	$\sigma_{\text{эп}}$ мб.	$F\sigma_{\text{эп}}$	X	Ссылки
1	$K\bar{p} \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$	1,15	0,52	1400 ± 200	5300 ± 760	1	14
2		1,47	0,67	820 ± 100	3560 ± 430		14
3		1,60	0,73	310	1420		15
4		1,70	0,78	300	1430		15
5		2,24	1,00	60	345		14
6		3,0	1,28	45 ± 9	320 ± 64		9
7		3,5	1,46	20	160		10
8	$K\bar{p} \rightarrow K^+ \Xi^-$	1,47	0,20	80 ± 10	550 ± 69	1/4	14
9		1,80	0,34	140 ± 20	945 ± 135		14
10		2,24	0,53	100 ± 10	705 ± 71		14
11		3,0	0,81	15 ± 3	122 ± 24		9
12		3,5	0,99	10	91		10
13		5,0	1,49	2	23		11
14	$K\bar{p} \rightarrow K^0 \Xi^0$	1,47	0,20	10 ± 5	69 ± 34	1	14
15		3,0	0,81	12 ± 4	98 ± 32		9
16	$\pi\bar{p} \rightarrow K^+ \Sigma^-$	2,7	0,74	31 ± 5	221 ± 37	1	12
17		3,0	0,87	15 ± 5	117 ± 39		13
18	$\pi\bar{p} \rightarrow K^{*+} \Sigma^-$	2,0	0,06	20 ± 2	330 ± 33	3	18
19		2,25	0,16	30 ± 2	342 ± 23		18
20		2,7	0,35	50 ± 6	495 ± 60		12
21	$K\bar{p} \rightarrow K^{*+} \Xi^-$	3,0	0,41	19 ± 6	204 ± 64	3/16	9
22	$K\bar{p} \rightarrow p^+ \Sigma^-$	3,0	0,66	30 ± 10	258 ± 86	3/25	9
23	$K\bar{p} \rightarrow K^{*0} \Xi^{*0}$	3,0	0,2	7 ± 2	106 ± 30	3/32	9
24	$K\bar{p} \rightarrow K^{*+} \Xi^{*-}$	3,0	0,2	14 ± 5	212 ± 76	3/8	9



χ^2_{sp} 10^4 10^3 10^2

10

18



0,5

PNC. 2

1,0

1,5

 $Q(1736)$