



8
B55

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Ф. Вишневецкий, Ду Юань-цай, В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян,
Цзян Шао-цзюнь, Чжан Вень-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан

P-1297

О ВОЗМОЖНОЙ СХЕМЕ
ОБРАЗОВАНИЯ Λ -ГИПЕРОНОВ
ЧЕРЕЗ ИЗОБАРЫ В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 7-8 БЭВ

*ЖЭТФ, 1964, т 46, в 1, с 232-242
Ядерная физика, 1964, т 9, № 3, р 161-176.*

В.Ф. Вишнеvский, Ду Юань-цай, В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян,
Цзян Шао-цзюнь, Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан

P-1297

О ВОЗМОЖНОЙ СХЕМЕ
ОБРАЗОВАНИЯ Λ -ГИПЕРОНОВ
ЧЕРЕЗ ИЗОБАРЫ В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 7-8 БЭВ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963

1935/2 48

§ 1. Введение

Путем многих экспериментов ^{/1,2,3,4,5/} было установлено, что импульсные распределения вторичных барионов, образованных в π^-p -взаимодействиях при энергиях $E_{\pi} \approx 7-8$ Бэв и 16 Бэв, имеют два максимума.

Например, в работе ^{/1/} изучались процессы образования Λ -гиперонов в π^-p -взаимодействиях при энергиях 7-8 Бэв с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры в постоянном магнитном поле 13700 э. Было обнаружено, что импульсные распределения Λ -гиперонов в системе центра масс π^-p не согласуются со статистической теорией. В частности, в импульсных распределениях Λ -гиперонов проявляются две группы. В указанных работах ^{/1/} на основании анализа экспериментальных данных делается вывод о том, что одна группа Λ -гиперонов возникает в центральных взаимодействиях, а вторая - в периферических.

В настоящей работе предлагается другая возможная схема образования Λ -гиперонов через изобары, как часть той схемы, которая более подробно описана в ^{/7/}; в частности показано, что одним из кинематических следствий такой схемы является существование этих двух групп Λ -гиперонов в импульсном распределении.

Подобный кинематический анализ можно вести также для данных работ ^{/2,3,4,5/}.

§ 2. Основные данные

Ниже перечисляются основные данные Λ -гиперонов из работы ^{/1/}. На рис. 1 а), б) представлены угловое и импульсное распределения Λ -гиперонов в системе центра масс π^-p . На рис. 2 а), б) и в) приведены распределения Λ -гиперонов по так называемым трехмерным переданным импульсам $|\vec{\Delta}| = |\vec{P}_p^c - \vec{P}_\Lambda^c|$, переданным энергиям $\Delta_0 = E_p^c - E_\Lambda^c$ и четырехмерным переданным импульсам $\Delta = \sqrt{\vec{\Delta}^2 - \Delta_0^2}$, где $\vec{P}_p^c, \vec{P}_\Lambda^c, E_p^c$ и E_Λ^c - импульсы и энергии протонов и Λ -гиперонов в с.ц.м. π^-p . Как видно из этих рисунков, в импульсных распределениях проявляются две группы Λ -гиперонов. Для Λ -гиперонов с импульсом больше 1300 Мэв/с характерны малые значения $\vec{\Delta}$, Δ_0 и Δ , а для Λ -гиперонов с импульсом меньше 1300 Мэв/с - большие значения $\vec{\Delta}$, Δ_0 и Δ (см. рис. 2). Другой критерий распределения Λ -гиперонов на $\Delta > 700$ Мэв или $\Delta < 700$ Мэв практически совпадает с критерием разделения по импульсам $P_\Lambda^c < 1300$ Мэв/с или $P_\Lambda^c > 1300$ Мэв/с соответственно. Все Λ -гипероны на плоскости $|\vec{\Delta}|$ и $\text{Cos} \theta_{\vec{\Delta} \vec{P}_p^c}$ (косинус угла между трехмерным переданным импульсом и импульсом протона в с.ц.м. π^-p) разделяются снова на две группы: одна - со значениями $|\Delta| > 800$ Мэв/с и $\text{Cos} \theta_{\vec{\Delta} \vec{P}_p^c} \geq 0,8$, а другая - $|\Delta| < 800$ Мэв/с и $0,0 \leq \text{Cos} \theta_{\vec{\Delta} \vec{P}_p^c} \leq +1,0$ (см. рис. 3а), причем Λ -гипероны с $P_\Lambda^c < 1300$ Мэв/с находятся в первой группе, а $P_\Lambda^c > 1300$ Мэв/с - во второй группе.

В угловом распределении Λ -гиперонов в с.ц.м. $\pi^- p$ (рис. 1а) имеется резко выраженный пик при $\theta_{\Lambda}^c \approx 180^\circ$. Отношение чисел Λ -гиперонов, летящих вперед и назад в с.ц.м. $\pi^- p$

$\frac{n_{\Lambda}}{n_{\bar{\Lambda}}} = (0,18 \pm 0,02)$, т.е. барионы преимущественно сохраняют свое направление движения. Все Λ -гипероны с $\Delta < 700$ Мэв находятся исключительно в интервале $(-1,0 \leq \cos \theta_{\Lambda}^c \leq -0,9)$, где θ_{Λ}^c - угол вылета Λ -гиперонов в системе центра масс $\pi^- p$.

Импульсное и угловое распределения Λ -гиперонов из ΛK^0 -пар в с.ц.м. $\pi^- p$ такие же, как у одиночных Λ -гиперонов^{/6/}. На рис. 4 представлено распределение ΛK^0 -пар по углам между Λ -гипероном и K^0 -мезоном. В распределениях по значениям энергии распада $Q_{\Lambda K}$ был обнаружен пик в интервале (100-200) Мэв^{/6/}.

§ 3. Кинематика Λ -гиперонов, образованных через изобары, в системе центра масс $\pi^- p$

Рассматривается реакция:



где A - изобара, в результате распада которой образуется Λ -гиперон, B - совокупность всех остальных частиц. Процесс образования изобары полностью характеризуется γ_c , m_A , q и η , где q - поперечный импульс изобары A . η - так называемый коэффициент упругости взаимодействий:

$$\eta = \frac{E_A^c}{E_p^c} \approx \frac{1}{2} \left\{ 1 + \beta_c + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(m_p \gamma_c)^2 (1 + \beta_c)} \right\} \quad (2)$$

при

$$\frac{1}{2} \left(\frac{m_{\pi}}{m_p \gamma_c} \right)^2 \ll 1.$$

Здесь γ_c и β_c - лоренцов фактор и скорость движения системы центра масс $\pi^- p$ в лабораторной системе; E_A^c и E_p^c - полные энергии изобары A и протона в системе центра масс $\pi^- p$; $m_B = \frac{\sum m_i \gamma_i^c}{\gamma_c}$ - приведенная масса совокупности B , где γ_B^c и γ_i^c - лоренцовы факторы совокупности B и входящих в нее вторичных частиц в с.ц.м. $\pi^- p$. Из формулы (2) следует, что если совокупность B тоже изобара с определенной массой, то m_B и η принимают определенные значения. Наоборот, если B - совокупность несвязанных между собой частиц, то m_B и η могут принимать самые разнообразные значения.

Далее изобара A распадается по простой или по каскадной схемам:

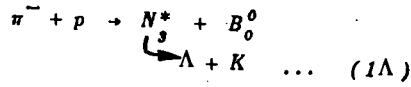


Возможные схемы распада изобары с образованием Λ -гиперонов описаны в^{/7/}.

Между импульсом P_{Λ}^c и углом θ_{Λ}^c Λ -гиперона в с.ц.м. $\pi^- p$ существует простое кинематическое соотношение:

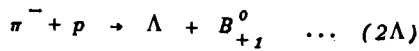
$$\cos(\theta_{\Lambda}^c - \delta_c) = T_c \frac{E_{\Lambda}^c}{P_{\Lambda}^c} - W_c \frac{1}{P_{\Lambda}^c}, \quad (5)$$

где δ_c , T_c и W_c - постоянные коэффициенты для каждого конкретного процесса. Они зависят от η , q и т.д. Фазовый сдвиг δ_c пропорционален q -поперечному импульсу изобары. По формуле (5) вычислены кинематические кривые для следующих процессов:



$$\eta = 1.10 \quad m_B \sim 0.7 \text{ БэВ}$$

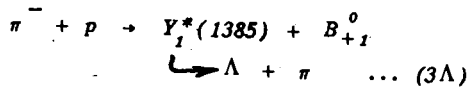
$$\eta = 1.00 \quad m_B \sim 1.5 \text{ БэВ};$$



$$\eta = 1.00 \quad m_B \sim 0.5 \text{ БэВ}$$

$$\eta = 0.97 \quad m_B \sim 0.9 \text{ БэВ}$$

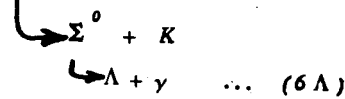
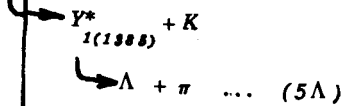
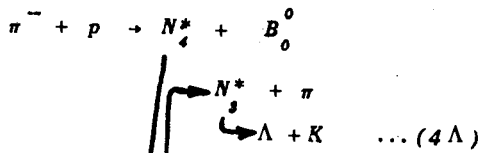
$$\eta = 0.88 \quad m_B \sim 1.5 \text{ БэВ};$$



$$\eta = 1.04 \quad m_B \sim 0.5 \text{ БэВ}$$

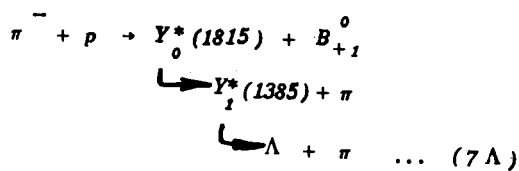
$$\eta = 1.02 \quad m_B \sim 0.9 \text{ БэВ}$$

$$\eta = 1.00 \quad m_B \sim 1.2 \text{ БэВ};$$



$$\eta = 1.10 \quad m_B \sim 1.0 \text{ БэВ}$$

$$\eta = 1.00 \quad m_B \sim 1.9 \text{ БэВ};$$

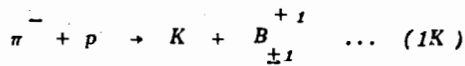


$$\eta = 1.10 \quad m_B \approx 0,9 \text{ БэВ}$$

$$\eta = 1.00 \quad m_B \approx 1,5 \text{ БэВ.}$$

B_s^n - совокупность всех тех вторичных частиц, которые не принадлежат изобаре A , индекс n - барионное число, s - странность этой совокупности. Во всех этих процессах задавалось $q = 0; 0,3$ и $0,5$ БэВ/с. При этом предполагалось, что изобара A движется в задней полусфере в с.п.м. $\pi^- p$, так как барион преимущественно сохраняет свое направление движения до взаимодействия. Эти кривые приведены на рис. 5. Они показывают, что различные значения поперечного импульса q изобары A дают некоторое размытие по косинусам углов $\cos \theta_\Lambda^c$, а η - по импульсам P_Λ^c .

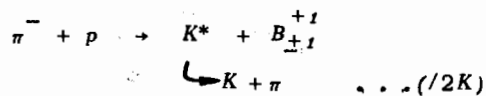
Надо отметить, что при сравнении экспериментальных данных с этими кинематическими кривыми нельзя ожидать, чтобы все экспериментальные точки легли на какую-либо одну из кинематических кривых, так как истинные значения поперечного импульса q изобары A статистически флуктуируют. Кроме того, каждому значению q соответствует серия кинематических кривых, заключенных между двумя предельными кривыми. Когда $q = 0$, эти две предельные кривые совпадают между собой. Следовательно, экспериментальные точки должны преимущественно располагаться между двумя предельными кривыми с $q \approx 0,3$ БэВ/с. (в предположении, что рождение Λ -гиперонов описывается процессами $(1\Lambda) - (7\Lambda)$). Аналогичные кривые были вычислены также для K^0 -мезонов. На рис. 6 приведены три серии таких кривых для следующих процессов:



$$\eta = 0.98 \quad m_B \approx 1.1 \text{ БэВ}$$

$$\eta = 0.95 \quad m_B \approx 1.2 \text{ БэВ}$$

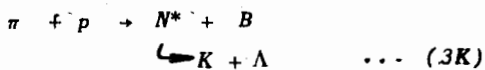
$$\eta = 0.85 \quad m_B \approx 1.8 \text{ БэВ}$$



$$\eta = 1.02 \quad m_B \approx 1.1 \text{ БэВ}$$

$$\eta = 0.97 \quad m_B \approx 1.4 \text{ БэВ}$$

$$\eta = 0.90 \quad m_B \approx 1.8 \text{ БэВ}$$



$$\eta = 1.10 \quad m_B \approx 0.7 \text{ БэВ}$$

$$\eta = 1.00 \quad m_B \approx 1.5 \text{ БэВ}$$

§ 4. Кинематический анализ экспериментальных данных Λ -гиперонов

Сопоставление углового и импульсного распределений Λ -гиперонов на рис. 1 а/, б/ с кинематическими кривыми - см. рис. 5 и рис. 1 в/ - приводит к указанию на разделение всех Λ -гиперонов на три группы. Если принять существование этих трех групп Λ -гиперонов за истину, то можно попытаться анализировать их. Первая группа летит назад и сосредоточена в области $1300 \text{ Мэв/с} \leq P_{\Lambda}^c \leq 1800 \text{ Мэв/с}$ и $-1,00 \leq \text{Cos} \theta_{\Lambda}^c \leq -0,90$. В эту группу дают вклад прямое образование Λ -гиперонов по реакции (2 Λ) и образование Λ -гиперонов через гиперонную изобару Y_1^* (1385) по реакции (3 Λ). Вторая группа тоже летит назад и сосредоточена в области $500 \text{ Мэв/с} \leq P_{\Lambda}^c \leq 1300 \text{ Мэв/с}$ и $-1,00 \leq \text{Cos} \theta_{\Lambda}^c \leq -0,80$. Она может соответствовать образованию Λ -гиперонов через нуклонную изобару N_3^* (1688) по реакции (1 Λ). Третья группа, возможно, соответствует каскадным рождениям Λ -гиперонов через нуклонную изобару N_4^* и гиперонную изобару Y_0^* (1815) по реакциям (4 Λ), (5 Λ), (6 Λ) и (7 Λ). Эта группа более равномерно распределена по углам - $100 \leq \text{Cos} \theta_{\Lambda}^c \leq +1,00$ и преимущественно находится в импульсном интервале $100 \text{ Мэв/с} \leq P_{\Lambda}^c \leq 1000 \text{ Мэв/с}$.

На рис. 2 г), д), е) и ж) приведены кинематические кривые для величины $\text{Cos} \theta_{\Lambda}^c$, $|\vec{\Delta}| = |\vec{P}_p^c - \vec{P}_{\Lambda}^c|$, $\Delta_0 = E_p^c - E_{\Lambda}^c$ и $\Delta = \sqrt{\vec{\Delta}^2 - \Delta_0^2}$ в зависимости от P_{Λ}^c для реакций (1 Λ) и (3 Λ). А на рис. 3 б) представлена кинематическая зависимость $\text{Cos} \theta_{\Delta_p}^c$ от $|\vec{\Delta}|$ для реакций (1 Λ) и (3 Λ). Легко видеть из этих рисунков, что разделение Λ -гиперонов по этим параметрам на две группы (как обсуждалось в § 2 и в работах /1а/ и /1б/) является естественным следствием кинематики образования Λ -гиперонов через предполагаемые процессы (1 Λ), (2 Λ) и (3 Λ). Необходимо отметить, что по сравнению с кинематическими кривыми для процессов (1 Λ), (2 Λ) и (3 Λ) на рис. 2 а), в) и 3 а) в распределениях по $|\vec{\Delta}|$ и $\Delta = \sqrt{\vec{\Delta}^2 - \Delta_0^2}$ наблюдается некоторый избыток Λ -гиперонов с большими значениями $|\vec{\Delta}|$ и Δ ; эти Λ -гипероны относятся к третьей группе. Нужно обратить внимание еще на то, что в рассматриваемой схеме образования Λ -гиперонов через изобары величины $\vec{\Delta}$, Δ_0 и Δ уже больше не являются трехмерным переданным импульсом, переданной энергией и четырехмерным переданным импульсом, так как эти величины относятся не к изобаре A , а к продукту ее распада.

Из кинематических кривых /рис. 5/ видно, что разделение Λ -гиперонов на три группы должно особенно четко выявляться на плоскости P_{Λ}^c и $\text{Cos} \theta_{\Lambda}^c$. Распределение Λ -гиперонов на плоскости P_{Λ}^c и $\text{Cos} \theta_{\Lambda}^c$ легко получить из перестройки распределения Λ -гиперонов на плоскости $|\vec{\Delta}|$ и $\text{Cos} \theta_{\Delta_p}^c$ (рис. 3 а) /1/ при помощи треугольника $\vec{\Delta} = \vec{P}_p^c - \vec{P}_{\Lambda}^c$, где $P_p^c = 1,82 \text{ Бэв/с}$. Между точками на плоскости P_{Λ}^c и $\text{Cos} \theta_{\Lambda}^c$ и на плоскости $|\vec{\Delta}|$ и $\text{Cos} \theta_{\Delta_p}^c$ существует однозначное соответствие - см. рис. 3 в/ и 3 а/.

В предположении изотропного распределения третьей группы по полярному углу θ_{Λ}^c было грубо оценено отношение чисел Λ -гиперонов в первой, второй и третьей группах, оказавшееся равным 2:3:2.

§ 5. Некоторые предсказания и предложения

1) Если нанести на плоскость P_{Λ}^c и $\text{Cos} \theta_{\Lambda}^c$ (см. рис. 5 ж) распределение Λ -гиперо-

чов, для которых эффективная масса комбинаций $\Lambda_{\pi^+\pi^-}$ находится в интервале 1700 Мэв $\leq M_{\Lambda_{\pi^+\pi^-}} \leq 1900$ Мэв (в этом интервале был обнаружен предполагаемый резонанс $Y_0^*(1815) \rightarrow \Lambda_{\pi^+\pi^-}$), то в сделанных предположениях процесса (7А) все точки должны находиться ниже огибающих кривых.

2) Если предположить, что в реакции (3А) B_{+1}^0 является K или K^* , и считать, что вероятность обмена двумя мезонами мала по сравнению с вероятностью обмена одним мезоном, то гиперонная изобара $Y_1^*(1385)$ должна быть нейтральна. Тогда Λ -гипероны с $P_{\Lambda}^c \geq 1300$ Мэв/с не должны находиться в резонансе с заряженными π -мезонами. Эти Λ -гипероны также не должны находиться в резонансе с K -мезонами. Обнаруженные в /9/ пики в распределениях по связанным массам $M_{\Lambda\pi^+}$ и $M_{\Lambda K^0}$ должны относиться к тем случаям, для которых $P_{\Lambda}^c \leq 1300$ Мэв/с. Часть гиперонов с $P_{\Lambda}^c \geq 1300$ Мэв/с должна находиться в резонансе с нейтральными π -мезонами; из-за малой статистики и низкой эффективности регистрации γ -квантов в камере нет возможности проверить это.

3) По предложенной в данной работе схеме образования Λ -гиперонов и K -мезонов через нуклонную изобару N_3^* по реакциям (1А) и (3К) следует, что:

а) для ΛK -пар с $P_{\Lambda}^c < 1300$ Мэв/с должен существовать пик в распределении эффективной массы $M_{\Lambda K}$ вблизи массы изобары N_3^* , т.е. $M_{\Lambda K} \approx M_{N_3^*} \approx 1688$ Мэв ($Q_{\Lambda K} \approx 75$ Мэв);

б) Λ -гипероны и K -мезоны из ΛK -пар, дающих резонанс со значением $Q_{\Lambda K} \approx 75$ Мэв, должны преимущественно находиться в интервалах $500 \text{ Мэв/с} \leq P_{\Lambda}^c \leq 1300 \text{ Мэв/с}$ и $100 \text{ Мэв/с} \leq P_K^c \leq 700 \text{ Мэв/с}$ и двигаться назад в с.д.м. $\pi^- p$ согласно (1А), (4А) и (3К);

в) между Λ -гипероном и K -мезоном из одной и той же ΛK -пары со значением $Q_{\Lambda K} \approx 75$ Мэв должна существовать некоторая угловая корреляция.

4) Λ -гипероны и K -мезоны из ΛK -пар с $P_{\Lambda}^c > 1300$ Мэв/с по предложенной схеме образуются по каналам (2А) и (3А), а не через общую изобару. Отсюда можно сделать следующие выводы:

а) в с.д.м. $\pi^- p$ Λ -гипероны из этих пар резко коллимированы назад ($-1,00 \leq \text{Cos} \theta_{\Lambda}^c \leq -0,90$), а K -мезоны летят преимущественно вперед; угол между Λ -гипероном и K -мезоном в каждой паре велик. Если предположить, что B_{+1}^0 в каналах (2А), (3А) есть K или K^* , то по кинематике для (1К) и (2К) K -мезоны должны быть направлены вперед в узком конусе $+0,80 \leq \text{Cos} \theta_K^c \leq +1,00$. Тогда $\text{Cos} \theta_{\Lambda K}^c$ близко к $(-1,00)$;

б) Λ -гипероны и K -мезоны из этих пар не должны находиться в резонансе.

5) По предложенной схеме K^0 -мезоны с $P_K^c > 1300$ Мэв/с образуются по реакции 1К, следовательно:

а) они тоже не должны находиться в резонансе с Λ -гиперонами;

б) в с.д.м. ($\pi^- p$) K^0 -мезоны из ΛK -пар с $P_K^c > 1300$ Мэв/с должны быть резко коллимированы вперед ($+0,90 \leq \text{Cos} \theta_K^c \leq +1,00$), а Λ -гипероны преимущественно назад, угол между Λ -гипероном и K -мезоном каждой такой ΛK -пары велик.

6) Вообще говоря, при образовании Λ -гиперонов через соответствующие процессы (1A) — (7A) ΛK^0 -пары должны разделиться на две группы:

а) ΛK^0 -пары, образованные через (2A), (3A) и (7A), для которых в с.ц.м. $\pi^- p$ Λ -гипероны преимущественно движутся в задней полусфере, а K^0 -мезоны — в передней;

б) ΛK^0 -пары, образованные через (1A), (4A), (5A) и (6A), для которых Λ -гипероны и K^0 -мезоны являются продуктами распада изобары, идущей в заднюю полусферу.

На рис. 4 в распределении ΛK^0 -пар по $\cos \theta_{\Lambda K}^c$ видно некоторое разделение ΛK^0 -пар на две группы с $\cos \theta_{\Lambda K}^c < -0,4$ (первая группа) и $\cos \theta_{\Lambda K}^c > -0,2$ (вторая группа). Следовательно, ΛK^0 -пары с $P_{\Lambda}^c > 1,3$ Бэв/с или $P_K^c > 1,3$ Бэв/с должны внести вклад в первую группу, а ΛK^0 -пары со значением $Q_{\Lambda K} \approx 75$ Мэв — во вторую.

§ 6. Выводы и обсуждение

1) В настоящей работе показано, что найденные в [1] две группы Λ -гиперонов в импульсных распределениях могут быть истолкованы, как одно из кинематических следствий образования Λ -гиперонов через соответствующие процессы. Другие кинематические следствия образования Λ -гиперонов через эти процессы тоже не противоречат экспериментальным данным.

2) Если принять схему образования Λ -гиперонов через соответствующие процессы (1A) — (7A) за истинную, то при помощи кинематического анализа удастся разделить Λ -гипероны на три следующие группы.

Импульсные интервалы P_{Λ}^c Мэв/с	Угловые интервалы $\cos \theta_{\Lambda}^c$	Относительное число Λ -гиперонов данной группы	Способы образования
1300 ÷ 1800	$(-1,00) \div (-0,90)$	2	Прямое и через Y_1^* (1385)
500 ÷ 1300	$(-1,00) \div (-0,80)$	3	через N_3^* (1688)
100 ÷ 1000	$(-1,00) \div (+1,00)$	2	через N_4^* (1922) и Y_0^* (1815)

3) В настоящей работе предложена схема распада изобары N_3^* на Λ -гиперон и K^0 -мезон. Анализ экспериментальных данных показывает, что такая схема оказывается возможной. В отдельной работе [7] рассматриваются схемы распада изобары N_3^* . Сравнение хода сечений реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ с ходом полных сечений $\pi^- p$ -взаимодействий в зависимости от кинетической энергии первичных π^- -мезонов (см. рис. 7) тоже приводит к заключению о том, что изобара N_3^* в процессе образования Λ -гиперонов и K^0 -мезонов играет существенную роль. Поэтому представляет большой интерес проверка этой гипотезы распада изобары N_3^* на Λ -гиперон и K^0 -мезон и изучение

всех остальных возможных схем распада изобары N_3^* . Эту проверку, по-видимому, удобнее всего осуществить в $\pi^- p$ -взаимодействиях при $E_\pi \approx 1$ Бэв и в NN -взаимодействиях при $E_N \approx 6$ Бэв.

4) Во многих экспериментах, в частности в $\pi^- p$ -взаимодействиях с энергией 7-8 Бэв и 16 Бэв, получены импульсные распределения вторичных частиц с двумя пиками, которые не могут быть объяснены с точки зрения статистической теории. Статистическая теория предполагает, что при взаимодействии частицы образуют единую систему, которая является центром испускания вторичных частиц. Для понимания такого характера импульсных распределений в настоящей работе введены следующие дополнения к методике обработки экспериментальных данных :

а) предположение о двухэтапном образовании вторичных частиц через изобару A с поперечным импульсом $q \leq 0,5$ Бэв/с. При взаимодействии две частицы не образуют единую систему, а только возбуждаются отдельно; такие возбужденные частицы (изобары) являются центрами испускания вторичных частиц. Подобная идея высказывалась также в теории 'fire ball' ;

б) кинематический анализ вторичных частиц.

Результаты данной работы показывают, что такое предположение и кинематический анализ, по меньшей мере, в некоторых случаях могут оказаться полезными, особенно в области энергии порядка Бэв, когда первичные частицы при взаимодействиях не очень сильно возбуждаются и каналов возбуждения еще не так много.

5) В настоящей работе предполагается, что процессы образования изобары протекают по схеме: $\pi^- + p \rightarrow A + B$, где A - рассматриваемая изобара, а B - совокупность всех остальных вторичных частиц. Если B - тоже изобара, то m_B и η принимают определенные значения и существуют четкие кинематические кривые. Если B - совокупность нескольких не связанных между собой частиц, то m_B и η принимают самые разнообразные значения. Тогда кинематические кривые превращаются в сильно размытые по импульсам области. В настоящей работе все же удалось разделить Λ -гипероны на три группы с определенными кинематическими характеристиками. Может быть, это можно рассматривать как некоторое указание на то, что процессы образования изобары с заметной вероятностью протекают, как двухчастичная реакция. Другими словами, процессы взаимодействий между двумя частицами с заметной вероятностью протекают следующим образом, сначала обе частицы во время взаимодействий возбуждаются с обменом поперечным импульсом - $q \leq 500$ Мэв/с (переданный продольный импульс может быть любым), затем эти возбужденные частицы (изобары) спонтанно распадаются на вторичные частицы. Конечно, возможно, что возбуждается только одна из двух взаимодействующих частиц, а вторая остается невозбужденной. Нужно отметить еще, что здесь рассматривается только кинематическая сторона образования вторичных частиц через изобары с малым поперечным импульсом и совершенно не обсуждается конкретный механизм образования изобар.

Приятно сообщить, что в /10/ с помощью другого подхода пришли к выводу о том, что второй пик в импульсных распределениях Λ -гиперонов в интервале $1,3 \text{ Бэв/с} \leq P_\Lambda^c \leq 1,8 \text{ Бэв/с}$ обусловлен резонансным взаимодействием первичного π^- -мезо-

на с промежуточным K^- -мезоном, передающим основную часть взаимодействия в периферических π^-p -столкновениях. Этот вывод находится в согласии с нашим объяснением образования Λ^- -гиперонов через процессы (2 Λ) и (3 Λ).

Авторы пользуются случаем выразить свою благодарность В.И.Векслеру за проявленный интерес к настоящей работе и поддержку, авторам работы /1/, В.С.Барашенкову, Д.И.Блохинцеву, Г.Домокошу, И.Патера и китайским физикам, работающим в ОИЯИ, за полезные обсуждения, В.П.Соломахиной, В.М.Пономаревой и М.И.Чикваровой за помощь в обработке данных.

Л и т е р а т у р а

1. а) В.И.Векслер, И.Врана, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.К.Михул, Э.К.Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, М.И.Соловьев, Т.Хофмокл, Чен Лин-янь. Препринт ОИЯИ Д-806, Дубна, 1961.
б) В.А.Беляков, Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, И.Врана, Ду Юань-цай, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Э.Михул, Нгуен Дин Ты, И.Патера, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев, Т.Хофмокл, Чень Лин-янь, А.Михул. ЖЭТФ, 44, 431 (1963).
2. Ван Шу-фэнь, Чжен Пу-ин, Ло Чунь-сюнь, Жэн Зеин-жу. Acta Physica Sinica Vol. 18, N8, p. 422 (1962).
3. K.Lanius. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN, p.617 (1962).
4. А.Х.Виницкий, И.Г.Голяк, В.И.Гуськин, Ж.С.Такибаев. ЖЭТФ, 44, 424 (1963).
5. T.Bartke, R.Budde, W.A.Cooper, H.Filthuth, Y.Goldschmisi, Clermont, G.R.Macheod, A.de Marco, A.Minguzzi - Ranzi, L.Montanet, D.R.O.Morrison, S.Nilson, C.Peyrom, R.Sosnowski, A.Bigi, R.Carrara, C.Franzinetti, I.Mannelli, G.Brautti, M.Caschia and L.Charsovani. Nuovo Cimento 24, 876 (1962).
6. Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Ду Юань-цай, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев, В.Н.Пенев, А.Михул. ЖЭТФ, 43, 815 (1962).
7. В.Ф.Вишневский, Ду Юань-цай, В.И.Мороз, А.В.Никитин, Ю.А.Троян, Цзян Шао-цзюнь, Чжан Вэнь-юй, Б.А.Шахбазян, Янь У-гуан. Возможное построение системы изобарных состояний и схем их переходов. Препринт ОИЯИ Р-1282, Дубна, 1963.
8. В.А.Беляков, Ван Юн-чан, В.И.Векслер, М.М.Вирясов, Ду Юань-цай, Е.Н.Кладницкая, Ким Хи Ин, А.А.Кузнецов, А.К.Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. 1962 International Conference on High-Energy at CERN page 336 (1962).
9. а) В.С.Барашенков, В.М.Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-724, Дубна, 1961. Fortschritte der Physik Band.9, Heft 11 (1961).
б) В.С.Барашенков, И.Патера. Препринт ОИЯИ Р-1163, Дубна, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 мая 1963 г.

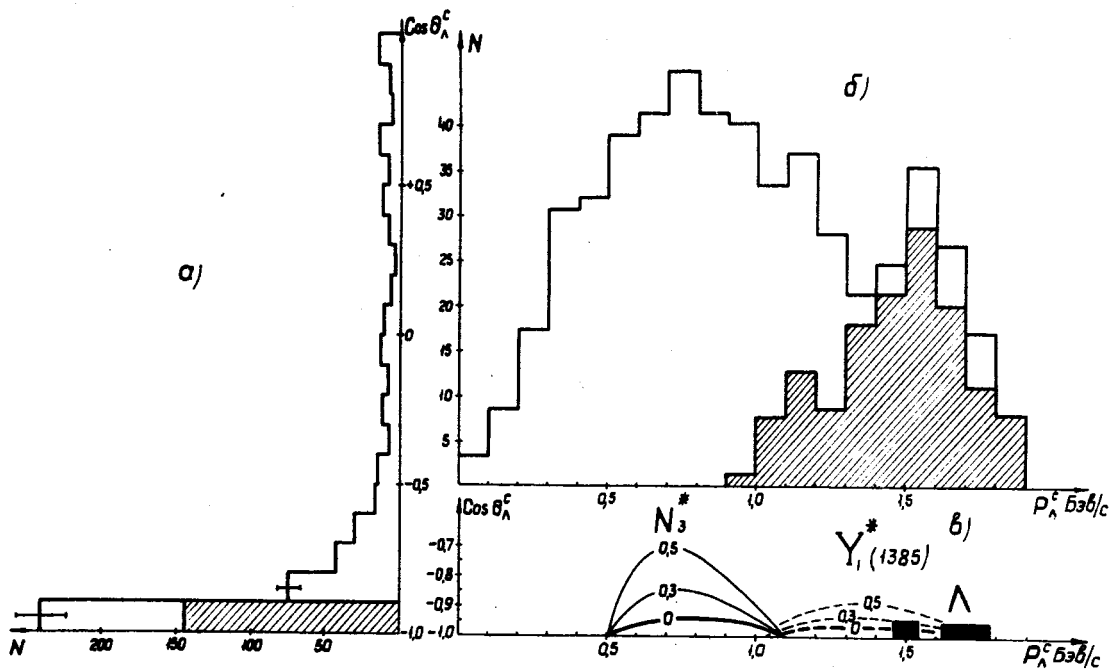


Рис. 1.

- а) Угловое и б) импульсное распределения Λ -гиперонов в с.п.м. $\pi^- p$. Заштрихованная область относится к случаям с $\Delta < 700$ Мэв. Для сравнения на рис. 1в) представлены кинематические кривые P_{Λ}^c и $\cos \theta_{\Lambda}^c$ для Λ -гиперонов, образованных по реакции (2Λ) при $\eta = (1,00-0,88)$ и образованных через изобару N_3^* по реакции (1Λ) при $\eta = 1,00$ и через изобару $Y_1^*(1385)$ по реакции (3Λ) при $\eta = 1,04$ (см. § 3); кривые вычислены для $q = 0, 0,3$ и $0,5$ Бэв/с.

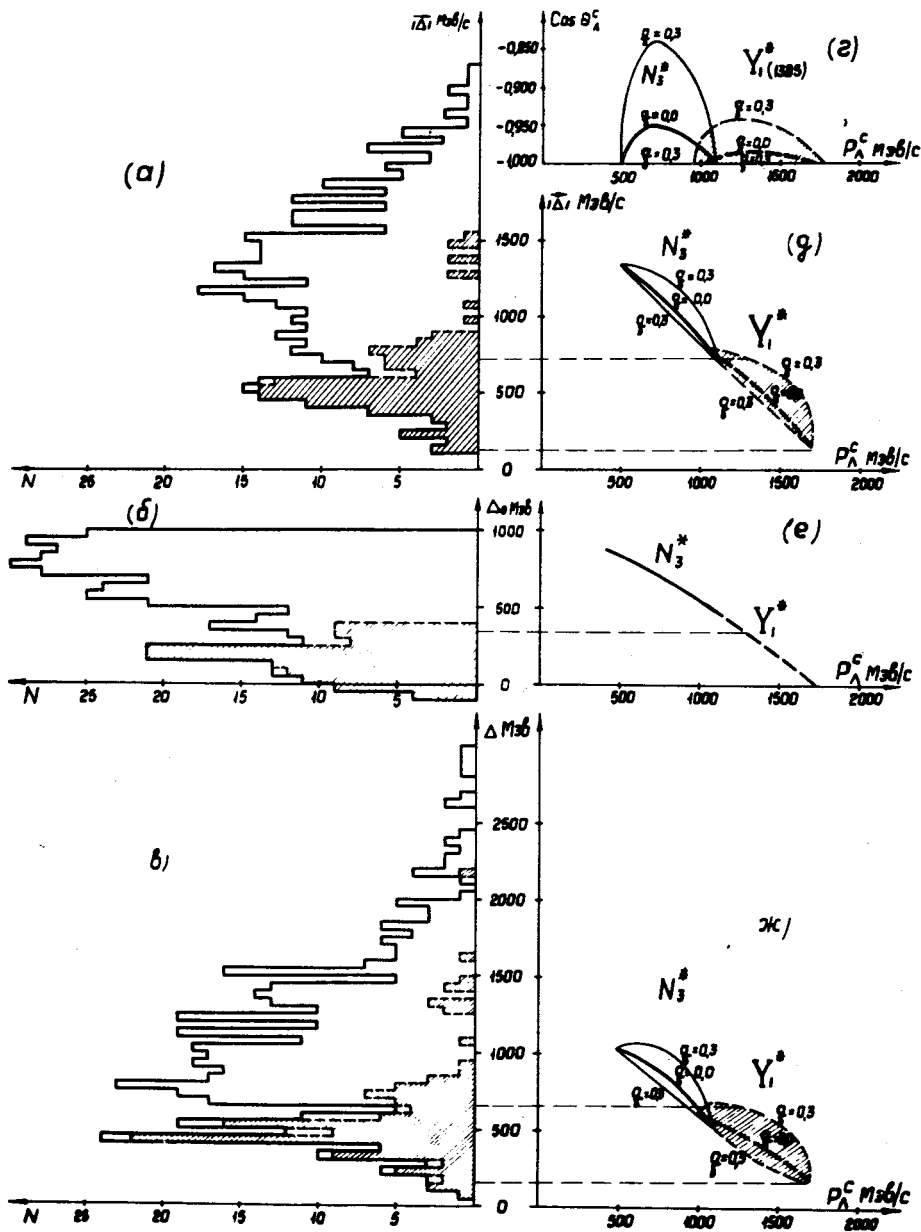


Рис. 2.

Распределения Λ -гиперонов в с.ц.м. $\pi^- p$ по а) трехмерным переданным импульсам $|\Delta| = |P_{\Lambda}^c - P^c|$; б) переданным энергиям $\Delta_0 = E_{\Lambda}^c - E^c$; в) четырехмерным переданным импульсам $\Delta = \sqrt{\Delta^2 - \Delta_0^2}$. Заштрихованная часть относится к случаям с импульсами $P_{\Lambda}^c > 1300$ МэВ/с. С целью сравнения на г), д), е) и ж) приведены кинематические зависимости $\text{Cos } \theta_{\Lambda}^c$, $|\Delta|$, Δ_0 и Δ от P_{Λ}^c , вычисленные по формулам $|\Delta| = \sqrt{P^c + P^c + 2P^c P^c \text{Cos } \theta_{\Lambda}^c}$, $\Delta_0 = E_{\Lambda}^c - E^c$ и $\Delta = \sqrt{\Delta^2 - \Delta_0^2}$, для процессов образования Λ -гиперонов через изобару ${}^p N^*$ по (1Λ) и через изобару Y_1^* (1386) по (3Λ) . Кривые вычислены для $q = 0$ и 0,3 БэВ/с, $\eta = 1,00$ и $1,04$ соответственно.

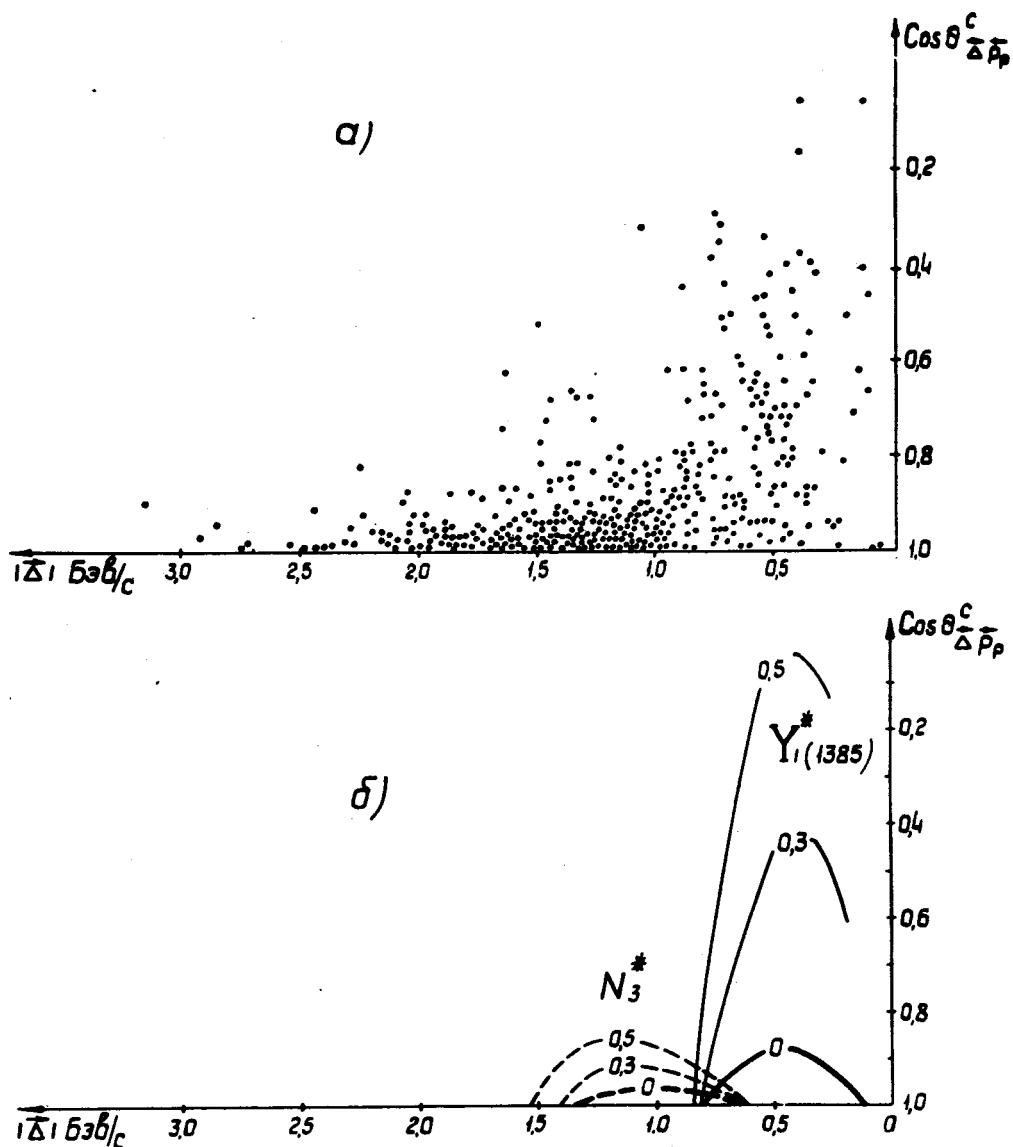


Рис. 3.

- а) Распределение Λ -гиперонов в плоскости $|\vec{\Delta}|$ и $\text{Cos} \theta_{\vec{\Delta} \vec{p}}$ по экспериментальным данным без поправок на вероятность регистрации Λ -гиперонов в эффективном объеме камеры.
- б) кинематические зависимости между $|\vec{\Delta}|$ и $\text{Cos} \theta_{\vec{\Delta} \vec{p}}$ для Λ -гиперонов, образованных через изобару N_3^* по реакции (1 Λ) при $\eta = 1.00$ (пунктирная кривая) и через изобару $Y_1^*(1385)$ по реакции (3 Λ) при $\eta = 1.04$ (сплошная кривая). Кривые вычислены для $q = 0, 0.3$ и 0.5 Бэв/с (см. в 3).

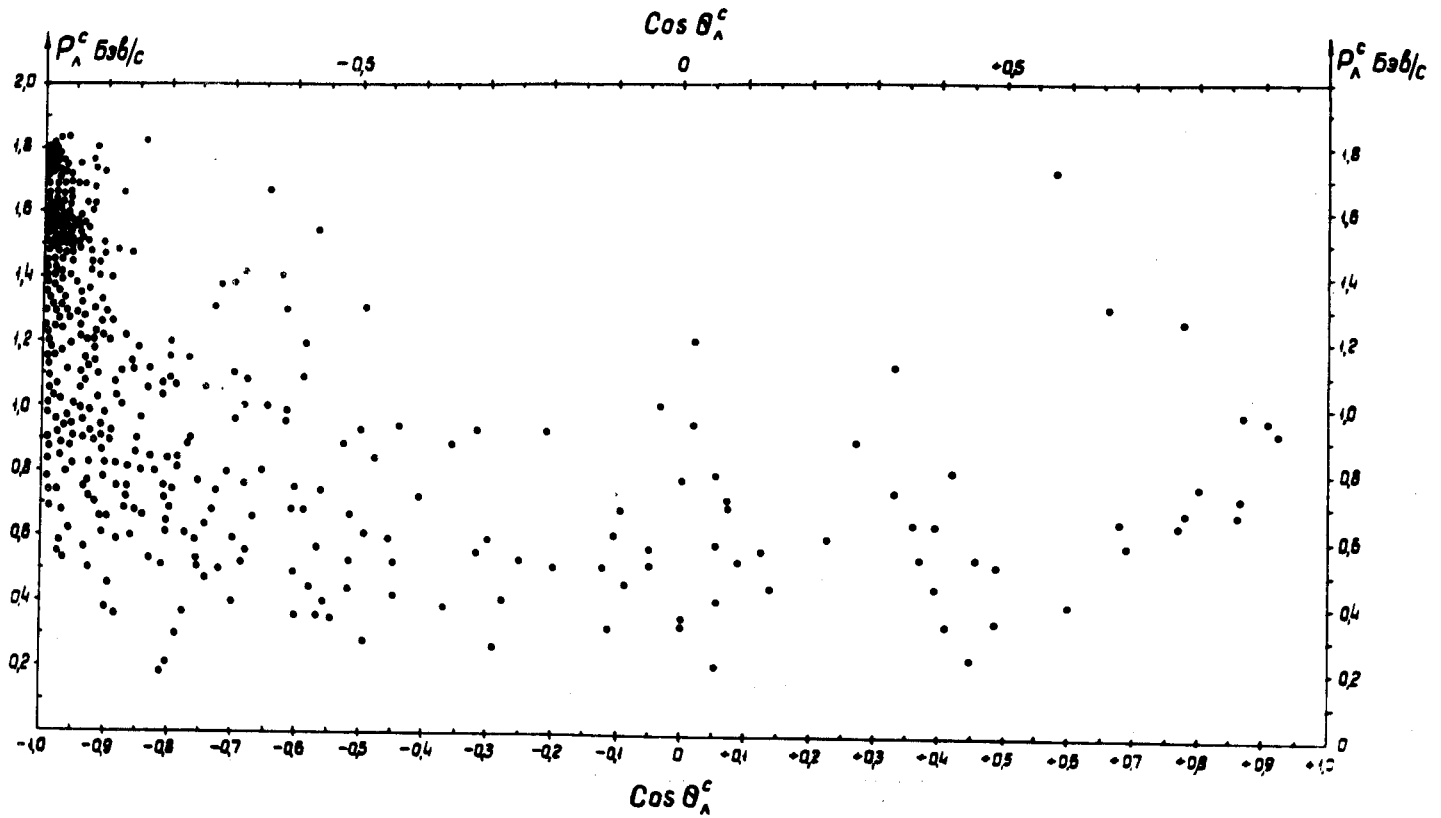


Рис. 3 в.

Распределение Λ -гиперонов на плоскости $\text{Cos } \theta_{\Lambda}^c$ и P_{Λ}^c по экспериментальным данным^{х)}. Это распределение было получено из перестройки рис. 3а) при помощи треугольника $P_{\Lambda}^c = P_p^c - \Delta$, считая $P_{\pi} = 7,5$ Бэв/с и $P_p^c = 1,82$ Бэв/с. На рис. 3 в, достаточно отчетливо видно разделение точек на три группы, указанные в начале § 4: 1-я $1,3 \text{ Бэв/с} \leq P_{\Lambda}^c \leq 1,8 \text{ Бэв/с}$ и $-1,0 \leq \text{Cos } \theta_{\Lambda}^c \leq -0,9$; 2-я - $0,5 \text{ Бэв/с} \leq P_{\Lambda}^c \leq 1,3 \text{ Бэв/с}$ и $-1,0 \leq \text{Cos } \theta_{\Lambda}^c \leq -0,7$ и 3-я - $0,1 \text{ Бэв/с} \leq P_{\Lambda}^c \leq 1,0 \text{ Бэв/с}$ и $-1,0 \leq \text{Cos } \theta_{\Lambda}^c \leq 1,0$.

^{х)} На рис. 3а) и рис. 3в) приведены только те точки, которые были отчетливо видны на соответствующем рисунке в /1а/. Поэтому число точек на рис. 3а) и рис. 3 в) несколько меньше чем указано в /1а/.

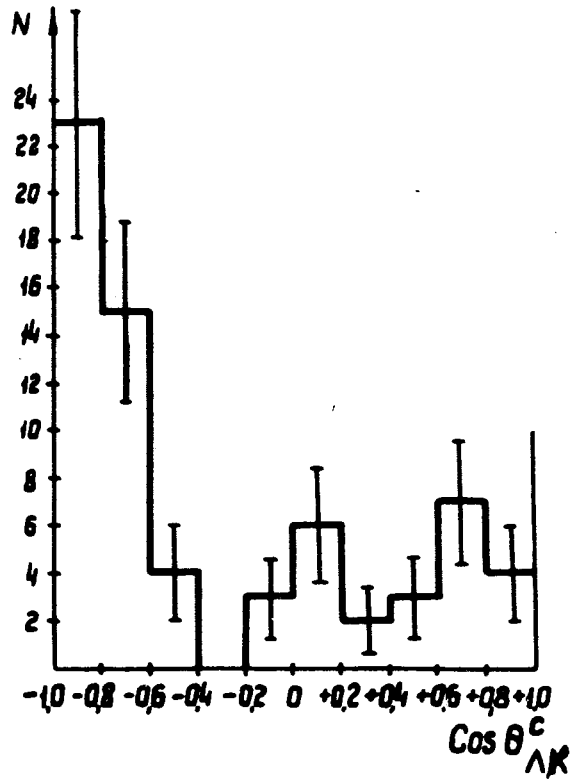


Рис. 4.

Распределение ΛK^0 -пар по косинусу угла между Λ -гипероном и K -мезоном из одной и той же пары в с.с.м. $\pi^- p$ (без поправок на вероятность регистрации Λ -гиперонов и K -мезонов в эффективном объеме камеры).

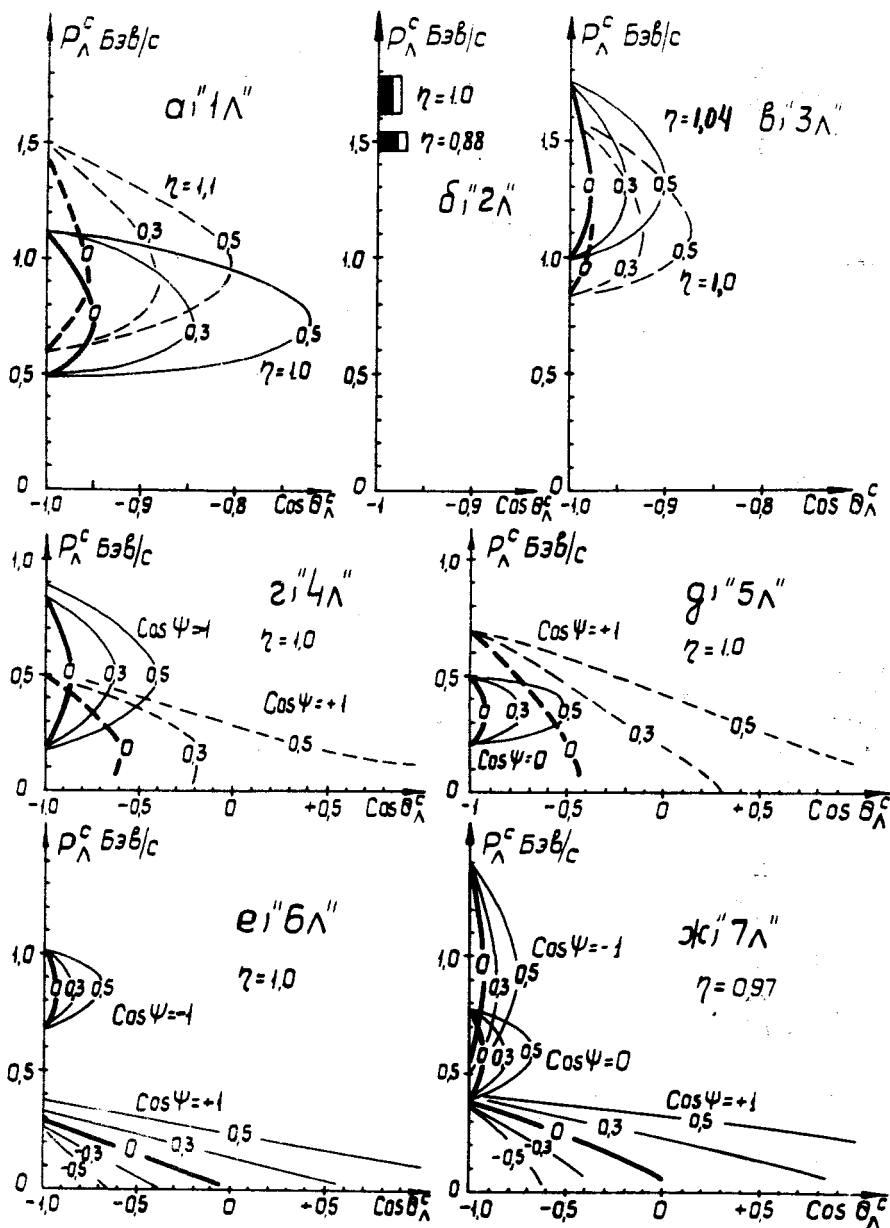


Рис. 5.

Кинематические зависимости между P_{Λ}^c и $\text{Cos } \theta_{\Lambda}^c$ для Λ -гиперонов, образованных через соответствующие изобары (см. § 3). Кривые вычислены для $q = 0, 0,3$ и $0,5$ Бэв/с; значения q поперечного импульса изобары A обозначены соответствующими цифрами на кривой. Значения коэффициентов упругости взаимодействий η выбраны по предложенным в § 3 значениям. На рис. 5 г), д), е) и ж), где Λ -гипероны являются продуктами каскадного распада изобар, введен новый параметр $\text{Cos } \Psi$, где Ψ - угол между Λ -гипероном и промежуточной изобарой a в системе покоя изобары A .

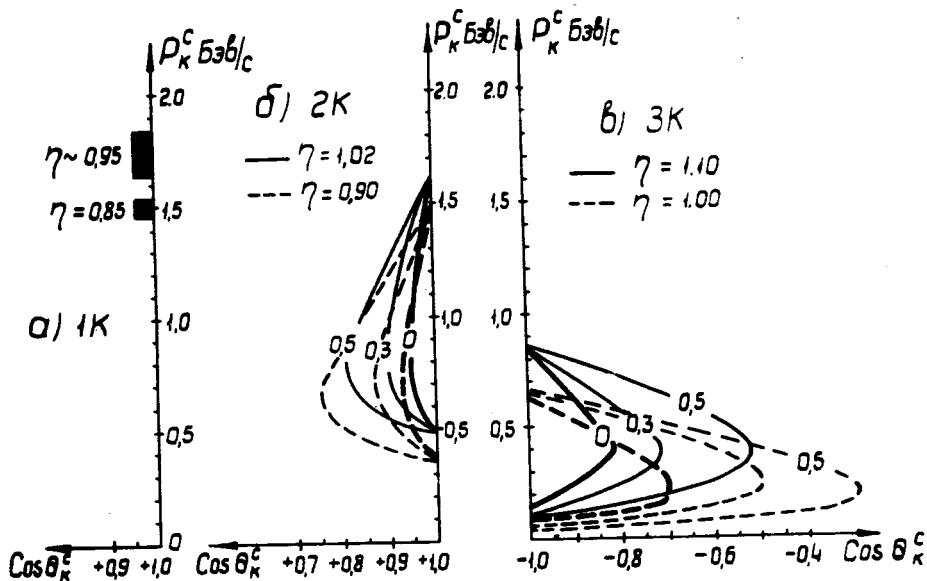


Рис. 6.

Кинематические зависимости между ρ_K^c и $\cos \theta_K^c$ для K-мезонов, образованных через соответствующие изобары K^c (см. § 3). Кривые вычислены для $q = 0, 0,3$ и $0,5$ Бэв/с, значения q обозначены соответствующими цифрами на кривой. Значения коэффициентов упругости взаимодействия η выбраны по предложенным в § 3 значениям.

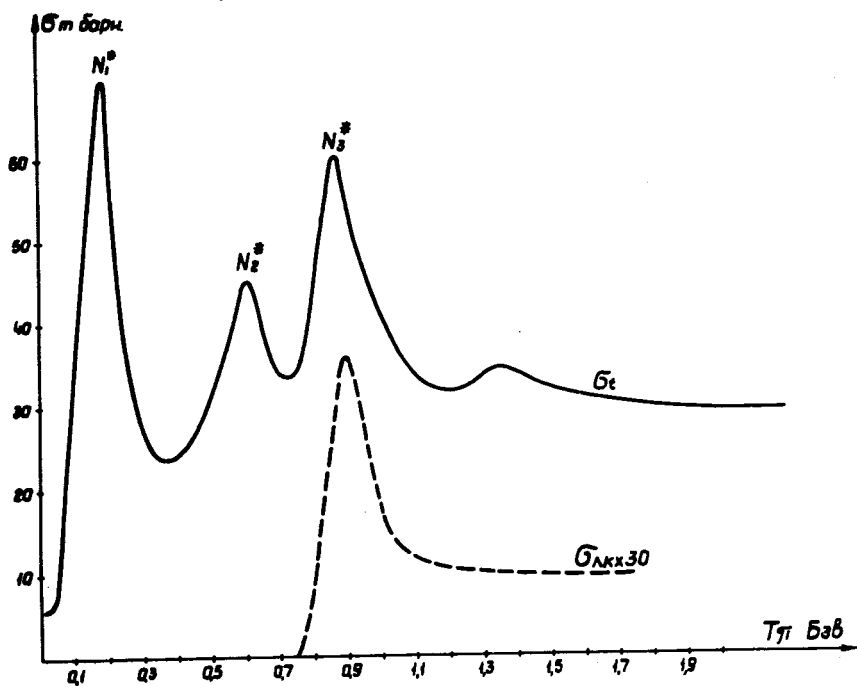


Рис. 7.

Зависимость сечений реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ и полных сечений $\pi^- p$ взаимодействий от кинетической энергии налетающих π^- мезонов. Эти данные взяты из статей [8].