

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՆՈՐՆՈՒՄ

НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—186(32)-76

ՏՄ 77040664

Ա.Ս. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Դ.Դ. ԱՐԱԿԵԼՅԱՆ,
Ա.Յ. ՆԱԶԱՐՅԱՆ

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ РЕАКЦИИ С ОБМЕНОМ
ГИПЕРЗАРЯДОМ В ТЕОРИИ КОМПЛЕКСНЫХ
• МОМЕНТОВ
(Обзор)

ԱՐՄԱՆԻ ԳՐԱԿԱՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎ

1976

ԵՐԵՎԱՆ

Scientific Report ЕФН-186(32)-76

A. Ts. AMATUNI, G.H.ARAKELIAN,
A. E. NAZARIAN

TWO - BODY HYPERCHARGE-EXCHANGE
REACTIONS IN THE THEORY OF COM-
PLEX MOMENTA (REVIEW)

This paper is dedicated to a review of the present status of the theoretical investigations of the hypercharge-exchange reactions. The basic theoretical models, describing hypercharge-exchange reactions together with πN and KN - scattering are discussed. Predictions of this models are compared with the existing experimental data on hypercharge-exchange reactions.

Yerevan Physics Institute
Yerevan, 1976

Научное сообщение ЕФИ-186(32)-76

УДК.53:001.1

А.Ц.АМАТУНИ, Г.Г.АРАКЕЛЯН,
А.Э.НАЗАРЯН

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ РЕАКЦИИ С ОБМЕНОМ
ГИПЕРЗАРЯДОМ В ТЕОРИИ КОМПЛЕКСНЫХ
МОМЕНТОВ

В работе дан обзор современного состояния теоретического исследования реакций с обменом гиперзарядом (РОГ). Обсуждены основные теоретические модели, описывающие РОГ одновременно с реакциями $\bar{p}N$ и KN -рассеяния. Предсказания этих моделей сравнивались с имеющимися экспериментальными данными по РОГ.

Ереванский физический институт
Ереван 1976

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-186(32)-76

А.Ц.АМАТУНИ, Г.Г.АРАКЕЛЯН,

А.Э.НАЗАРЯН

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ РЕАКЦИИ С ОБМЕНОМ
ГИПЕРЗАРЯДОМ В ТЕОРИИ КОМПЛЕКСНЫХ
МОМЕНТОВ

(Обзор)

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

1. Введение

Унитарная симметрия адронов базируется на предположении о наличии сверхсильного взаимодействия, не зависящего от странности.

Экспериментальный факт различия масс странных и обычных адронов зачастую рассматривается как единственное проявление умеренно-сильного взаимодействия, и единственной, фактически учитываемой при конкретных расчетах, причиной нарушения унитарной симметрии. Наличие других возможных проявлений умеренно-сильного взаимодействия практически осталось неисследованным и это обстоятельство требует дальнейшего теоретического и экспериментального изучения различий между странными и нестранными частицами, природы странности. Актуальность этой проблемы стала еще более очевидной в последнее время в связи с открытием новых частиц и попыткой объяснения их свойств с помощью введения нового квантового числа - очарования. Знание природы странности, свойств умеренно-сильного взаимодействия странных частиц, безусловно, способствовало бы пониманию и природы очарования. Во всяком случае, трудности с объяснением свойств новых частиц на базе введения дополнительного S -кварка с очарованием и перехода от унитарной $SU(3)$ - симметрии к $SU(4)$ - симметрии адронов, вновь напомнили нам, что мы оставили по существу нерешенной аналогичную проблему при переходе от

$SU(2)$ к $SU(3)$ - симметрии.

Все сказанное говорит о том, что изучение процессов взаимодействия адронов, включающих странные частицы, является актуальной задачей, решение которой поможет ответить на фундаментальный вопрос о природе странности. При первых шагах в этом направлении естественной кажется следующая, практически осуществляемая в том или ином виде, стратегия: используя богатый экспериментальный материал по взаимодействиям обычных адронов, с помощью $SU(3)$ -симметрии, и разности масс странных и нестранных частиц попытаться предсказать свойства взаимодействий с участием странных адронов. Экспериментальное изучение последних процессов и последовательное сопоставление данных эксперимента с теоретическими предсказаниями могла бы быть основой для дальнейшего понимания природы странных частиц.

К сожалению, такая сравнительно простая постановка вопроса наталкивается на ряд трудностей. Основная теоретическая трудность состоит в том, что само описание процесса сильного взаимодействия даже без участия странных адронов, еще довольно далеко, мягко говоря, от того, чтобы его считать общепринятым. Довольно плодотворно используемая для описания бинарных взаимодействий адронов при высоких энергиях модель комплексных моментов имеет много свободы в параметризации вычетов полюсов и способов учета ветвлений в плоскости комплексного момента количества движения. Это обстоятельство генерирует заметное количество отличающихся друг от друга теоретических моделей, и только последовательное сопоставление всех следствий той или иной модели с широкой совокупностью всех существующих экспериментальных данных сможет, по-видимому, указать какой из моделей в теории комплексных моментов можно отдать предпочтение. К этому необходимо добавить другую трудность, связанную с тем, что реакции с участием странных адронов относительно плохо изучены экспериментально. Все это говорит о том,

что мы находимся в самом начале пути, ведущего к пониманию свойств странных частиц (см. например, [1]).

В этой связи предложение по постановке экспериментов по исследованию бинарных процессов рассеяния с обменом гиперзарядом при энергиях до 20 Гэв на Серпуховском ускорителе [2] является одним из направлений исследований, которые будут способствовать получению ответа на этот фундаментальный вопрос.

Реакции с обменом гиперзарядом (РОГ) составляют большую группу, входящую в класс процессов рассеяния псевдоскалярных мезонов на нуклонах $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$. Интенсивное экспериментальное исследование этих реакций началось с 1967 г. [3-30]. К настоящему времени имеются экспериментальные данные по дифференциальным сечениям и поляризациям во многих реакциях этой группы. Однако большинство данных получено в области сравнительно небольших энергий 3-5 Гэв. В реакции $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ (наиболее хорошо экспериментально изученной) имеются данные по дифференциальным сечениям и поляризации до энергии 14 Гэв. В реакциях $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ и $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda(\Sigma^0)$ приведены данные только по дифференциальным сечениям до энергий 16 Гэв и 15,7 Гэв соответственно. Эксперименты выполнены с большими статистическими и систематическими (до 25%) ошибками, а для реакций $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ экспериментальные данные разных групп противоречат друг другу. Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные не могут быть надежным критерием для отбора теоретических моделей.

Существует много теоретических работ, в которых описываются отдельные процессы или эффекты в реакциях с обменом с гиперзарядом [31-40]. Однако наиболее интересным и заслуживающим внимания путем, по которому, в свете вышесказанного, как нам кажется, должно развиваться исследование бинарных процессов с участием странных частиц, в том числе и РОГ, это построение модели, описывающей весь класс реакций $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$ одновременно [44,46-49]. При высоких энергиях

наиболее подходящим для описания этой группы реакций адронов является метод комплексных моментов в терминах спиральных амплитуд, в которые дают вклад соответствующие полюса Редже и связанные с ними разрезы. Соотношения $SU(3)$ -симметрии позволяют связать между собой амплитуды различных реакций. При этом учет экспериментальных значений масс входящих в реакцию частиц является единственным способом учета нарушения $SU(3)$ -симметрии.

Экспериментальное определение поведения отдельных амплитуд и вклады соответствующих полюсов и разрезов требует проведения полного опыта. Однако в настоящее время полный опыт осуществлен только по πN - рассеянию при энергии 6 Гэв [50], из которого можно получить информацию о поведении амплитуд P, P', ρ -полюсов, причем, вклады P и P' полюсов остаются неразделенными.

Для полного эксперимента в РОГ достаточно измерить в одной реакции 3 экспериментальные величины: дифференциальное сечение $d\sigma/dt$, поляризацию P и параметр спиновой корреляции (параметр Вольфенштейна). Для выделения вкладов K^* и K^{**} -полюсов необходимо иметь полный опыт по реакциям, составляющим кроссимметрическую пару реакций, например $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ и $K^+ p \rightarrow \pi^+ \Sigma^+$ (также пары еще называются *line-reversed* реакциями). Это дало бы возможность экспериментально определить и сравнить поведение амплитуд двух векторных - обычного и странного ρ и K^* , а также тензорных A_2 и K^{**} полюсов, выяснить наличие или отсутствие сильного обменного вырождения K^* и K^{**} -траекторий. Существующие теоретические работы, приблизительно на одинаковом уровне описывающие экспериментальные данные по реакциям $0^- + \frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^- + \frac{1}{2}^+$ предсказывают существенно разное поведение реджевских амплитуд, дающих вклад в эти реакции.

Приведенный беглый обзор существующей экспериментальной и теоретической ситуации, связанной с изучением

бинарных процессов с участием странных частиц, показывает необходимость более глубокого и детального изучения этих процессов.

Целью данной работы является систематизация экспериментальных данных и анализ теоретических работ по реакциям с обменом гиперзарядом, $\bar{\Lambda}^0 N \rightarrow K^+ Y$ и $\bar{K}^0 N \rightarrow \bar{\Lambda}^0 Y$ где $Y \equiv \Lambda, \Sigma$ - гипероны. (РОГ)

В обзоре не рассматриваются вопросы, связанные с исследованием "экзотических" реакций (т. е. реакции с обменом "экзотическими" мезонами, например, реакция $\bar{\Lambda}^0 p \rightarrow K^+ \Sigma^-$) и реакций с рождением резонансов. роф

В части II приводятся изотопические и унитарные соотношения, связывающие РОГ между собой и с другими процессами, и изложены дуальные свойства амплитуд РОГ.

В части III рассмотрены и сопоставлены друг с другом различные теоретические модели, описывающие мезон-барионное рассеяние.

В части IV дан обзор экспериментальных данных по РОГ и проведено сравнение с предсказаниями теоретических моделей, рассмотренных в части III.

В заключение делается попытка подвести итог полученным до сих пор результатам и наметить пути дальнейшего исследования реакций с обменом гиперзарядом.

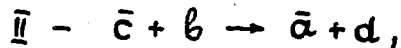
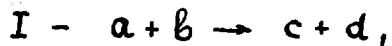
II. Унитарная симметрия, дуальность в реакциях с обменом гиперзарядом

Реакции с обменом гиперзарядом (РОГ) составляют большую группу процессов, которую можно описать с помощью обмена двумя траекториями Редже, переносящими странность: векторной K^* (890) или тензорной - K^{**} (1420). Эти траектории являются "странными" аналогами обычных векторной ρ - и тензорной A_2 -траекторий.

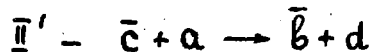
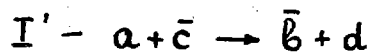
Пара реакций, например, $\bar{K}^0 N$ -перезарядок: $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{K}^0 n$ и $K^+ n \rightarrow K^+ p$ и, например, пара РОГ: $\bar{\Lambda}^0 p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ и $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{\Lambda}^0 \Sigma^+$ составляют пару реакций с обращенной

линией (line-reversed reaction [51]).

Так называется S -канальная пара реакций



которые отличаются изменением направления верхней (QС) линии ; соответствующие t -канальные реакции



отличаются только перестановкой начальных частиц. В реакциях мезон-барионного рассеяния вклад мезонных траекторий Редже в пару реакций с обращенной линией при переходе от одной реакции к другой умножается на коэффициент τ , связанный с сигнатурой траектории. Для векторных траекторий ρ, K^* — $\tau = -1$, а для тензорных траекторий A_2, K^{**} — $\tau = +1$. Поэтому векторный вклад при переходе от одной реакции к другой меняет знак, а тензорный не меняет.

Реакции с обращенной линией называются еще S-U -кроссинг-симметричными реакциями, так как описываются S-U симметричной парой диаграмм.

На языке дуальных диаграмм Харари и Рознера [52] реакции $K^- N \rightarrow \bar{p} Y$ и $K^+ n \rightarrow K^0 p$ описываются беспланарной диаграммой, изображенной на рис.1а, а реакции $\bar{p} N \rightarrow K^+ Y$ и $K^- p \rightarrow K^0 n$ планарной диаграммой — рис.1б [53]. Амплитуда, описывающая диаграмму 1а имеет мнимую часть, равную нулю, поскольку в S -канале нет резонансов, дающих вклад в мнимую часть амплитуды [52] (как , например, на рис.1б). Из этого условия вытекает требование сильного обменного вырождения (равенство и вычетов помимо равенства траекторий) между двумя вкладами в реакцию $K^- p \rightarrow \bar{p} \Sigma^+$ в

которой относительный знак двух вычетов берется, используя $SU(3)$ -симметрию аналогично относительным знакам вычетов ρ , A_2 -траекторий в реакции $K^+ n \rightarrow K^0 p$. При этом, выбирая сигнатуры полюсов в виде

$$\eta_V = -tg \frac{\pi \alpha_V}{2} - i, \quad \eta_T = -ctg \frac{\pi \alpha_T}{2} + i, \quad (1)$$

где $\alpha_{V,T}(t)$ -траектории векторного и тензорного полюсов, соответственно, получаем

$$A_- \equiv A(\pi N \rightarrow K Y) = T - V = \beta(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} e^{-i\pi \alpha(t)} \quad (2)$$

$$A_+ \equiv A(K^+ N \rightarrow \pi Y) = T + V = \beta(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)},$$

где

$$\beta(t) = \beta_V(t) = -\beta_T(t)$$

$$\alpha(t) = \alpha_{K^+}(t) = \alpha_{K^0}(t). \quad (3)$$

Из (2) видно, что реакции $K^+ N \rightarrow \pi Y$ описываются амплитудой с реальным фазовым множителем, в то время, как реакции с обращенной линией $\pi N \rightarrow K Y$ имеют амплитуду с фазовым множителем $e^{-i\pi \alpha}$, который определяется обменно-вырожденными траекториями и соответствует повороту на диаграмме Аргана.

Выпишем теперь различные соотношения симметрии, связывающие РОГ между собой и с остальными реакциями.

Соотношения изотопической инвариантности заметно уменьшают число независимых реакций:

$$\begin{aligned}
 A(K^{\bar{n}} \rightarrow \pi^{\circ} \Sigma^{\pm}) &= A(\bar{K}^{\circ} p \rightarrow \pi^{\circ} \Sigma^{\pm}) \\
 A(\pi^{\bar{n}} \rightarrow K^{\circ} \Sigma^{\pm}) &= A(\pi^{\pm} p \rightarrow K^{\pm} \Sigma^{\pm}) \\
 A(\pi^{\pm} n \rightarrow K^{\circ} \Sigma) &= A(\pi^{\pm} p \rightarrow K^{\circ} \Sigma^{\circ}) \\
 A(K^{\bar{n}} \rightarrow \pi^{\pm} \Lambda) &= A(\bar{K}^{\circ} p \rightarrow \pi^{\pm} \Lambda) \\
 A(K^{\bar{n}} \rightarrow \pi^{\pm} \Sigma^{\circ}) &= A(\bar{K}^{\circ} p \rightarrow \pi^{\pm} \Sigma^{\circ}) .
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Здесь приведены соотношения между реакциями, для которых или уже существуют экспериментальные данные, или их появление ожидается в ближайшем будущем.

Кроме изотопических соотношений, РОГ связываются между собой и с другими реакциями многочисленными соотношениями $SU(3)$ -симметрии. $SU(3)$ -симметрия дает два типа соотношений - между амплитудами и сечениями различных реакций, а также между константами связи трехчастичных вершин.

В пределе точной $SU(3)$ -симметрии можно получить, например, следующие соотношения между амплитудами [54-57]:

$$\begin{aligned}
 A(K^{\pm} p \rightarrow K^{\pm} p) - A(\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} p) &= A(\pi^{\pm} p \rightarrow K^{\pm} \Sigma^{\pm}) \\
 A(K^{\bar{p}} \rightarrow K^{\bar{p}}) - A(\pi^{\bar{p}} \rightarrow \pi^{\bar{p}}) &= A(K^{\bar{p}} \rightarrow \pi^{\pm} \Sigma^{\pm}) .
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Точная $SU(3)$ -симметрия означает, что эти соотношения должны выполняться при любых S и t . Экспериментально можно сравнить полные сечения, причем,

выбор соответствующего значения энергии для сравнения различных реакций не является очевидным, ввиду большого различия масс между членами одного и того же мультиплета. Мешков и др. [55] предложили сравнивать экспериментальные данные при одинаковом значении Q , где

$$Q = \sqrt{S} - \sum m_f \quad (6)$$

\sqrt{S} - полная энергия в с.д.и., $\sum m_f$ - сумма масс в конечном состоянии.

В [56] сравнивались не сами сечения, а квадрат матричного элемента, связанный с сечением соотношением

$$|M|^2 = S \frac{P_i}{P_f} \sigma \equiv F \sigma, \quad (7)$$

где P_i, P_f - начальный и конечный импульсы в с.д.и. Однако, учет кинематического множителя F не во всех случаях устраняет нарушение предсказаний $SU(3)$ - симметрии [55-57].

Трилинг [57] предложил другой метод сравнения амплитуд: соотношения сравниваются при той же энергии: но учитывается барьерный эффект по угловому моменту. Этот эффект оказывается заметным и при больших энергиях. Эта точка зрения согласуется с предложением Харари [58], что вклад непомеронных обменов сильно периферичен.

Для вычисления барьерного множителя, например, в реакции $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$, орбитальный момент $\ell \sim R_\alpha$, где R - импульс в с.д.и., определяется из условия, что в амплитуде доминирует периферийный член вида $J_0(\alpha\sqrt{-t})$. Значение α выбирается так, чтобы первый нуль функции Бесселя соответствовал пересечению в кривых $\pi^+ p$ и $K^+ p$ дифференциальных сечений как функций t при $-t = 0,3 \text{ Гэв}^2$. В соответствии с этим требованием и выбирается значение ℓ : барьерный

множитель будет иметь вид $(P_{zk}/P_{\text{гр}})^{2l+1}$. Даже при энергии ~ 14 Гэв барьерная поправка составляет около 50%. Однако, разницу между полными сечениями $\sigma_{\text{tot}}(\bar{N}P) - \sigma_{\text{tot}}(N\bar{P}) = 4,4 \text{ mb}$ приходится при этом все же брать из экспериментальных данных после чего согласно с экспериментом для соотношений (5) получается хорошим.

Трилинг [57] утверждает, что учет барьерных поправок и поправок фазового пространства позволяет применить соотношение (5) и для каждой парциальной амплитуды при том же значении энергии. Из работы [57] следует, что существующие, не всегда достаточно точные экспериментальные данные, по-видимому, при указанной обработке не противоречат предсказаниям точной $SU(3)$ -симметрии.

Перейдем теперь к применению $SU(3)$ -симметрии для трехчастичных вершин [54]. Рассмотрим трехлинейное взаимодействие нонета векторных мезонов V с октетом барионов B . Лагранжиан этого взаимодействия является инвариантной линейной комбинацией произведений типа

$$\bar{B}_B^d \chi_\mu B_S^\delta (V_\mu)^\tau \quad \text{и} \quad \bar{B}_B^d \chi_\mu B_S^\delta \omega_\mu^\circ,$$

где B , \bar{B} - волновые функции барионов и антибарионов, V_μ , ω_μ° - волновые функции октета и сиклета векторных мезонов, соответственно. Из первой комбинации можно образовать два независимых инварианта, а из второй только один.

Унитарно симметричный лагранжиан трехлинейного взаимодействия нонета векторных мезонов $V(1^-)$ с октетом барионов $B(\frac{1}{2}^+)$ будет иметь вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{V, B, \rho} = & \frac{i}{\sqrt{2}} f^F [\bar{B}_{\beta}^{\alpha} \gamma_{\mu} B_{\gamma}^{\beta} - \bar{B}_{\gamma}^{\beta} \gamma_{\mu} B_{\beta}^{\alpha}] (V_{\mu})_{\alpha}^{\gamma} + \\ & + \frac{i}{\sqrt{2}} f^D [\bar{B}_{\beta}^{\alpha} \gamma_{\mu} B_{\gamma}^{\beta} + \bar{B}_{\gamma}^{\beta} \gamma_{\mu} B_{\beta}^{\alpha}] (V_{\mu})_{\alpha}^{\gamma} + \frac{i}{\sqrt{2}} f^S \bar{B}_{\beta}^{\alpha} \gamma_{\mu} B_{\alpha}^{\beta}, \end{aligned} \quad (8)$$

где f^F, f^D, f^S — константы перед антисимметричной и симметричной частями взаимодействия с октетом и синглетом.

Поскольку K^* и ρ — мезоны являются членами октета, то все константы связи будут выражаться через две независимые константы $f^F \equiv f$ и $f^D \equiv d$. Аналогичный лагранжиан с двумя произвольными константами записывается и для взаимодействия октета тензорных мезонов $T(2^+)$ с октетом барионов $B(\frac{1}{2}^+)$.

Обычно эти константы связи входят в соотношения $SU(3)$ — симметрии в виде отношения $\alpha^{V,T} = (f/d)^{V,T}$. В таблице 1 приведены $SU(3)$ связи для всех полюсов в реакциях $O^- + \frac{1}{2}^+ \rightarrow O^- + \frac{1}{2}^+$. Соотношения $SU(3)$ симметрии и условие факторизации амплитуд позволяют связать вычеты K^* и K^{*x} полюсов и ρ с вычетами ρ и A_2 полюсов и тем самым при описании ρ — A_2 взаимодействия значительно уменьшить число свободных параметров, (имея в виду возможность определения вычетов ρ и A_2 из другого класса реакции).

Из обработки экспериментальных данных следует, что параметр $\alpha^{V,T}$ неодинаков для S — канальных спиральных амплитуд с переворотом $(\alpha_1)^{V,T}$ и без переворота спина $(\alpha_0)^{V,T}$ [34].

Унитарная симметрия не позволяет связать параметры $\alpha_{0,1}^V$ и $\alpha_{0,1}^T$; равенство

$$\alpha_{0,1}^V = \alpha_{0,1}^T \quad (9)$$

следует из условия сильного обменного вырождения. Кварковая модель в этом случае предсказывает $d=0$ для S — канальной спиральной амплитуды без переворота спина

$$\left(\frac{1}{a_0} = 0\right) \text{ и } a_1 = \frac{1}{3} [59] .$$

Сравнение с экспериментом для различных моделей, предполагающих, что $a^V = a^T$, дает значения $-5 < a_0 < -1$, $0,1 < a_1 < 0,5$ [35-38,59].

Обычно в теоретических работах принимается, что параметры $a_{0,1}^{V,T}$ - константы, хотя имеются экспериментальные данные, указывающие на возможную зависимость этих величин от энергии и переданного импульса [29,36].

$SU(3)$ - симметрия, конечно, ничего не может сказать о виде этой зависимости.

Отношения $a^{V,T}$ являются параметрами точной $SU(3)$ - симметрии, которая подразумевает и равенство траекторий всех частиц одного мультиплета (универсальность траекторий). $SU(3)$ нарушение может привести к тому, что параметры, например, ρ и K^* траекторий, будут неодинаковыми. Это нарушение, обычно, описывается множителем $(S/S_0)^{\Delta\alpha}$, где $S_0 = 1 \text{ Гэв}^2$, а величина $\Delta\alpha$ связывается с разностью масс членов $SU(3)$ мультиплета.

$$\Delta\alpha = \alpha' (m_\rho - m_{K^*}) = \alpha' (m_{A_2} - m_{K^{*x}}) \approx 0.2 ,$$

α' - стандартный наклон траектории Редже. В некоторых работах параметр $\Delta\alpha$ определяется как $\Delta\alpha = \alpha_\rho - \alpha_{K^*}$ и остается свободным [38,45,47]. Полученное таким образом значение $\Delta\alpha$ могло бы служить указанием на наличие динамического нарушения $SU(3)$ симметрии.

Для РОГ сильное обменное вырождение в полюсном приближении приводит к равенству сечений реакций с обращенной линией и значению коэффициента поляризации равными нулю (ср. с (2)):

$$\frac{d\sigma_+}{dt} = \frac{d\sigma_-}{dt} ; \quad P_+ = P_- = 0 . \quad (10)$$

Эти выводы противоречат экспериментальным данным, которые показывают, что

$$\frac{d\delta_+}{dt} > \frac{d\delta_-}{dt} ; \quad P_+ \neq 0; P_- \neq 0. \quad (11)$$

Отсюда ясна необходимость учета в модели комплексных моментов абсорбционных поправок. В большинстве теоретических работ, описывающих РОГ, принимается сильное обменное вырождение для полюсов K^* и K^{**} , а все отклонения от предсказаний (10) объясняются вкладом разрезов.

Имеющиеся экспериментальные данные по РОГ не в состоянии однозначно ответить на вопрос о существовании сильного обменного вырождения. Поэтому в некоторых работах, кроме учета абсорбтивных поправок, рассматриваются также различные отклонения от сильного обменного вырождения, даже на полюсном уровне, что, естественно, приводит к увеличению числа свободных параметров (четыре параметра $\alpha_{0,1}^{V,T}$, вместо двух α_0 и α_1 ; параметры траекторий α_{K^*} и $\alpha_{K^{**}}$ и т.д.). Дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование РОГ должно быть направлено на прояснение и этого вопроса.

III. Теоретические модели

Теоретическому описанию РОГ посвящено, как уже отмечалось, сравнительно много исследований. В ранних работах [31 - 33], появившихся одновременно с первыми экспериментами рассматривался обмен только полюсами K^* и K^{**} (без учета обменного вырождения). Последующие экспериментальные данные, особенно по поляризациям, показали неприменимость полюсного приближения и необходимость учета абсорбционных поправок.

В терминах спиральных амплитуд S -канала наблюдаемые величины для реакций рассеяния псевдоскалярного мезона на барионе записываются в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = |F_0|^2 + |F_1|^2$$

$$P \frac{d\sigma}{dt} = 2 \operatorname{Im} (F_0 F_1^*)$$

$$T \frac{d\sigma}{dt} = 2 \operatorname{Re} (F_0 F_1^*) ; \quad S \frac{d\sigma}{dt} = |F_0|^2 - |F_1|^2 \quad (12)$$

$$R \frac{d\sigma}{dt} = [-S \cos \theta_p + T \sin \vartheta_p]; \quad A \frac{d\sigma}{dt} = (S \sin \theta_p + T \cos \vartheta_p),$$

где F_0, F_1 спиральные амплитуды без переворота спина и с переворотом спина соответственно, θ_p - угол рассеяния мишени в системе покоя вылетающего бариона, P - поляризация, R, A - параметры спиновой корреляции. В формулах (12) опущен нормировочный множитель.

В отличие от \mathcal{N} и $K\mathcal{N}$ -рассеяний в POG имеется только одна изотопическая амплитуда, так как оба полюса K^* и K^{*} имеют одинаковый изотопспин $I = \frac{1}{2}$ (вопрос о вкладе амплитуды с изотопспином $I = \frac{3}{2}$ в реакции с рождением Σ -гиперона будет рассмотрен в части 1У). Поэтому для полного опыта в POG достаточно измерить 3 наблюдаемые величины $\frac{d\sigma}{dt}, P, R$. Из-за отсутствия полного опыта, для определения поведения амплитуд K^* и K^{*} полюсов из существующих данных по дифференциальным сечениям и поляризации необходимы определенные теоретические предположения.

Обычно принимается [35,36], что в S -канальную спиральную амплитуду с переворотом спина F_1 дают вклад только обменно-вырожденные K^* и K^{*} полюса,

и вклад разрезов в этой амплитуде пренебрежимо мал:

$$F_1^+ = \rho_f \quad (13)$$

$$F_1^- = \rho_f e^{-i\pi\alpha} \quad \rho_f = \beta(t) \rho^\alpha(t),$$

где $\rho_{\text{наб.}}$ - лабораторный импульс падающей частицы,

$\alpha(t)$ - вырожденная траектория, $\beta(t)$ - вычет.

Амплитуды без переворота спина F_0 параметризуются в виде

$$F_0^+ = \rho_+ \exp(i\psi_+) \quad (14)$$

$$F_0^- = \rho_- \exp(i\psi_- - i\pi\alpha)$$

Если полюса K^* и K^{**} обменно вырождены и в амплитуде без переворота спина, тогда $\rho_\pm = \rho$ и $\psi_\pm = 0$. В общем случае $\rho_\pm(t)$ и $\psi_\pm(t)$ определяются из наблюдаемых величин

$$\frac{d\delta_\pm}{dt} = |\rho_\pm|^2 + |\rho_f|^2 \quad (15)$$

$$\rho_\pm \frac{d\delta_\pm}{dt} = 2\rho_f \rho_\pm \sin \psi_\pm$$

при условии, что известен $|\rho_f|$.

Используя (14) из неравенства $|\sin \psi_\pm| \leq \Delta$ получается ограничение на $|\rho_f|^2$.

$$\frac{1}{2} \frac{d\delta_\pm}{dt} (1 - \sqrt{1 - P_t^2}) \leq |\rho_f|^2 \leq \frac{1}{2} \frac{d\delta_\pm}{dt} (1 + \sqrt{1 - P_t^2}), \quad (16)$$

Интерполируя экспериментальные данные по дифференциальным сечениям и поляризациям можно из (16) получить ограничение на $|\rho_f|^2$ и из (15) получить значения ρ_\pm и ψ_\pm , и затем выразить их через вклады K^* и K^{**} полюсов.

$$\left. \begin{array}{l} K^* \\ K^{**} \end{array} \right\} = \frac{1}{2} [\rho_- \exp(i\psi_- - i\pi\alpha) \mp \rho_+ \exp(i\psi_+)] \quad (17)$$

(K^* и K^{**} здесь обозначают амплитуды без переверота спина соответствующих обменов).

Из-за неопределенности фазы соотношения (15) дают четыре решения. Обычно выбираются решения с $\text{Re} K^*/\text{Im} K^* > 0$ и $\text{Re} K^{**}/\text{Im} K^{**} < 0$ при $t=0$ [35,36] в согласии со знаками полюсных амплитуд, поскольку абсорбтивные поправки не изменяют знака при $t=0$.

Результаты анализов [35,36] предсказывают следующие свойства амплитуд без переверота спина векторного и тензорного вкладов. $\text{Im} K^*$ имеет ноль при $-t = 0,15 \text{ Гэв}^2$ для всех POГ , что согласуется со свойством универсальности мнимых частей векторных амплитуд без переверота спина (ρ, ω, K^*). В реакциях с рождением Σ гиперона $\text{Re} K^*$ имеет полюсное поведение ($\text{Re} K^* \sim \alpha \text{tg} \frac{\pi\alpha}{2}$) и следовательно двойной ноль при $\alpha=0$. $\text{Re} K^*$ в этой области имеет только слабый минимум. Имеется заметная доминантность тензорной амплитуды без переверота спина в области $-t = 0,4 \text{ Гэв}^2$ причем $\text{Im} K^{**}$ не имеет нуля при $-t = 0,2 \text{ Гэв}^2$.

В моделях, учитывающих абсорбционные поправки в виде разрезов в комплексной плоскости, возникает вопрос о фазе и относительном вкладе разрезов в амплитуды. Этот вопрос решается в различных моделях по-разному. Обычная абсорбтивная модель [45] неверно предсказывает нарушение отношения сечений процессов с обращенной линией, потому что вклад разреза в амплитуду с реальным фазовым множителем больше, чем в повернутую амплитуду с фазовым множителем $e^{-i\pi\alpha}$ и, следовательно, сечение "реального" процесса меньше, чем сечение "повернутого" процесса, что противоречит

экспериментальным данным. Это указывает на необходимость модификации фазы разреза.

Перейдем теперь к рассмотрению основных теоретических моделей, в описании реакций $O^{-\frac{1}{2}+}$ рассеяния.

Мы рассмотрим только модели, описывающие всю совокупность экспериментальных данных по реакциям $O^{-\frac{1}{2}+} \rightarrow O^{-\frac{1}{2}+}$ и не будем останавливаться на работах, посвященных описанию отдельных реакций с обменом гиперзарядом [34-43].

а) Дуальная абсорбтивная модель [44]

В работе Луса и Метьюза [44] приведен анализ реакций перезарядки и РОГ дуальной абсорбтивной модели (ДАМ) [60].

Модифицируя специальным способом обычную параметризацию ДАМ реальных и мнимых частей амплитуд векторных и тензорных обменов, авторы определяли свободные параметры из сравнения с экспериментальными данными.

Получено хорошее согласие с рассматриваемыми экспериментальными данными, однако, во-первых, параметризации векторного вклада в РОГ и в реакции перезарядок отличались друг от друга наряду с введением дополнительного параметра $\Delta\alpha$ для получения правильной энергетической зависимости, еще и несколько иной параметризацией вычетов амплитуд; во-вторых, все параметры модели определялись для различных групп реакций, а не одновременно для всех реакций - так, при описании РОГ все параметры модели определялись отдельно для реакций $K^+p \rightarrow \pi^+\Sigma^+$ и $\bar{K}^+p \rightarrow \pi^+\Lambda$, а затем из сравнения с остальными реакциями находились значения параметров $SU(3)$ -симметрии $\alpha_{0,1}^{V,T}$. Результаты расчета показывают, что для K^* и K^{**} полюсов

имеет место сильное обменное вырождение, а для K^* и K^{**} полюсов обменное вырождение нарушается как для реакций с рождением Λ , так и Σ -гиперонов.

Соотношение между константами связи для реакции с обменами P и A_2 и реакций с обменами K^* и K^{**} -полюсами показывает, что вклад K^{**} подавлен, по сравнению с вкладом K^* , что противоречит предсказаниям $SU(3)$ и результатам анализа [35,36].

б) Модель Хартли-Кейна [46]

Модель является модификацией обычной абсорбтивной модели, в которой вклад померона в упругое рассеяние берется чисто мнимым и параметризуется в виде

$$T = iS\sigma_{\infty} \exp\left(\frac{1}{2}at\right), \quad (18)$$

где σ_{∞} -сечение на асимптотике, a -свободный параметр. В модели [46] померонный вклад параметризуется в виде

$$T_{eff} = iS \left[A e^{bt} + A_0 e^{B_0 t} J_0(R_0 \sqrt{-t(\ln S - i\pi/2)}) \right], \quad (19)$$

где A, B, A_0, B_0, R_0 -свободные параметры. Такая параметризация учитывает упругое и диффрактивное рождение в промежуточном состоянии. При высоких энергиях

$$J_0(R_0 \sqrt{-t(\ln S - i\pi/2)}) \approx J_0(R_0 \sqrt{-t \ln S}) + \frac{i\pi R_0 \sqrt{-t}}{4\sqrt{\ln S}} J_1(R_0 \sqrt{-t \ln S}) \quad (20)$$

и, следовательно, T_{eff} имеет реальную часть, которая ведет себя иначе, чем мнимая. Это и приводит к изме-

нению фазы разреза. Померон в этой модели не считается обычным реджевским полюсом, но померонный вклад принимается синглетом. Это позволяет принимать T_{eff} одинаковым для всех процессов. Разница в сечениях $\bar{p}N$ и KN рассеяний учитывается множителем $\sigma(KN)/\sigma(\bar{p}N)$, а для РОГ вводится в T_{eff} коэффициент $\frac{1}{2} \frac{\sigma(\bar{p}N) + \sigma(KN)}{\sigma(\bar{p}N)}$.

Полюсные амплитуды параметризовались в простейшем виде с независимыми от t постоянными вычетами. При описании РОГ свободными параметрами брались только α^0 для K^* и K^{**} полюсов и отношение $\alpha = f/d$, причем принималось, что $\alpha^V = \alpha^T$; ни вычеты полюсов, ни траектории не брались обменно-вырожденными. Остальные параметры определялись из сравнения с экспериментальными данными по реакциям $\bar{p}N$ и KN рассеяний.

Модель верно предсказывает основные свойства РОГ: отношение сечений пар реакций с обращенной линией, более крутой наклон в области $0,15 \leq -t \leq 0,4$ Гэв² для процессов с равной нулю фазой ($\bar{K}N \rightarrow \bar{p}Y$), чем для процессов с фазой отличной от нуля ($\bar{p}N \rightarrow KY$). Однако, энергетическая зависимость поляризации и дифференциальных сечений при этом оказывается более сильной, чем это имеет место в эксперименте. (см. часть 1У).

в) i -факторная модель [47,48]

В этой модели абсорбтивный разрез вычисляется следующим образом.

Берется обычная редже-полюсная амплитуда и по сигнатурному множителю $(1 + \tau e^{-i\pi\alpha})$ делится на две части - "реальную" - "1" и "повернутую" $\tau e^{-i\pi\alpha}$. В обеих частях амплитуды разрез вычисляется как в обычной абсорбционной модели, а затем абсорбционная поправка к "1" умножается на i . Эта модель была впервые рассмотрена в работе Ринглана и др. [47].

Однако авторы ничего не могли сказать об энергетической зависимости фазы разреза и ограничились описанием реакций в интервале энергий 4-6 Гэв в модели, учитывающей сильное обменное вырождение и простейшую параметризацию полюсных амплитуд как и в работе [46]. Померонный вклад брался чисто мнимым (см. формулу (18)).

Эта модель получила дальнейшее развитие в работе Егли и др. [49]. В отличие от предыдущих работ, редже-полюсная часть амплитуды в [48] строится из $SU(3)$ -симметричных вычетов, удовлетворяющих правилам сумм при конечной энергии ($FESR$) и дуальности. Используются только две траектории, одна для нестранных мезонов и одна для обменно вырожденной пары $K^* - K^{**}$. Померон рассматривается как обычный полюс с ненулевым наклоном траектории и предполагается смесью октетной и синглетной частей. Этим объясняется разница в полных сечениях πN и KN рассеяний. Параметризация полюсов сложнее, чем в [46,47]. Независимо параметризуются симметричный и антисимметричный реджевские вычеты в амплитудах без переворота и с переворотом спина. Отличия в вычислении разрезов в [48] по сравнению с моделью Хартли-Кейна [46] приводят к различным поведением векторных и тензорных амплитуд. Существенным пунктом модели [46] является то, что во всех процессах абсорбтивные поправки к вкладу обменов вычисляются всегда одинаково, свойства абсорбции зависят только от внешних частиц. В этом отличие модели [46] от старой абсорбционной модели [45], в которой для каждого обмена существовал свой множитель λ , определявший величину абсорбции.

В модели [48] наоборот, абсорбция существенно зависит от вида обмена и поэтому вклады разрезов получаются разными. При этом, получилось, что разрез $K^* \otimes P$ сильно подавлен по сравнению с разрезом $K^* \otimes P$. Обе модели содержат достаточно много априорных предположений о параметризации амплитуд,

способа вычисления разрезов, а также дуальных и $SU(3)$ -свойствах.

г) "Квазиэйконалная" модель

"Квазиэйконалная" модель (КЭМ) являющаяся дальнейшим развитием эйконалного подхода была предложена К.А.Тер-Мартirosяном [61] и развита для описания широкого класса бинарных реакций Ш. С.Еремяном [62].

Существенным отличием КЭМ от моделей, рассмотренных выше, является параметризация померона, как обычного полюса, но с учетом всего ряда померонных перерассеяний с ливнями в промежуточных состояниях. В [62] было показано, что простая параметризация полюса не в состоянии описать в рамках КЭМ существующих экспериментальных данных $\mathcal{N}N$, KN , NN -рассеянием. Еремяном была предложена более сложная параметризация вычетов P , P' и ρ полюсов, а также показана необходимость учета зависимости коэффициентов ливневого усиления от энергии и переданного импульса. Учет зависимости коэффициентов ливневого усиления от энергии и импульса не приводит к появлению дополнительных свободных параметров, так как они определяются независимо из анализа экспериментальных данных по инклюзивным процессам в области малых масс (меньше 2 Гэв), рождающихся пучков [63]. КЭМ, как и модель Хартли-Кейна [46] полностью отказывается от обменного вырождения даже для затравочных полюсов. Однако, если в модели [46] померонная амплитуда считается одинаковой при вычислении разрезов для всех обменов, то в КЭМ абсорбционные поправки разные из-за различия коэффициентов ливневого усиления для разных полюсов. Различие в полных сечениях $\mathcal{N}N$ и KN рассеяний в КЭМ учитывается в $f - f'$ -доминантной модели полюса Померанчука [64], что приводит к дополнительному коэффициенту 0,8 перед померонным вкла-

дом в KN - рассеяние.

В работе [49] была сделана попытка, используя только параметры ненарушенной $SU(3)$ - симметрии и значения амплитуд ρ и A_2 обменов, полученные в [62] из анализа реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ и $\pi^- p \rightarrow \eta n$, получить описание экспериментальных данных по реакциям с рождением Σ -гиперона $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$, $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$, $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$, $\bar{K}^0 p \rightarrow \pi^+ \Sigma^0$.

Для уменьшения числа свободных параметров коэффициенты ливневого усиления для K^* и K^{**} полюсов в [49] брались соответственно равными коэффициентам ρ и A_2 ; также принималось равенство траекторий векторного

$\alpha_\rho = \alpha_{K^*}$ и тензорного $\alpha_{A_2} = \alpha_{K^{**}}$ обменов.

При этих предположениях свободными остаются четыре параметра - $\alpha_0^{V,T}$, $\alpha_1^{V,T}$.

В работе [49], в отличие от вышеприведенных моделей, в "повернутых" процессах $\pi N \rightarrow KY$, получается сильная доминантность мнимой части полной амплитуды без переворота спина во всей рассматриваемой области переданного импульса $0 \leq -t \leq 1 \text{ ГэВ}^2$ из-за почти одинакового вклада мнимых частей K^* и K^{**} амплитуд. В результате этого в дифференциальном сечении реакции $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ и $\bar{K}^0 p \rightarrow \pi^+ \Sigma^0$ получается провал в области $0,6 \leq -t \leq 0,8 \text{ ГэВ}^2$ и гладкий рост поляризации в реакциях $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ и $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ (см. часть IV). В целом рассмотренная модель качественно хорошо описывает ход дифференциальных сечений при различных энергиях, а также значения поляризаций.

Дальнейшее улучшение модели в применении к РОГ должно быть связано с введением параметров $\Delta\alpha_V$ и $\Delta\alpha_T$ и исследованием вопроса о равенстве коэффициентов ливневого усиления для странных и нестранных обменов. Учет этих обстоятельств, по-видимому, позволит рассчитывать на лучшее согласие с экспериментом.

1У. Сопоставление экспериментальных данных и предсказаний теоретических моделей

В этой части мы дадим краткий обзор существующих экспериментальных данных по РОГ и сравним их с предсказаниями теоретических моделей, рассмотренных в части Ш.

В таблице 2 приведены ссылки на имеющиеся экспериментальные данные при энергиях выше 3 ГэВ для каждой реакции в отдельности с указанием измеренных экспериментальных величин и примененной экспериментальной методики.

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям большинства изученных реакций с обменом гиперзарядом приведены на рис.2. Характерным для всех РОГ является наличие пика при рассеянии вперед и изменение наклона при $-t \sim 0,4 \text{ ГэВ}^2$. Наличие пика вперед в дифференциальном сечении, а также отсутствие провала при $-t = 0,6 \text{ ГэВ}^2$ является свидетельством доминантности спиральной амплитуды без переворота спина. Эффект изменения наклона в дифференциальном сечении наиболее сильно выражен в реакции $\bar{K}^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ и быстро исчезает с ростом энергии от 3 до 14 ГэВ. В реакциях с рождением Λ -гиперона изменение наклона проявляется слабее, чем в реакциях с рождением Σ -гиперона.

На рис.3 и 4 показаны экспериментальные данные по наклонам в дифференциальных сечениях РОГ и величинам $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0$ определенных из обработки данных при $-t \leq 0,4 \text{ ГэВ}^2$ по формуле

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0 e^{B(t-t_{\min})}$$

Несмотря на сильный разброс экспериментальных данных (который говорит, в частности, об ошибках в нормировках данных, полученных различными группами), видно, что величина наклона B растет с энергией; в реакциях $\pi N \rightarrow K \Sigma$ наблюдается более сильный рост (особенно в реакции $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$), чем в реакциях $\bar{K} N \rightarrow \pi \Sigma$. В реакциях с рождением Λ эта разница менее выражена. Можно также сделать заключение, что наклоны удовлетворяют соотношению

$$B(\pi N \rightarrow K Y) \approx B(\bar{K} N \rightarrow \pi Y), \quad Y \equiv \Lambda, \Sigma$$

Кривые A и B на рис.3 являются теоретическими предсказаниями ДАМ [44] соответственно для интервалов переданных импульсов $0 \leq -t \leq 0,3 \text{ Гэв}^2$ и $0,1 \leq -t \leq 0,4 \text{ Гэв}^2$. Данные по $(d\sigma/dt)_0$ показывают заметное падение с энергией, причем, по-видимому имеется различие в скорости изменения $(d\sigma/dt)_0$ для реакций $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ и $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$.

Утверждать это более определенно, особенно для других реакций, при существующих экспериментальных данных не представляется возможным.

В исследованиях реакций с обменом гиперзарядом измерения эффективной траектории α_{eff} приводят к довольно противоречивым данным. На рис.5 показана α_{eff} для реакции $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ [8]. Прямая линия соответствует значению $\alpha_{eff} = 0,67 + 1,4t$, что заметно отличается от обменно-вырожденной траектории

$\alpha_{K^* - K^{**}} = 0,35 + 0,8t$. Данные на рис.5 обнаруживают заметное отклонение от линейности, которое иногда интерпретируют как свидетельство нелинейности траекторий. Однако следует отметить, что значения α_{eff} обычно вычисляются в предположении об обменном вырождении $K^* - K^{**}$ траекторий, и такое поведение α_{eff} может быть свидетельством нарушения обменного вырождения. Измерения различных экспериментальных групп да-

ют сильные разбросы для параметров эффективных траекторий, но в среднем при $t = 0$ для реакций $\pi N \rightarrow K Y$ значение α_{eff} равно 0,6, а для реакций $\bar{K} N \rightarrow \pi Y$ $\alpha_{eff} \approx 0,35$ [8,36]. Это различие пока не имеет объяснения. Дальнейшие эксперименты должны показать связано ли это различие с экспериментальными ошибками или необходимо искать теоретическое объяснение, например, в различии величины абсорбционных поправок в этих реакциях.

При изучении реакций с рождением Σ гиперона возникает вопрос о вкладе в t -канал кроме амплитуды $a_{1/2}$ с изотопспином $I = \frac{1}{2}$ также амплитуды $a_{3/2}$ с изотопспином $I = \frac{3}{2}$. Величину вклада амплитуды $a_{3/2}$ можно найти из измерения отношения сечений двух соответствующих реакций, например

$$R \left[\frac{d\sigma/dt(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+)}{d\sigma/dt(\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0)} \right] = \frac{|a_{3/2}|^2 + 4|a_{1/2}|^2 + 4\text{Re}(a_{3/2}^* a_{1/2})}{2|a_{3/2}|^2 + 2|a_{1/2}|^2 - 4\text{Re}(a_{3/2}^* a_{1/2})} \quad (18)$$

Если вклад $a_{3/2}$ равен нулю, то $R = 2$.

В работе [12] для получения значения R бралось отношение измеренного в данном эксперименте сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ при 4,5 Гэв и экстраполяции данных по дифференциальному сечению реакции $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ [3] от 7 Гэв к 4,5 Гэв. Усредненная по t величина $R = 1,9 \pm 0,2$ для $|t| < 1 \text{ Гэв}^2$. Таким образом вклад $a_{3/2}$ практически оказывается равным нулю. Аналогичные оценки проводились и другими группами [10].

Однако следует отметить, что величина R нигде не измерялась непосредственно на эксперименте, а брались отношения сечений, измеренные различными группами.

По всей видимости вклад $a_{3/2}$ не может быть большим, однако его точную величину можно получить только в специальном эксперименте. Например, в реакции

фоторождения K^+ мезона, было экспериментально измерено отношение $R = \frac{d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^-)}{d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0)}$ при $E_\gamma = 11$ Гэв и нескольких значениях t [65] и показано, что вклад $\Omega_{3/2}$ составляет 10% от $\Omega_{1/2}$. На рис.6,7,8 показаны описания дифференциальных сечений реакций с обменом гиперзарядом, полученные соответственно в работах [46,48,49], рассмотренных в части III настоящего обзора. Как видно, полностью удовлетворительного описания не удалось получить ни в одной из моделей. На кривых из работы [46] (рис.6) имеется сильный излом в дифференциальном сечении при $-t = 0,4$ (Гэв/с)², не исчезающий и при высоких энергиях. Аналогичный провал имеется и в КЭМ [49] (рис.8), причем в реакциях $K^- p \rightarrow \bar{\eta}^- \Sigma^+$ и $K^- p \rightarrow \bar{\eta}^+ \Sigma^0$ он выражен очень сильно. i -факторная модель [49] дает значительно более гладкое поведение и изменение наклона дифференциального сечения выражено слабее. Это объясняется различным вкладом разрезов в векторную и тензорную амплитуды. В [48] в дифференциальное сечение практически дает заметный вклад только мнимая часть $K^* \Theta P$ -разреза (P - померонный вклад), а $Re(K^* \Theta P)$ и $K^* \Theta P$ -разрез сильно подавлены и существенны только в поляризационных эффектах. В моделях [46] и [49] вклады разреза в тензорную и векторную амплитуду вычисляются одинаково и поэтому поведение этих амплитуд тоже одинаковое, что и является причиной появления провала.

На рис.7(в) показаны экспериментальные данные для реакций а) $K^- p \rightarrow \eta \Lambda$, б) $K^- p \rightarrow \eta' \Lambda$ вместе с результатами работы [48]. Как видно поведение дифференциальных сечений для этих реакций заметно отличается от поведения остальных реакций с обменом гиперзарядом. В реакции $K^- p \rightarrow \eta \Lambda$ наблюдается заметный провал в дифференциальном сечении при $-t = 0,4$ Гэв². В реакции $K^- p \rightarrow \eta' \Lambda$ дифференциальное сечение имеет сравнительно гладкое поведение. Это объясняется тем, что в реакции а) доминирует вклад векторного мезона

K^{**} , а в реакции б) — вклад тензорного мезона. Как видно на рис. 7 в модели [48] не получено удовлетворительного описания реакции $K^+ p \rightarrow \eta \Lambda$. Отсутствие провала вызвано слишком сильным вкладом разреза и тензорной амплитуды K^{**} , заполняющей провал.

На рис. 9, 10 показаны экспериментальные данные по поляризации в РОГ и их описания в моделях [48] и [49] соответственно. Результаты работы [48] показаны на рис. 7.

Поляризационные эксперименты существенны для определения фазы разреза. Однако экспериментальные данные по поляризациям в РОГ получены с большими ошибками и в основном в области 3–5 Гэв. Только для реакции $\bar{K}^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ поляризационные измерения были проведены в интервале энергий от 3 до 14 Гэв. Они показывают, в пределах больших ошибок, слабую зависимость поляризации P от энергии, а также приблизительное выполнение соотношений

$$P(\bar{K}^+ N \rightarrow K \Lambda) = -P(\bar{K}^+ N \rightarrow K \Sigma)$$

$$P(\bar{K}^+ N \rightarrow \bar{K} \Lambda) = -P(\bar{K}^+ N \rightarrow \bar{K} \Sigma)$$

Эта "зеркальная" симметрия указывает на качественно одинаковую структуру амплитуд в реакциях с рождением Λ и Σ гиперонов и ставит ограничения на относительный знак амплитуд без переверота и с переверотом спина. Экспериментальные данные обнаруживают также различное поведение поляризаций в процессах $\bar{K}^+ N \rightarrow K Y$ и $K^+ N \rightarrow \bar{K} Y$. Если реакции $\bar{K}^+ N \rightarrow K Y$ имеют малую, почти равную нулю, величину поляризации ($P \approx 0 \pm 0,2$) в интервале $0 \leq -t \leq 0,2$ Гэв², которая затем меняет знак и резко растет до значений $P = 0,7 \div 1,0$ при $|t| = 0,4$ Гэв², то в реакциях $K^+ N \rightarrow \bar{K} Y$ поляризация быстро растет и уже при $|t| \approx 0,2$ Гэв² достигает по модулю большого значения, которое дальше почти не зависит от t вплоть до значений $-t \sim 1,0$ Гэв².

Как видно из рис. 7, 9, 10 различие в описаниях экспериментальных данных по поляризациям более сильное, чем в дифференциальных сечениях. Квазиэikonальная [49] и

i -факторная [48] модели показывают почти полное отсутствие зависимости поляризации P от энергии, при довольно разном поведении по t . Модель Хартли-Кейна [46] обнаруживает сильную энергетическую зависимость поляризации, противоречащую экспериментальным данным.

В КЭМ, в отличие от других моделей, поляризация не обнаруживает изменения знака в $\mathbb{P}^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ при $-t = 0,2 \text{ Гэв}^2$, но быстро изменяет знак в области $-t = 0,8 \text{ Гэв}^2$. Максимальное значение поляризации равно 0,4 в реакциях $\mathbb{P}^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ и $K^+p \rightarrow \mathbb{P}^+\Sigma^+$ (рис.10а-d) и 0,8 в реакциях $\mathbb{P}^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$ и $K^0p \rightarrow \mathbb{P}^+\Sigma^0$ (рис.10e-f). Мы не привели описания дифференциальных сечений и поляризаций в ДАМ [44]. Отметим только, что в целом неплохо описывая данные по РОГ, модель предсказывает в дифференциальном сечении реакций $K^+N \rightarrow \mathbb{P}\Sigma$ провал в области $-t \approx 0,7 \text{ Гэв}^2$. Как видно, рассмотренные модели не дают удовлетворительного описания всех существующих экспериментальных данных по РОГ. Модели [46,48,49] также отличаются и в описании данных по $\mathbb{P}N$ и KN -рассеянию. Так, в моделях [46,48] не описан рост полных сечений и не очень хорошо, особенно в модели Хартли-Кейна [46] описаны упругие поляризации. КЭМ [62] достигла более лучшего описания $\mathbb{P}N$ и KN -рассеяния, за счет более сложной параметризации вычетов и учета ливней в промежуточном состоянии не только для померенного обмена, но и для вторичных траекторий.

Получение хорошего описания $\mathbb{P}N$ и KN -рассеяния позволит более точно исследовать нарушения $SU(3)$ -симметрии и обменного вырождения при переходе к реакциям с обменом гиперзарядом.

У. Заключение

Приведенный выше обзор показывает, что несмотря на заметное число экспериментальных и теоретических исследований, посвященных анализу двухчастичных реакций с обменом гиперзарядом при энергиях выше 3 Гэв, мы еще фактически находимся в самом начале пути, ведущему к пониманию и описанию этих процессов. Тем не менее, мы определенно можем сказать, что такой путь существует, и, в плане теоретических исследований, он основывается на модели комплексных моментов в ее современной форме, позволяющей наряду с полюсами последовательно учитывать также ветвления.

Из рассмотренных выше конкретных способов феноменологического описания РОГ, нам кажется естественным отдать предпочтение квазиэikonальной модели. Такая точка зрения основана как на большей, чем в других случаях, теоретической обоснованности способа учета ветвлений в плоскости комплексного момента, характерного для этой модели, так и практически успехом, достигнутым в одновременном описании бинарных реакций $\bar{N}N$, KN , NN -рассеяний [62]. Последнее особенно важно, учитывая богатство, сравнительно высокую точность, широту интервала энергий и переданных импульсов в имеющемся наборе экспериментальных данных по этим реакциям.

Кажется очень заманчивым, используя соотношения $SU(3)$ -симметрии, перебросить мосты между этими относительно обильными, сравнительно точными данными и скудными, зачастую противоречивыми и, вообще говоря, не очень точными экспериментальными данными, имеющимися в настоящее время по РОГ. Естественно ожидать, что предсказательная сила при таком подходе, будет заметно усилена экспериментальными данными по $\bar{N}N$, KN и NN -рассеяниям.

При использовании соотношений $SU(3)$ -симметрии для вычетов, мы сталкиваемся с проблемой учета нару-

шения унитарной симметрии. Как уже отмечалось, это нарушение может быть связано с разностью масс странных и нестранных частиц и поэтому прежде всего необходимо последовательно рассматривать эту возможность. Следующим этапом был бы поиск форм возможного динамического нарушения симметрии путем выбора, например, свободными параметрами отличия траекторий K^* и K^{**} -мезонов и их последующего определения, либо путем анализа влияния нарушения $SU(3)$ на параметры $\alpha_{0,1}^{v,t}$.

Отдельно стоит вопрос проверки экспериментального осуществления сильного обменного вырождения K^* и K^{**} -полюсов.

Все это говорит о том, что даже выбрав КЭМ в качестве основной базы для расчетов, мы сталкиваемся с рядом вариантов этой модели, которые будут отличаться различными формами нарушения унитарной симметрии, наличием либо отсутствием сильного обменного вырождения. Все эти варианты должны быть рассмотрены и задачей теории является указание — какие физические величины, в какой области переменных S и t должны быть измерены и с какой точностью, чтобы можно было бы выбрать тот или иной вариант модели.

Однако, на основе проведенных расчетов, результаты которых обсуждены в предлагаемом обзоре, уже сейчас ясно, что нужно ожидать от экспериментальных исследований РОГ.

Прежде всего — это повышение точности измерений, особенно в области относительно больших t ; более надежное определение и уточнение значений α_{eff} для реакций $\bar{K}N \rightarrow KY$ и $K\bar{N} \rightarrow \bar{K}Y$; определение параметров поляризации P с большей точностью и для большего интервала энергий и переданного импульса, чем это сделано до сих пор.

Как уже отмечалось, для описания РОГ, как и во многих других случаях, экспериментальные значения параметра поляризации гораздо более чувствительны к модельным допущениям, чем, например, дифференциальные сечения.

Наконец, для осуществления полного опыта, наряду с $d\sigma/dt$ и R необходимо измерение и величины одного из параметров спиновой корреляции, например, R . По-видимому, излишне упоминать значение полного опыта для теоретического анализа РОГ.

Общее пожелание к эксперименту на данном этапе исследования РОГ, по-видимому, можно сформулировать как пожелание иметь тот же уровень и качество массива экспериментальных данных, который получен к настоящему времени по πN , $K N$, $N N$ -рассеяниям. Не исключено, что попытка единого описания этих реакций совместно с РОГ потребует определенного пересмотра описания и πN , $K N$ и $N N$ -рассеяний.

После изучения достигнутого уровня экспериментальных и теоретических исследований РОГ, результаты которого изложены в настоящем обзоре, можно сделать следующий вывод - исследование РОГ по существу находится в начальной стадии. Вместе с тем, его значимость для понимания общей картины взаимодействия адронов с неизбежностью требует дальнейшего широкого теоретического и экспериментального изучения свойств этих реакций. Можно надеяться, что в ближайшие годы такие исследования будут выполнены в различных научных центрах.

Авторы выражают благодарность Ю.А.Будагову, по инициативе которого был написан этот обзор, а также Ш.С.Еремяну за полезные обсуждения.

Таблица I

SU(3) связи для реакций $0^{-\frac{1}{2}+} \rightarrow 0^{-\frac{1}{2}+}$ *)

Полные амплитуды реакций	Обмены	SU(3) - Амплитуды
$A(\pi^{\pm}p \rightarrow \pi^{\pm}p)$	P, P', ρ	$A + A \pm A_V$
$A(\pi^{\mp}p \rightarrow \pi^{\mp}n)$	ρ	$\sqrt{2} A_V$
$A(\pi^{\mp}p \rightarrow \eta n)$	A_2	A_T
$A(K^{\pm}p \rightarrow K^{\pm}p)$	P, P', ρ, A_2, ω	$A_P + \frac{1}{2}(A_{P'} \pm A_V) + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}} A_T \pm A_{\omega}$
$A(K^{\pm}n \rightarrow K^{\pm}n)$	P, P', ρ, A_2, ω	$A_P + \frac{1}{2}(A_{P'} \mp A_V) - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}} A_T \pm A_{\omega}$
$A(K^{\mp}p \rightarrow \bar{K}^{\circ}n)$	ρ, A_2	$\sqrt{\frac{3}{2}} A_T - A_V$
$A(K^{\circ}n \rightarrow K^{\circ}p)$	ρ, A_2	$\sqrt{\frac{3}{2}} A_T + A_V$
$A(\pi^{\pm}p \rightarrow K^{\circ}\Sigma^{\circ}) = A(\pi^{\mp}n \rightarrow K^{\circ}\Sigma^{\circ})$ $\sqrt{2} A(\pi^{\mp}p \rightarrow K^{\circ}\Sigma^{\circ}) =$ $= -\sqrt{2} A(\pi^{\mp}n \rightarrow K^{\circ}\Sigma^{\circ})$	K^*, K^{**}	$\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1-a_T}{1+a_T} A_T - \frac{1-a_V}{1+a_V} A_V$
$A(K^{\mp}p \rightarrow \pi^{\mp}\Sigma^{\circ}) = 2A(K^{\mp}p \rightarrow \pi^{\mp}\Sigma^{\circ})$ $\sqrt{2} A(K^{\mp}p \rightarrow \pi^{\mp}\Sigma^{\circ}) = \sqrt{2} A(K^{\mp}n \rightarrow \pi^{\mp}\Sigma^{\circ})$ $= \sqrt{2} A(K^{\mp}n \rightarrow \pi^{\mp}\Sigma^{\circ})$	K^*, K^{**}	$\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1-a_T}{1+a_T} A_T + \frac{1-a_V}{1+a_V} A_V$
$A(\pi^{\mp}p \rightarrow K^{\circ}\Lambda) = A(\pi^{\mp}n \rightarrow K^{\circ}\Lambda)$	K^*, K^{**}	$-\frac{1}{2} \frac{1+3a_T}{1+a_T} A_T + \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{1+3a_V}{1+a_V} A_V$
$A(K^{\circ}p \rightarrow \pi^{\circ}\Lambda) = A(K^{\circ}n \rightarrow \pi^{\circ}\Lambda) =$ $= \sqrt{2} A(K^{\circ}p \rightarrow \pi^{\circ}\Lambda)$	K^*, K^{**}	$-\frac{1}{2} \frac{1+3a_T}{1+a_T} A_T - \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{1+3a_V}{1+a_V} A_V$

*) $a = \frac{1}{4}$

Таблица 2

Сводка ссылок экспериментальных данных
по реакциям с обменом гиперзарядом

Реакция	$P_{\text{ис}}$ (ГэВ)	Номер ссылки	Измеренные величины	Экспериментальная методика	
$\bar{p} \rightarrow \kappa^+ \Sigma^+$	3,0; 3,25; 4,0; 5,05; 7,0	[3]	$d\epsilon/dt, P$	счетчиковый эксперимент	
	3,23	[7]	$d\epsilon/dt, P$	пузырьковая камера	
	3,0; 5,0; 7,0	[4]	$d\epsilon/dt$	счетчиковый эксперимент	
	5,4	[5]	$d\epsilon/dt, P$	пузырьковая камера	
	3,0; 4,0; 5,0	[6]	$d\epsilon/dt, P$	счетчиковый эксперимент	
	3,7	[9]	$d\epsilon/dt$	пузырьковая камера	
	3,5; 3,75; 4,0; 4,25; 4,5; 4,75 5,0 6,0; 10,0 14,0	[8]	$d\epsilon/dt$ $d\epsilon/dt, P$	счетчиковый эксперимент	

	$\bar{p} \rightarrow \kappa^+ \Lambda$	3,14; 4,0	[15]	$d\epsilon/dt, P(3,14)$	пузырьковая камера
		3,9	[10]	$d\epsilon/dt, P$	пузырьковая камера
3,0; 4,0; 5,0; 6,0		[11]	$d\epsilon/dt$	счетчиковый эксперимент	
4,5; 6,0		[12]	$d\epsilon/dt, P$	пузырьковая камера	
7,9I		[13]	$d\epsilon/dt$	пузырьковая камера	
8,0; 10,7; 15,7		[14]	$d\epsilon/dt$	счетчиковый эксперимент	
5,0		[17]	P	счетчиковый эксперимент	

Таблица 2
продолжение

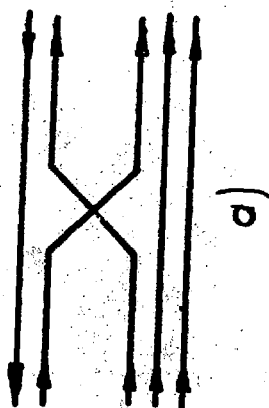
$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	3,9	[10]	$d\delta/dt$	пузырьковая камера
	4,5	[12]	$d\delta/dt, P_{\text{срег}}$	пузырьковая камера
	3,0; 4,0; 5,0; 6,0	[11]	$d\delta/dt$	счетчиковый эксперимент
	8,0; 10,7; 15,7	[14]	$d\delta/dt$	счетчиковый эксперимент
	3,15; 4,0	[15]	$d\delta/dt$	пузырьковая камера
$\pi^+ n \rightarrow K^+ \Lambda$	5,1	[16]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
$\pi^+ n \rightarrow K^+ \Sigma^+$	5,1	[16]	$d\delta/dt$	пузырьковая камера
$K^+ p \rightarrow \pi^+ \Sigma^+$	3,95	[18]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
	4,07; 5,47	[19]	$d\delta/dt$	пузырьковая камера
	8,0; 16,0	[20]	$d\delta/dt$	счетчиковый эксперимент
	4,25	[21]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
	3,95	[18]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
$K^+ p \rightarrow \pi^+ \Lambda$	4,25	[21]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
	4,9; 4,6	[22]	$d\delta/dt,$	пузырьковая камера
	3,9; 4,6	[22]	$d\delta/dt$	пузырьковая камера
$K^+ p \rightarrow \eta \Lambda$	3,95	[23]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
	3,95	[18]	$d\delta/dt,$	пузырьковая камера
	4,25	[21]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера

Таблица 2
продолжение

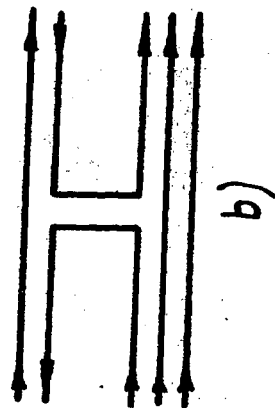
$\bar{K}p \rightarrow \eta' \Lambda$	3,95	[23]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
	3,9; 4,6	[22]	$d\delta/dt, P(3,9+4,6)$	пузырьковая камера
	4,25	[21]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
$\bar{K}n \rightarrow \eta' \Lambda$	3,6; 3,9	[24]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
	3,0	[25,26]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
	4,5	[27,28]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
$\bar{K}n \rightarrow \eta \Sigma^0$	4,5	[27,28]	$d\delta/dt$	пузырьковая камера
$\bar{K}p \rightarrow \eta' \Lambda$	2,5-3,5; 5-5,0	[29]	$d\delta/dt, P$	пузырьковая камера
	5,0-8,0; 8,0-12,0			
	2,0-3,0; 3,0-5,0; 5,0-8,0	[30]	$d\delta/dt, P_{\eta'}$ (e-s)	пузырьковая камера
$\bar{K}p \rightarrow \eta \Sigma^0$	2,5-3,5; 3,5-5,0; 5,0-8,0; 8,0-12,0	[29]	$\frac{d\delta}{dt}, P(P_{\eta' > 25\%})$	пузырьковая камера

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

1. а) Непланарная дуальная диаграмма с равной нулю мнимой частью
 б) Планарная дуальная диаграмма, имеющая фазовый множитель $e^{-i\mathcal{I}\alpha}$.
2. Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям реакций с обменом гиперзарядом [36].
3. Экспериментальные данные по наклонам дифференциальных сечений для: (а) реакций с рождением Σ -гиперона, (б) реакций с рождением Λ -гиперона. Линии А и В - теоретические предсказания ДАМ [44] (см. текст, часть IУ).
4. Экстраполяция дифференциальных сечений к $t=0$ для (а) реакций с рождением Σ -гиперона, (б) реакций с рождением Λ -гиперона. Кривая является предсказанием ДАМ [44].
5. Эффективная траектория $\alpha_{eff}(t)$, для реакции $\mathcal{I}^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ [8]. Прямая линия соответствует экстраполяции $\alpha_{eff} = 0,67 + 1,4 t$.
6. Описание дифференциальных сечений РОГ, полученное в модели Хартли-Кейна [46].
7. Описание дифференциальных сечений и поляризаций РОГ в i -факторной модели [48].
8. Описание дифференциальных сечений РОГ в квазиэikonальной модели [49].
9. Экспериментальные данные по поляризации в РОГ и их описание в модели Хартли-Кейна [46].
10. Предсказания квазиэikonальной модели для некоторых РОГ.



a)



b)

Рис.1

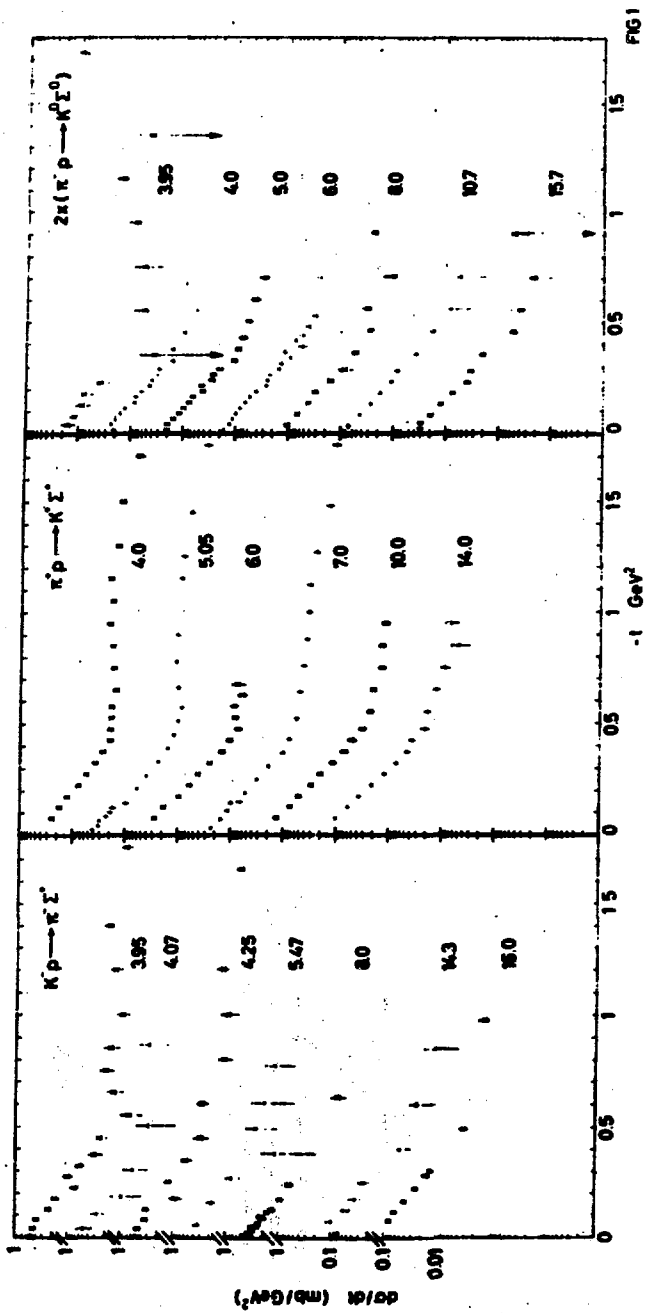


Рис.2а

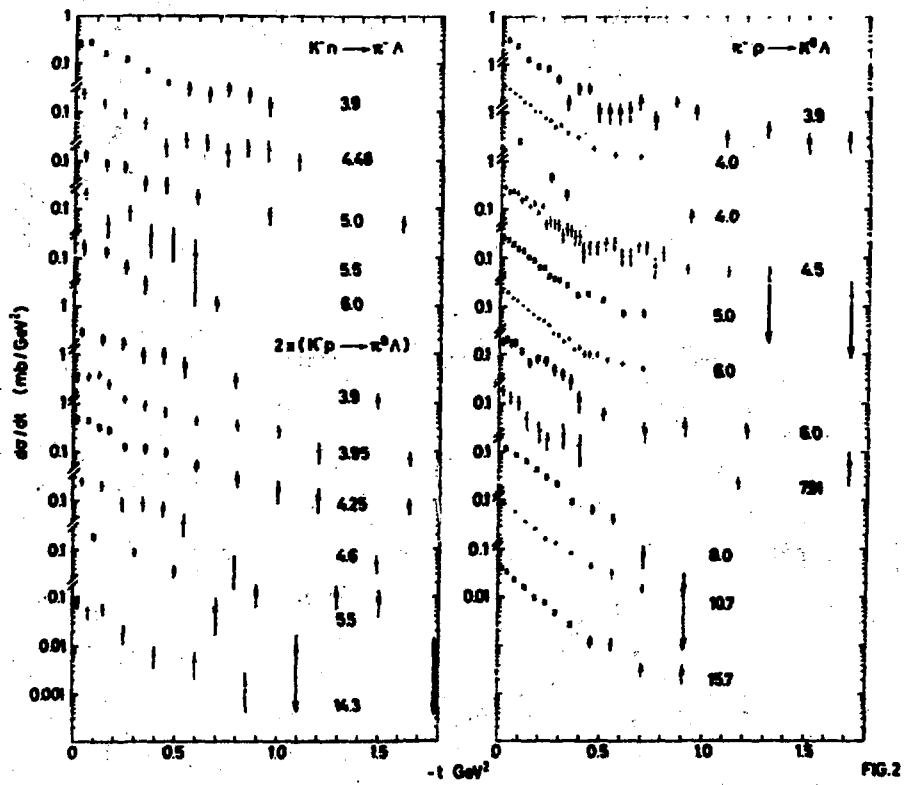


Рис.26

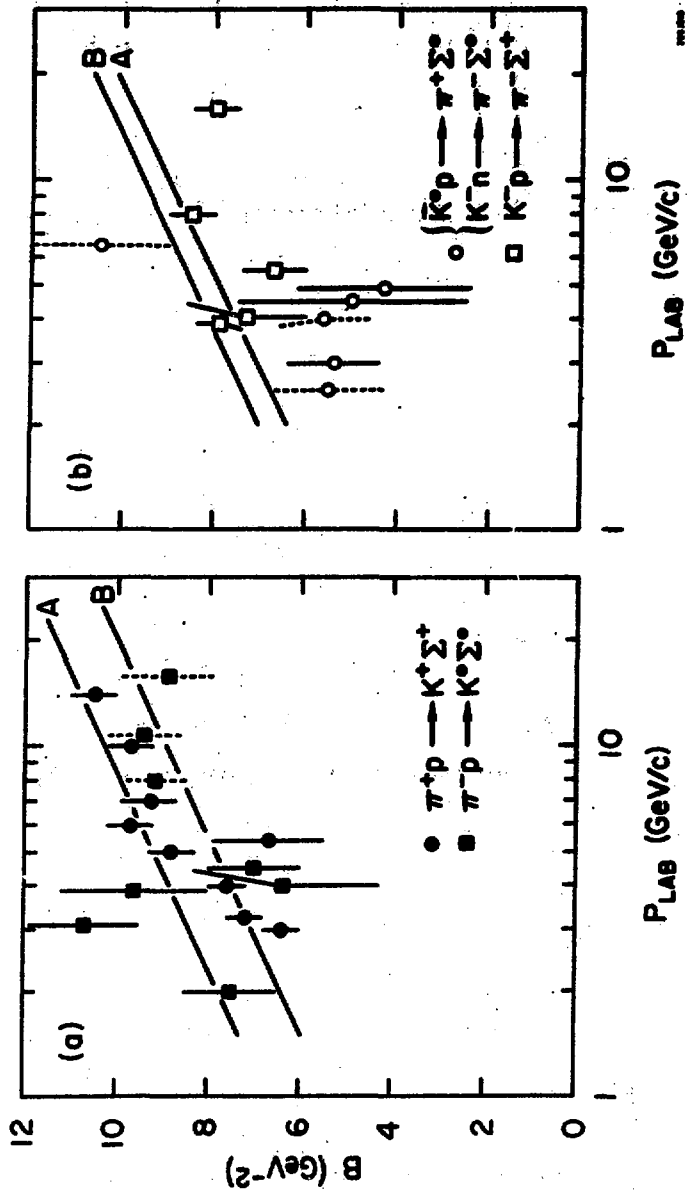


Рис. 3а

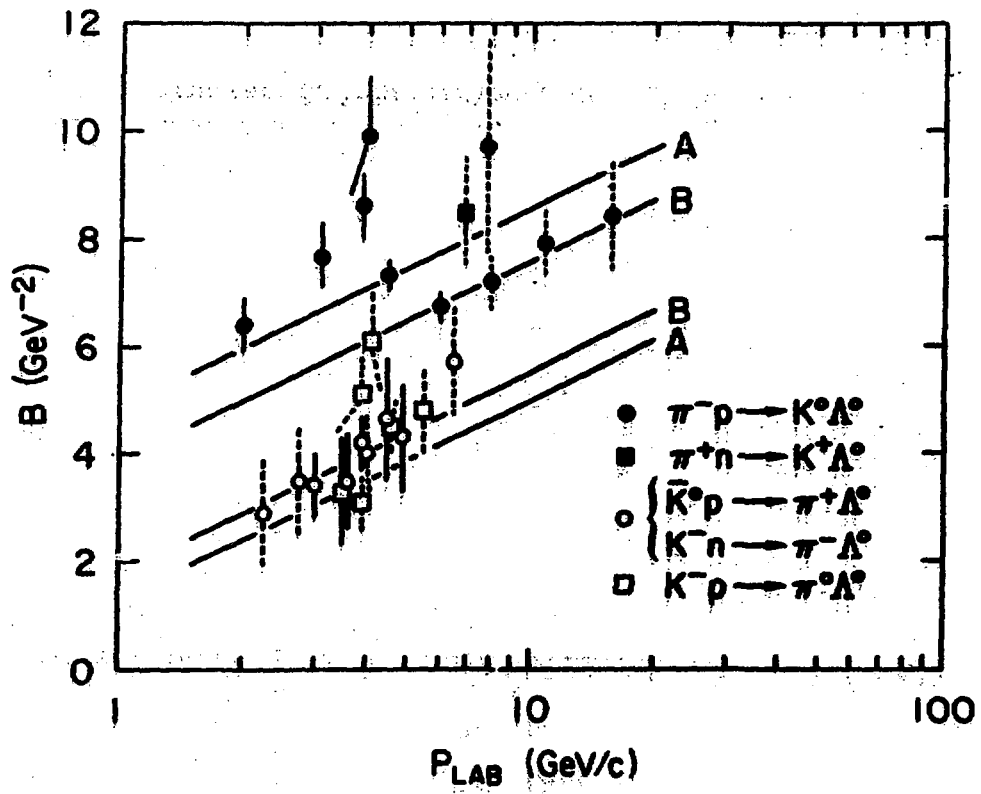


Рис. 36

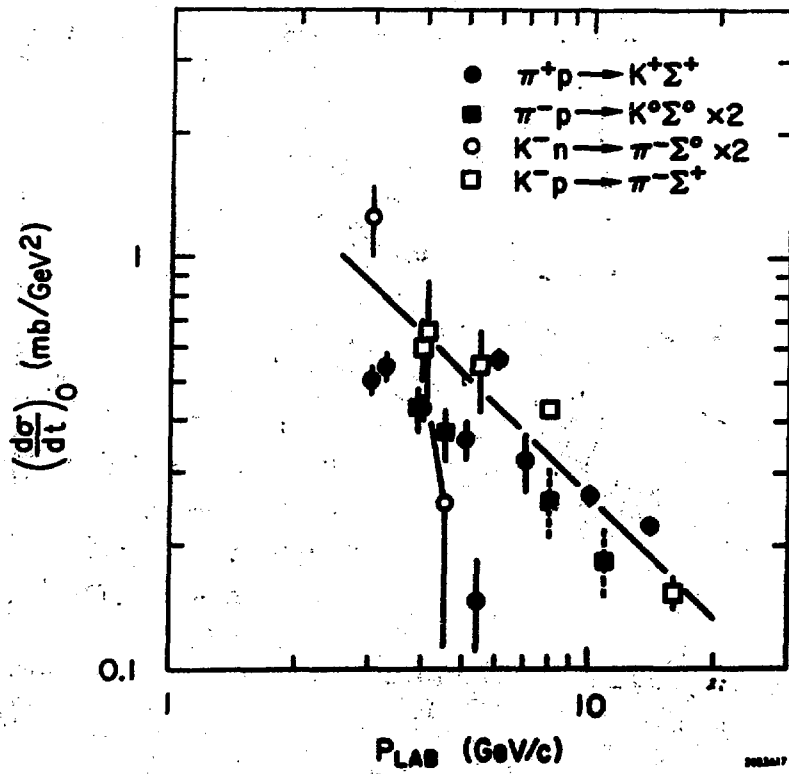


Рис. 4 а

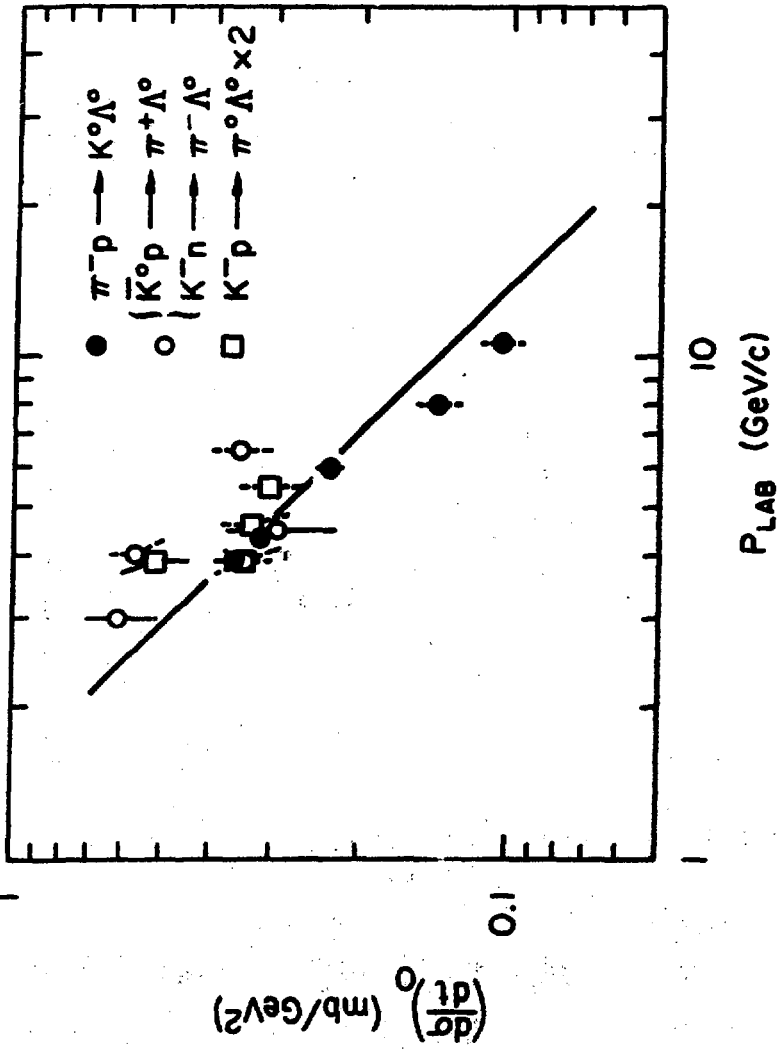


Рис.46

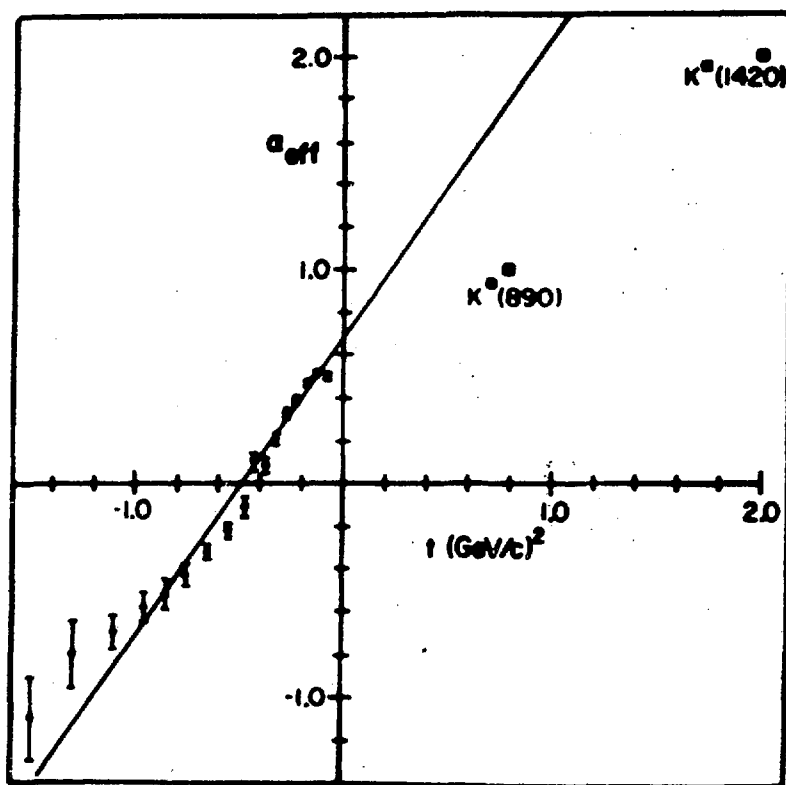


Рис. 5

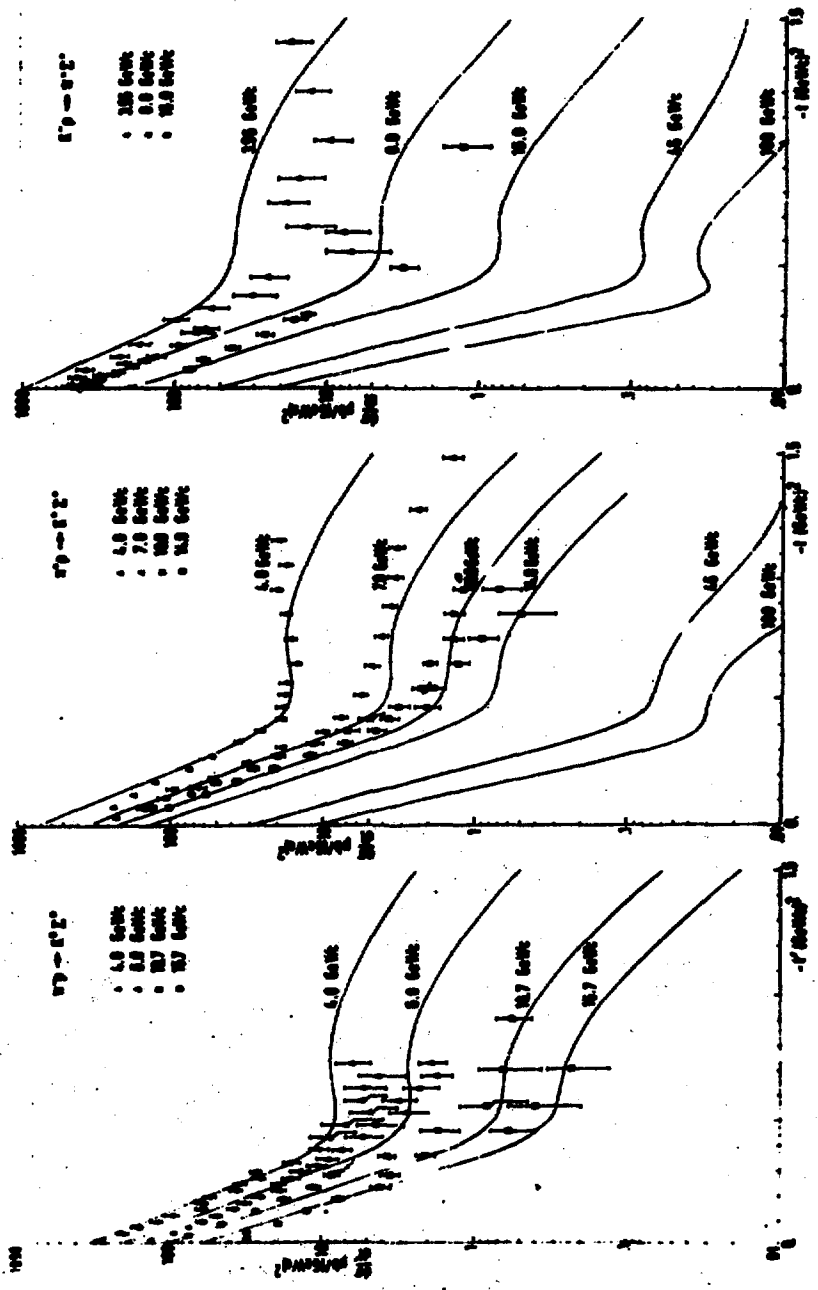


FIG. 6 a

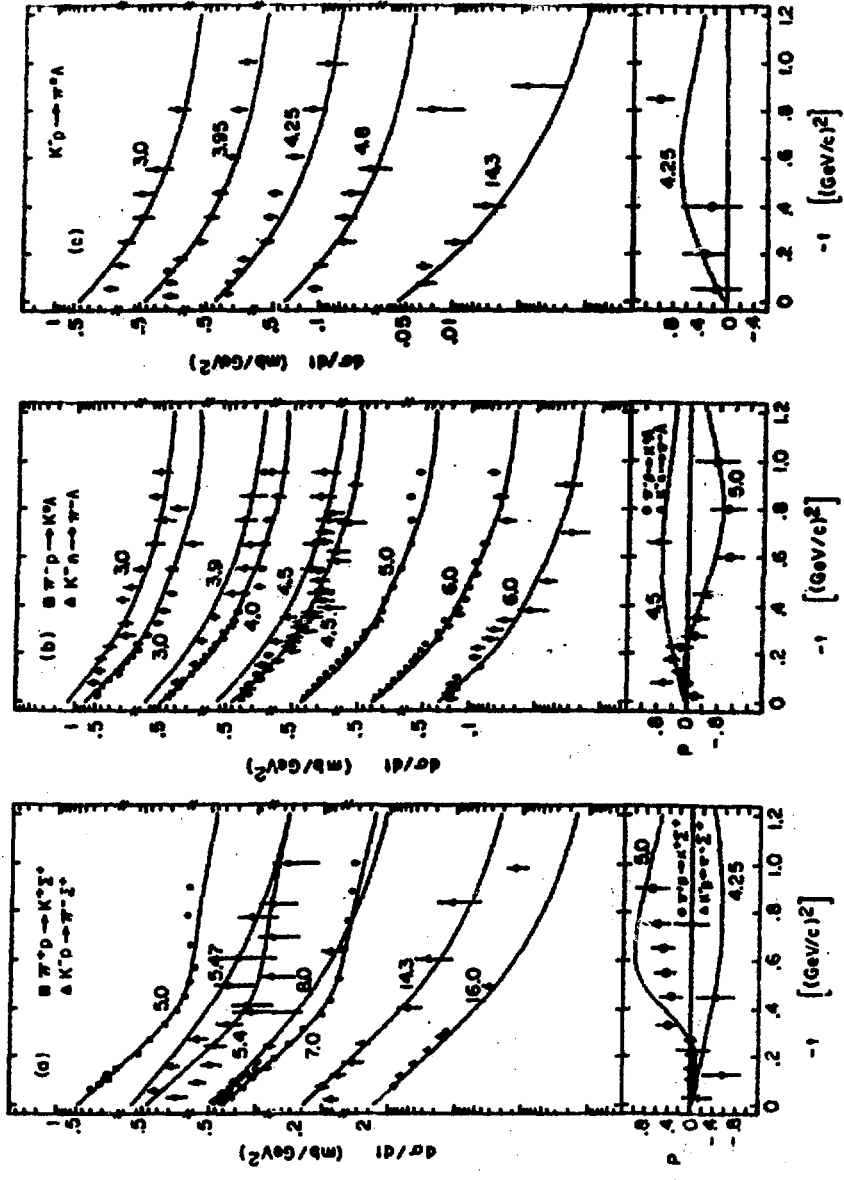


Рис. 7а

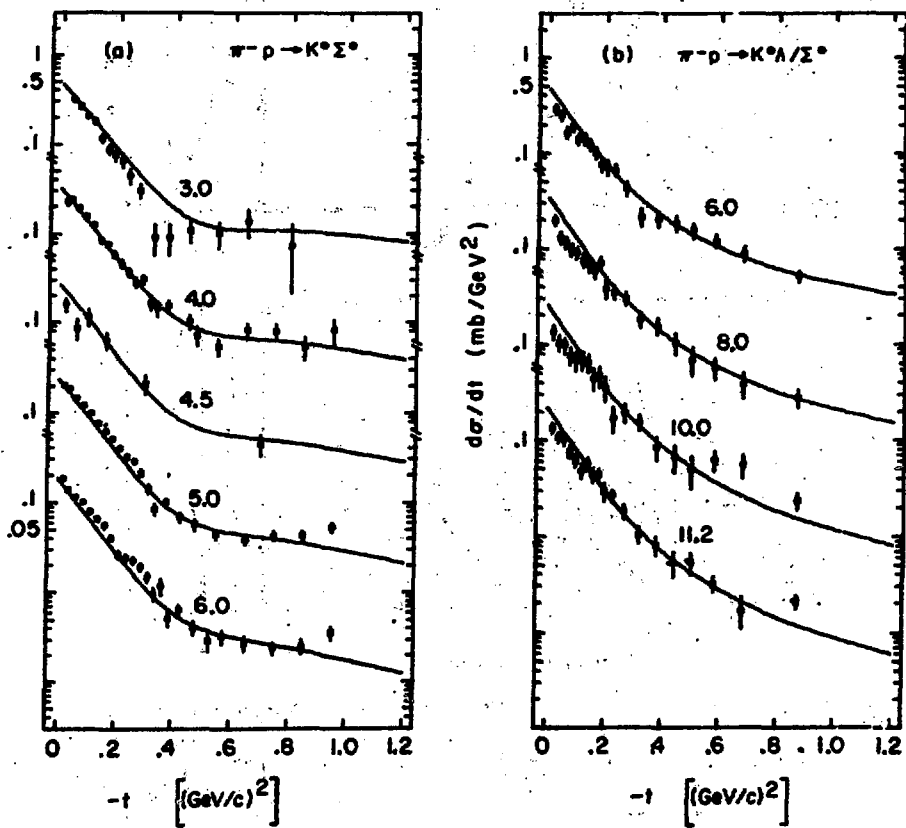


Рис. 76

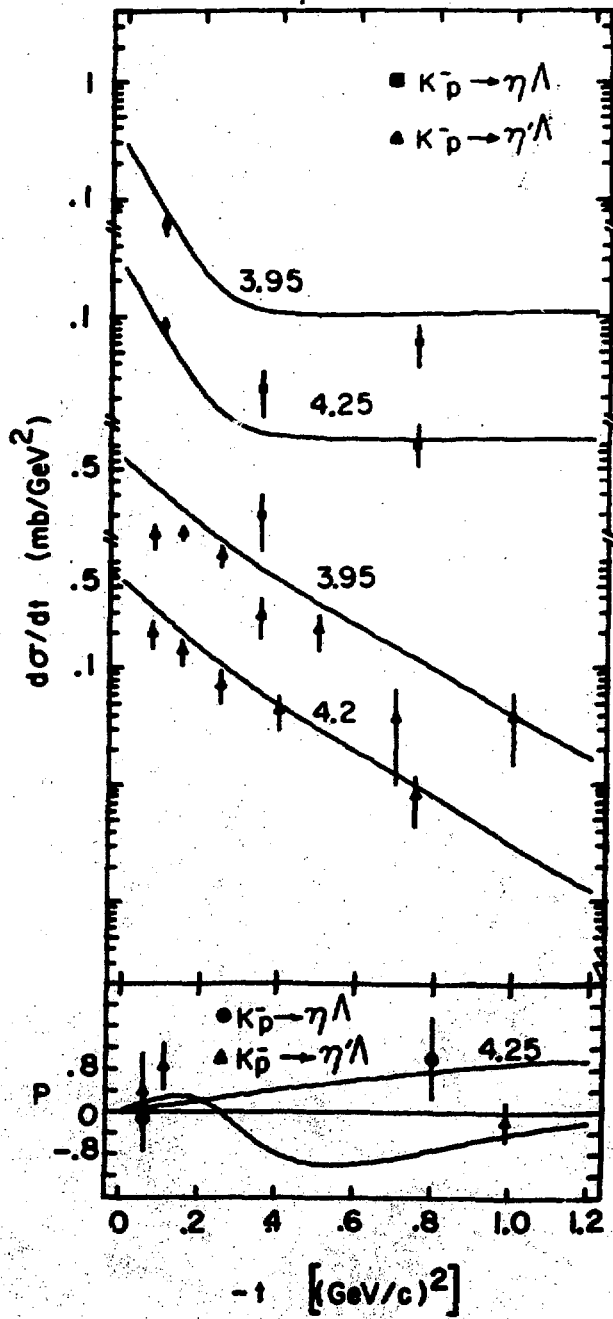


FIG. 7B

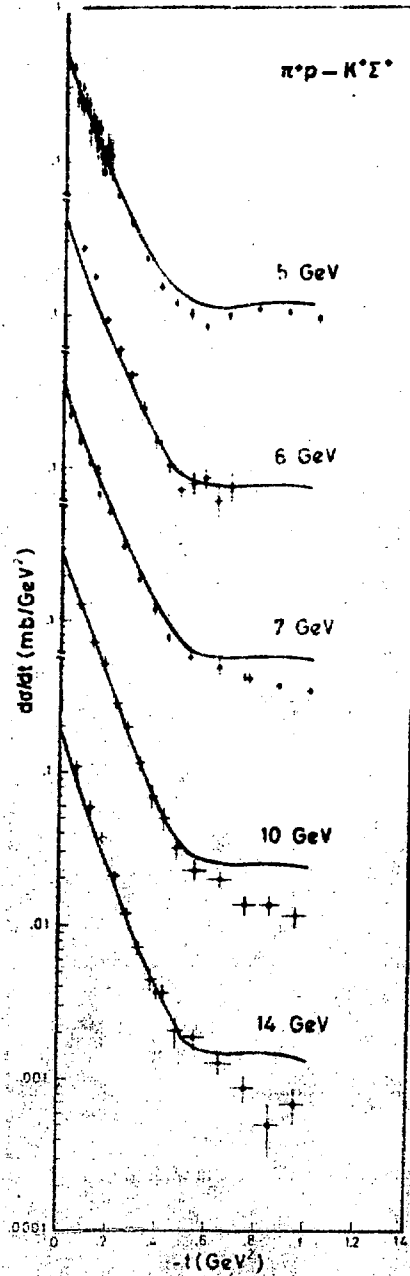


Рис. 8а

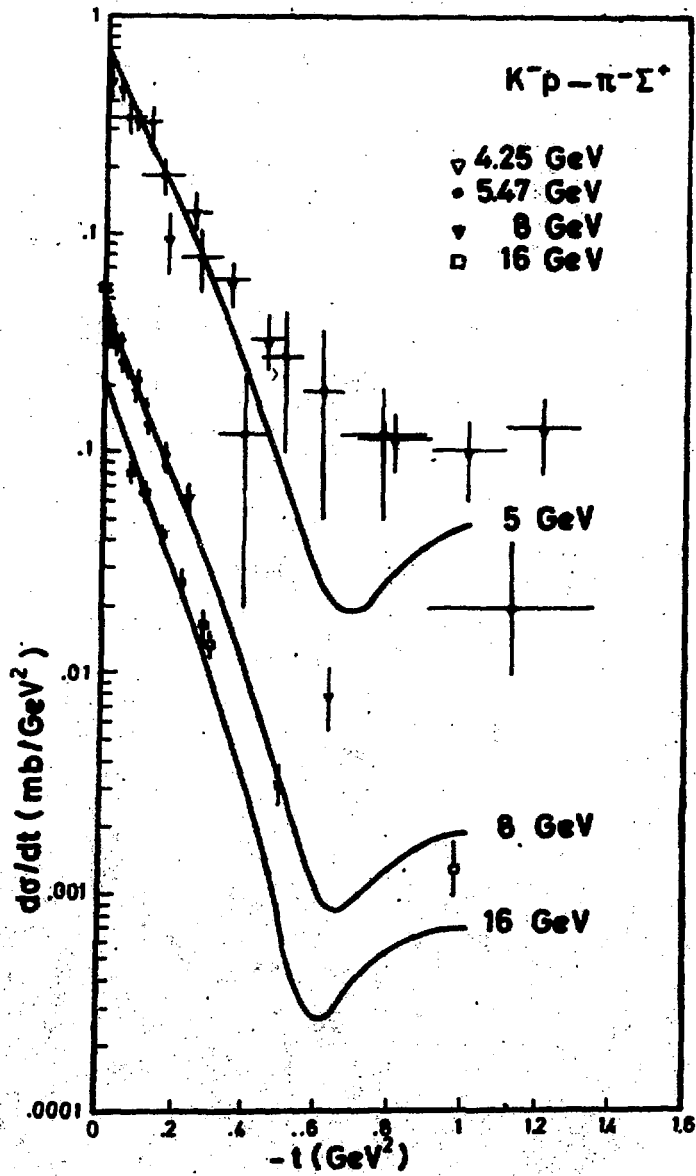


FIG. 86

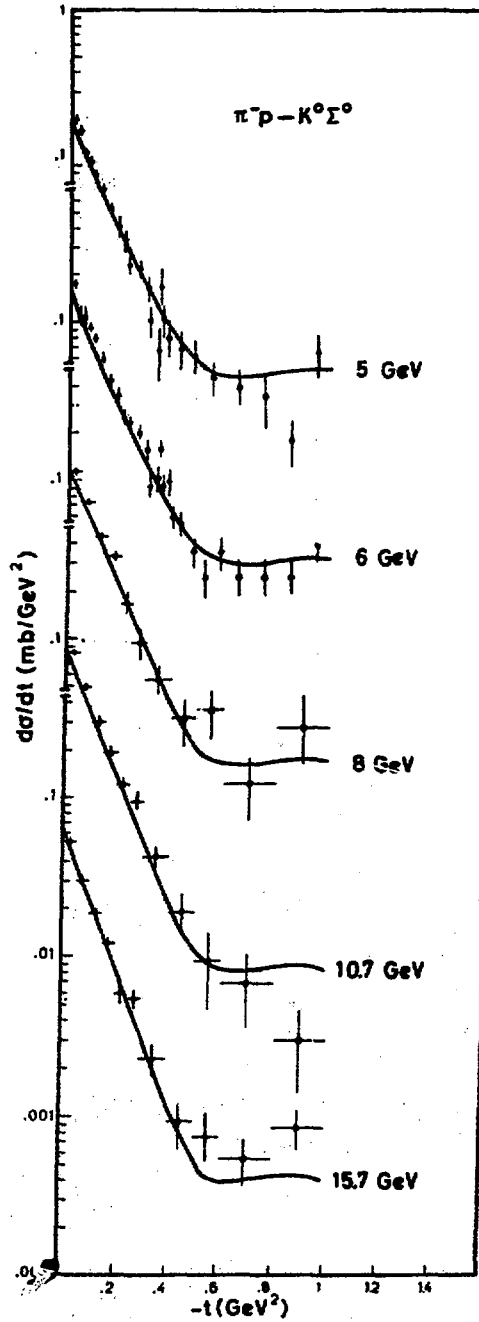


Рис. 8в

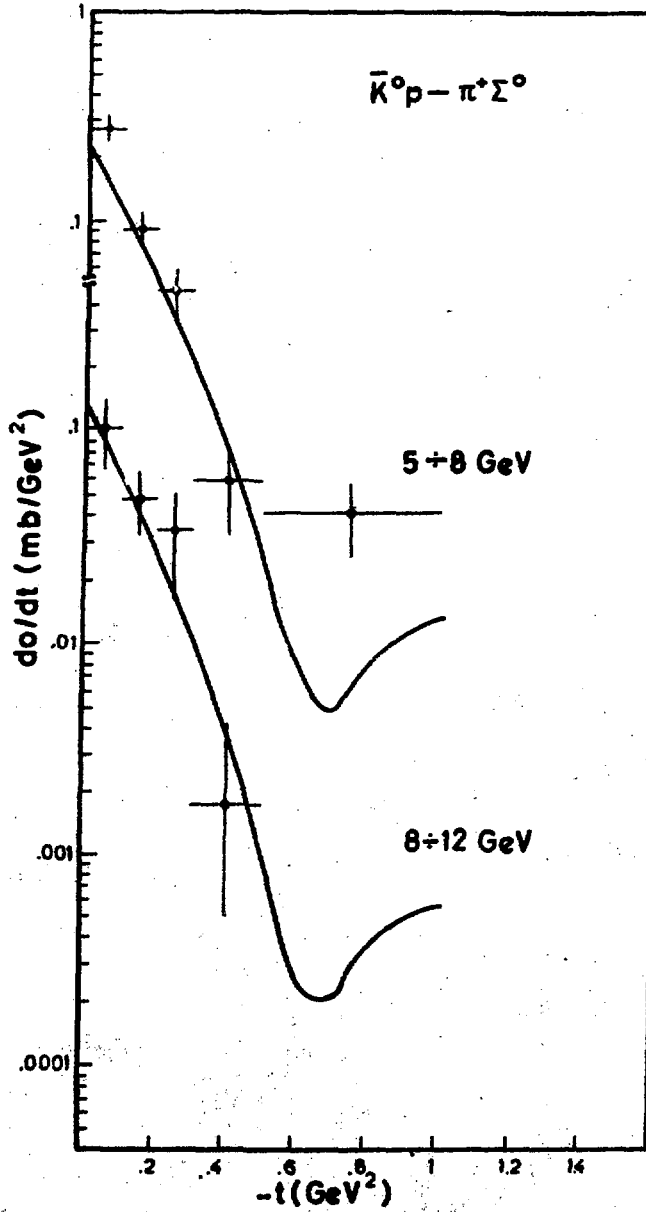


Рис. 8г

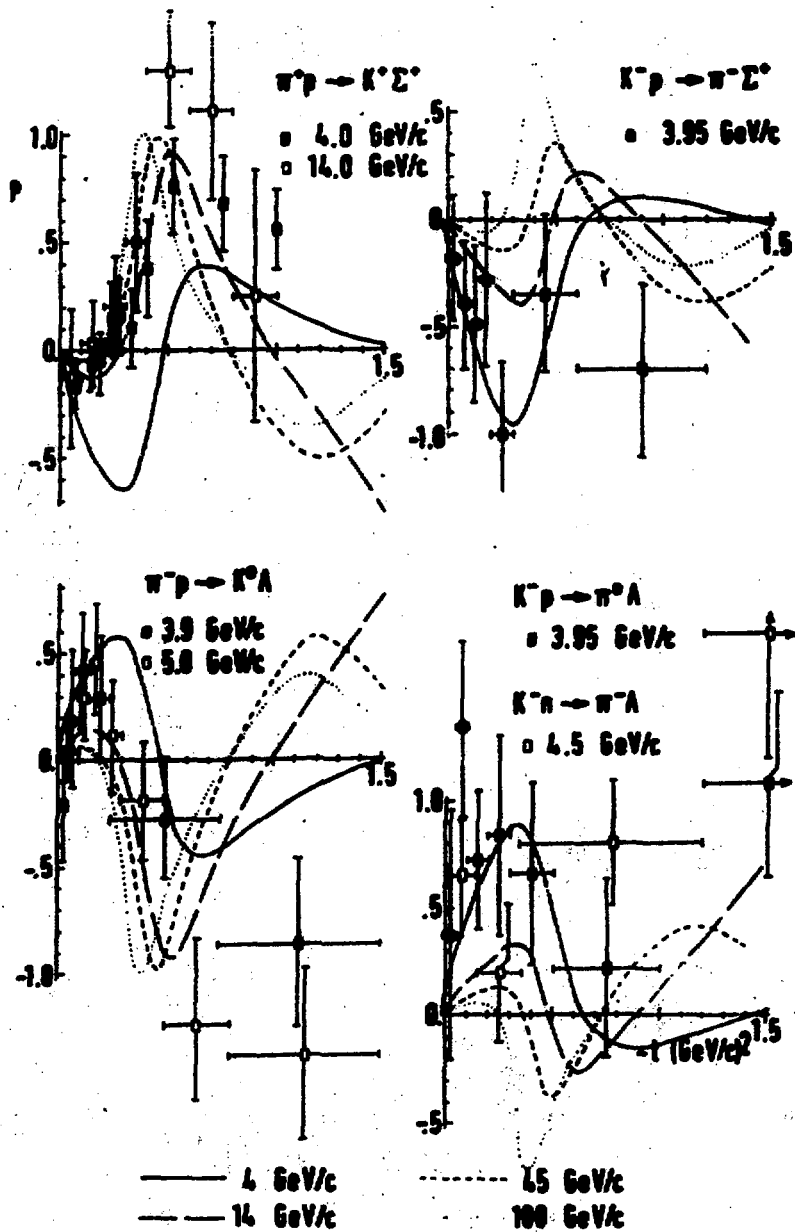


Рис. 9

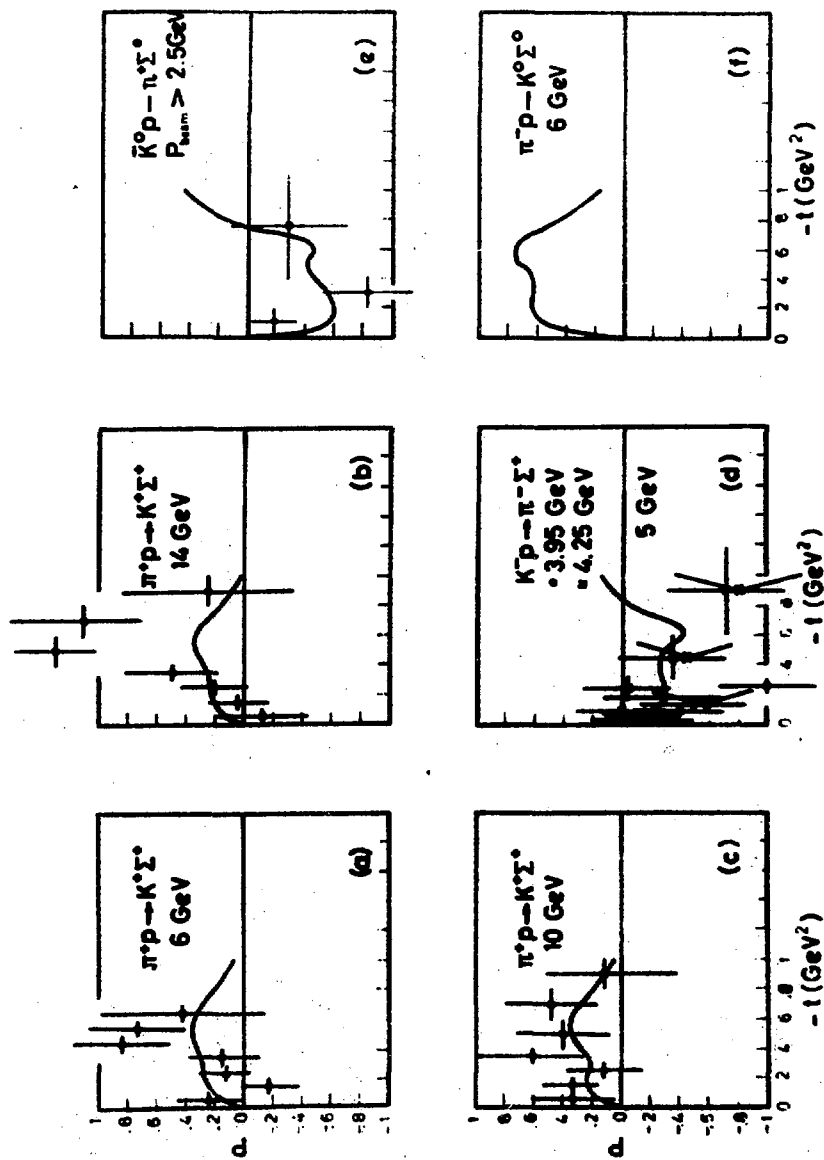


FIG. 10

ЛИТЕРАТУРА

1. H.I.Lipkin. Fermilab-Conf-75/79-THY, October 1975.
2. С.А.Акименко, Н.С.Амаглобели, А.Ц.Аматуни, В.И.Белосов, А. М.Блик, Ю.А.Будагов и др. Сообщение ОИЯИ, 1-8948(1975).
3. S.M.Pruss, C.W.Akerlof, D.I.Meyers et al. Phys.Rev. Lett. 23, 189, 1969.
4. P.V.Calbaci, C.W.Akerlof, P.K.Coldwell. et al. Phys. Rev.Lett. 27, 74, 1971.
5. W.A.Cooper, W.Manner, B.Musgrave, G.Voyvodic, Phys. Rev.Lett, 20, 472, 1968.
6. K.S.Han, C.W.Akerlof, P.A.Schmuesser et al. Phys.Rev. Lett. 24, 1353, 1970.
7. R.R.Kofler, R.W.Hartung, D.D.Reeder. Phys.Rev. 163, 1479, 1967.
8. A.Abashian, G.Fioncohiaro, M.C.Good et al. Phys.Rev. D4, 2667, 1971.
9. W.R.Butler, Ph.D.Thesis, UCRL-19845, 1970.
10. M.Abramovich, H.Blumenfeld, V.Chaloupka et al. Nucl Phys. B27, 477, 1971.

11. G.E.Ward, I.Amhat, A.Lesnik et al. Phys.Rev.Lett. 31, 1149, 1973.
12. D.J.Crennel, M.A.Gordon, Kwan-Wu Lai, I.Michael. Scarr. Phys.Rev. D6, 1220, 1972.
13. R.Ehrlich, W.Selve, M.Yuta. Phys.Rev.152, 1194,1966
14. K.J.Foley, W.A.Love, S.Ozaki et al. Phys.Rev. D8, 27, 1973.
15. O.I.Dahl, L.M.Hardy, R.I.Hess. Phys.Rev. 163, 1430, 1967.
16. Mettel Ph.D.Thesis, 1970.
17. W.Bensch, M.Borgini, S.Lauper et al. Nucl.Phys.B99, 5, 1975.
- 18.G.Moscoso, J.R.Hubhard, A.Leveque et al. Nucl. Phys. B36, 332, 1972.
19. J.S.Loos, U.E.Kruse,E.L.Goldwasser. Phys.Rev. 173, 1330, 1968.
20. D.Birnbaum, R.Medelstein, N.C.Hein et al. Phys.Lett. 31B, 1970.
21. R.Blokzijl, A.J.De Groot, W.Hoogland et al. Nucl.

- Phys. B51, 535, 1973.
22. M.Aquilar-Benitez, S.N.Chung, R.L.Eisner, N.P.Samios. Phys.Rev. D6, 29, 1972.
23. L.Moscoso, J.R.Hubbard, A.Rouge, H.Videan. Phys. Lett. 40B, 285, 1972.
24. D.J.Grennel, Uri Karshon. Kwan-Wu Lai et al. Phys. Rev.Lett. 23, 1347, 1963.
25. R.Bartouland, Duong Whu Hai, G.Griselin et al.Nucl. Phys. B9, 493, 1969.
26. J.C.Scheuer, R.Bartouland, D.Merril et al. Nucl. Phys.B33, 1971.
27. W.L.Yen, A.C.Amman, D.D.Garmony et al. Phys.Rev. 188, 2011, 1969.
28. W.L.Yen, A.C.Amman, D.D.Garmony et al. Phys. Rev. Lett. 22, 963, 1969.
29. R.J.Yamartino, G.W.Brandenburg, W.B.Yohnson et al. Phys.Rev. D10, 9, 1974.
30. A.O.Brody, W.B.Johnson, B.Kehoe et al. SLAC-PUB-823 1970.

31. Sh.Salin. Nucl.Phys.B3, 323, 1967.
32. D.D.Reeder, K.V.L.Sarma. Nuovo Cimento 53, 88,
1968; Phys.Rev.172, 566, 1968.
33. R.C.Arnold. Phys.Rev.153, 1506, 1967.
34. A.D.Martin, C.Michael. Phys.Lett. 37B, 513, 1971.
35. V.Barger, A.D.Martin. Phys.Lett.39B, 379, 1972.
36. A.C.Irving, A.D.Martin, V.D.Berger. Nuovo Cimento
16A, 573, 1973.
37. A.D.Martin, C.Michael, R.J.N.Phillips. Nucl.Phys.
B43, 13, 1972.
38. C.Damerell, F.Elvekajer, A.Berglund et al. Phys.
Rev.Lett.60B, 121, 1975.
39. A.Krziwicki, J.Tran Than Van. Phys.Lett.30B, 185,
1969.
40. C.Meyers, Y.Noiret, M.Rimpault, Ph.Salin. Nucl.Phys
B23, 99, 1970.
41. A.C.Irving, A.D.Martin, C.Michael. Nucl.Phys.B32,1,
1971.
42. B.Sadoulet. Nucl.Phys. B53, 135, 1973.

43. R.D.Field Jr. Phys.Rev.D5, 86, 1972;LBL-33(1971).
44. J.S.Loos, J.A.J.Mattews. Phys.Rev.D6, 2463, 1972.
45. C.Michael. Nucl.Phys. B13, 644, 1969.
46. B.J.Hartley, G.L.Kane. Nucl.Phys.B57, 157, 1973.
47. G.A.Ringlang, R.G.Roberts, D.P.Roy, I.Tran Than Van. Nucl.Phys.B44, 395, 1972.
48. S.E.Egli, D.W.Duke, N.W.Dean. Phys.Rev.D9, 1365, 1974.
49. Г.Г.Аракелян, Ш.С.Еремян, А.Э.Назарян.Препринт ЕФИ-185(31)-76.
50. F.Halzen, C.Michael. Phys.Lett.36B, 367, 1971.
51. V.D.Barger, D.B.Cline. Phenomenological Theories of High Energy Scattering. W.A.Benjamin. Inc. New York 1969.
52. H.Narari. Phys.Rev.Lett.22, 562, 1969; J.Rosner. Phys.Rev.Lett. 22, 689, 1969.
53. R.J.N.Phillips, D.P.Roy. RL-73-064 (1973).
54. Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М,1967.

55. S.Meskov, G.A.Snow, G.Yodh. Phys.Rev.Lett. 12, 87, 1964; Phys.Rev.Lett. 13, 212, 1964.
56. А.Д.Долгов, В.В.Соловьев. Препринт ИТЭФ, 333, 1965.
57. G.M.Thrilling. Nucl.Phys. B40, 13, 1972.
58. M.Davier, H.Harari. Phys.Lett. 35B, 239, 1970.
59. C.Michael. CERN TH. 1480, 1972.
60. H.Harari. Annals of Physics 63, 432, 1971.
61. К.А.Тер-Мартirosян. Письма в ЖЭТФ, 15, 734, 1972.
62. Ш.С.Еремян. Вопросы физики элементарных частиц, 6, 2, Ереван, 1975; ЯФ, 21, 373, 1975.
63. Ш.С.Еремян. Работа, представленная на ХУП конференцию по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976.
64. R.Carlitz, H.V.Green, A.Zee. Phys.Rev. D4, 3439, 1971.
65. A.M.Boyarski, R.Diebold, S.D.Eklund et al. Phys. Rev. Lett. 22, 1131, 1969.

Рукопись поступила 19-го мая 1976 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

I.	Введение	3
II.	Унитарная симметрия и дуальность в реакциях с обменом гиперзарядом	7
III.	Теоретические модели.	15
IV.	Сопоставление экспериментальных данных и предсказаний теоретических моделей	25
V.	Заключение	31



Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 675

ВФ- 03977

Тираж 299

Подписано к печати 9/IX-76г Формат издания 30x40

4,0 уч.изд.л. Ц. 28 к.

Отпечатано на ротапринтере
Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Марка-
ряна 2