

## ТРАНСМИССИОННАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ $K_L^0 - K_S^0$ НА ВОДОРОДЕ

*И. А. Савин*

Объединенный институт ядерных  
исследований, Дубна

Существующие экспериментальные данные по изучению регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде при высоких энергиях сопоставляются с предсказаниями, следующими из теории комплексных угловых моментов и дисперсионных соотношений. Обзору данных предшествует краткое описание основных положений теории и методов наблюдения регенерации.

The existing experimental data on  $K_L^0 - K_S^0$  regeneration in hydrogen at high energies are compared with the predictions based on the complex angular momentum theory and dispersion relations. The brief description of related theoretical questions and experimental methods are presented also.

### ВВЕДЕНИЕ

Нейтральные каоны благодаря своим уникальным свойствам, в которых переплетаются все современные представления об элементарных частицах и их основных взаимодействиях, вот уже более 20 лет являются предметом интенсивных исследований. Напомним кратко эти свойства.

Нейтральные каоны, с одной стороны, образуют систему из двух состояний:  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , являющихся собственными функциями гамильтонианов сильного  $H_c$  и электромагнитного  $H_e$  взаимодействий с определенными значениями странности  $+1$  и  $-1$  соответственно. Они связаны друг с другом соотношением  $CPT(K^0) = \bar{K}^0$ , где  $CPT$  обозначает совместное действие операторов зарядового сопряжения  $C$ , отражения пространства  $P$  и инверсии времени  $T$ . Вследствие этого собственные значения функций  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  относительно  $(H_c + H_e)$ , представляющие собой массы частиц, равны, т. е.  $M_{K^0} = M_{\bar{K}^0}$ .

С другой стороны, с точки зрения слабых взаимодействий система нейтральных каонов также имеет два состояния с определен-

ными (различными) массами и временами жизни. Эти состояния были гипотетически введены Гелл-Маном и Пайсом [1] в 1955 г. и названы  $K_1^0$  и  $K_2^0$ . С  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  они связаны квантовомеханическими соотношениями «смеси частиц»:

$$K_1^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/2^{0,5}; \quad K_2^0 = (K^0 - \bar{K}^0)/2^{0,5}. \quad (1)$$

Состояния  $K_1^0$  и  $K_2^0$  являются собственными состояниями оператора комбинированной четности  $CP$  с собственными значениями  $+1$  и  $-1$  соответственно:  $CP(K_1^0) = K_1^0$ ;  $CP(K_2^0) = -K_2^0$ .

До 1964 г. предполагалось, что слабые взаимодействия инвариантны относительно операции  $CP$ . Поэтому  $K_1^0$  и  $K_2^0$  должны распадаться по различным каналам, в которых  $CP$ -четности начального и конечного состояний сохраняются. Разрешенными в этом случае являются двухпионные распады  $K_1^0: K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  ( $\pi^0 \pi^0$ ), где, как можно показать, пионы находятся в состоянии с  $CP = +1$ . Соответственно для  $K_2^0$  разрешены трехпионные распады:  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  или  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  ( $K_{\pi\pi 3}^0$ ), где пионы образуют состояние с  $CP = -1$ .  $K_2^0$  могут также распадаться по полулептонным каналам:  $K_2^0 \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp \nu$  ( $K_{\mu 3}^0$ ) и  $K_2^0 \rightarrow e^\mp \pi^\pm \nu$  ( $K_{e 3}^0$ ). Гипотезой сохранения  $CP$ -четности запрещены, например, двухпионные распады  $K_2^0$ .

Скорость распада состояний  $K_1^0$  и  $K_2^0$  различна. С точки зрения объема фазового пространства распад на два пиона должен идти значительно чаще, чем, например, распад на три пиона. Поэтому состояние  $K_1^0$  называют короткоживущим ( $\tau_1 = 0,89 \cdot 10^{-10}$  сек), а состояние  $K_2^0$  — долгоживущим ( $\tau_2 = 5,18 \cdot 10^{-8}$  сек).

Соотношения (1) были введены в то время, когда долгоживущий  $K_2^0$ -мезон еще не был открыт. Его открытие в 1956 г. [2] явилось первым блестящим подтверждением выдвинутой гипотезы смеси частиц.

Как нашли Пайс и Пиччиони [3], наличие двух времен жизни приводит к небольшой разнице масс  $K_1^0$  и  $K_2^0$ :  $|M_{K_1} - M_{K_2}| = \Delta M$  или  $\delta = \Delta M c^2 \tau_1 / \hbar$ . Как показали измерения [4],  $\delta \approx 0,5$ , а  $\Delta M c^2 \approx 10^{-5}$  эв.

Суперпозиция состояний  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , входящих в  $K_1^0$  и  $K_2^0$ , разное время жизни последних и наличие малой разницы масс привели к открытию одного из самых замечательных явлений в физике элементарных частиц — регенерации одного состояния другим. Суть его заключается в следующем: пусть на образец вещества падает чистая  $K_2^0$ -волна. До взаимодействия в падающей волне состояния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , согласно (1), находятся в равновесии. Однако на выходе из образца это равновесие нарушится вследствие различия амплитуд взаимодействия  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  с веществом:

$$\left. \begin{aligned} \psi_{\text{in}} &= K_2^0 = (K^0 - \bar{K}^0)/2^{0,5}; \\ \psi_{\text{out}} &= (fK^0 - \bar{f}\bar{K}^0)/2^{0,5} = (1/2)(f - \bar{f})K_1^0 + (1/2)(f + \bar{f})K_2^0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

В результате в пучке за образцом кроме ослабленной волны  $K_2^0$  появится регенерированная волна  $K_1^0$ . Амплитуды  $f$  и  $\bar{f}$  характеризуют изменение состояний  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , а амплитуды

$$f_{21} \equiv (f - \bar{f})/2 \quad \text{и} \quad f_{22} \equiv (f + \bar{f})/2 \quad (3)$$

называются амплитудами регенерации и рассеяния соответственно.

Явление регенерации было впервые предсказано в работе [3] и подробно теоретически исследовалось в работах [5—7]. Были выделены различные типы регенерации и получены аналитические выражения для интенсивности регенерированных каонов и их углового распределения. Параллельно шло и экспериментальное исследование явления регенерации, главным образом для проверки гипотезы «смеси частиц». Затем, когда в 1964 г. был обнаружен распад долгоживущих каонов на два пиона [8], регенерация использовалась для изучения проблемы нарушения  $CP$ -инвариантности. В связи с этим состояния  $K_1^0$  и  $K_2^0$ , введенные соотношениями (1), представляют собой лишь состояния с определенной  $CP$ -четностью. Короткоживущие и долгоживущие каоны стали обозначать соответственно  $K_S^0$  и  $K_L^0$ . Их связь с  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  выражается более сложными, чем формулы (1), линейными соотношениями с комплексными коэффициентами [9—15]. Однако изменение структуры состояний нейтральных каонов не привело к изменению основных формул, описывающих явление регенерации, и выводы работ [5—7] остались справедливыми.

Открытие нарушения  $CP$ -инвариантности позволило экспериментаторам изучать в опытах по регенерации проблемы сильных взаимодействий каонов и, в частности, асимптотическое поведение сечений их взаимодействий. Эти вопросы рассмотрены в настоящей статье. В разд. 1 дается краткая сводка основных типов регенерации и формул, описывающих угловое распределение и интенсивность регенерированных каонов; разд. 2 посвящен обзору различных теоретических моделей, с помощью которых вычисляются амплитуда трансмиссионной регенерации и ее зависимость от энергии; в разд. 3 дано описание аппаратуры и методов наблюдения регенерации, а в разд. 4 — существующие экспериментальные данные по  $K_L^0 - K_S^0$ -регенерации на водороде. В процессе изложения отмечается тесная связь экспериментов по регенерации нейтральных каонов с экспериментами по измерениям полных сечений взаимодействий заряженных каонов, выполненных в Институте физики высоких энергий, г. Серпухов.

## 1. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ РЕГЕНЕРАЦИИ

В настоящее время имеется много оригинальных работ [7, 11, 16—18], в которых дается строгое математическое описание процессов регенерации. Ниже приведем современную классифика-

цию типов регенерации и основные формулы, полученные в этих работах.

**Типы регенерации.** Рассматривая суть явления регенерации, мы не специфицировали характер взаимодействия падающей волны с веществом. Однако в зависимости от конкретизации процессов, происходящих в мишени при прохождении через нее  $K_L^0$ , можно различить несколько типов регенерации, основные из которых следующие: трансмиссионная (или когерентная), упругая (или дифракционная), неупругая, электромагнитная. Каждой из них соответствует определенный вид амплитуды регенерации  $f_{21}$ .

Трансмиссионная регенерация, или регенерация в прошедшем пучке, происходит тогда, когда весь блок вещества (все его атомы) как целое взаимодействует с падающей волной  $K_L^0$  и дает вклад в амплитуду регенерированных  $K_S^0$ . Пайс и Пиччиони [3] на идеализированном примере вещества, которое полностью поглощает  $\bar{K}^0$  и полностью пропускает  $K^0$ , показали, что этот тип регенерации является когерентным процессом, вследствие чего регенерированные  $K_S^0$  имеют ту же энергию, что и падающие  $K_L^0$ , а вещество не получает отдачи. Впоследствии [6] было доказано, что и в обычном веществе этот процесс когерентен. Поэтому такую регенерацию часто называют когерентной регенерацией.

Упругая регенерация  $K_S^0$  есть такой процесс, при котором отдельные нуклоны ядра, на котором рассеивается  $K_L^0$ , дают когерентный вклад в амплитуду рассеяния под данным углом. Другие ядра дают вклад в интенсивность. При упругой регенерации ядро в целом практически не получает отдачи и не возбуждается.

Неупругая регенерация  $K_S^0$  характеризуется тем, что в результате взаимодействия падающей волны  $K_L^0$  с ядром последнее возбуждается или разваливается.

Электромагнитная регенерация [19, 20] может появиться в том случае, если  $K_L^0$ -мезоны имеют электромагнитную структуру, приводящую к тому, что  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  по-разному взаимодействуют с электронами (имеют, например, противоположные знаки перед амплитудами).

Все перечисленные типы регенерации, кроме электромагнитной, наблюдались на опыте. В дальнейшем мы будем обсуждать только трансмиссионную регенерацию.

**Трансмиссионная регенерация.** Ширину углового распределения трансмиссионно регенерированных  $K_S^0$  оценим следующим образом. Рассмотрим пластину вещества и слой толщиной  $dx$  в ней (рис. 1). Вклад в рассеянную волну в точке  $x$  от элемента  $d\rho$ , находящегося на расстоянии  $\rho$  от оси пучка, будет когерентным только в том случае, если  $\rho - x \ll \lambda/2$ , откуда следует, что

$$\theta \ll (\lambda/\rho)^{0,5}. \quad (4)$$

При импульсе каонов  $p \gg 1 \text{ ГэВ/с}$  и  $\rho \approx 1 \text{ см}$  оказывается, что  $\theta$  меньше  $10^{-7} \text{ рад}$ . Таким образом, все когерентно регенерированные пластиной  $K_S^0$  летят практически в том же направлении, что

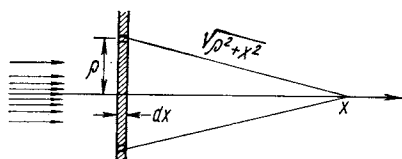


Рис. 1. Иллюстрация к вычислению изменения волновой функции в малом слое вещества

и падающие  $K_L^0$ , и их угловое распределение будет определяться разрешающей способностью прибора, с помощью которого они наблюдаются.

Интенсивность трансмиссионной регенерации  $K_S^0$  можно рассчитать при решении системы уравнений [5, 6, 17, 18], определяющих изменения со-

стояний  $K_L^0$  и  $K_S^0$  при прохождении их через вещество. При этом надо учитывать, что каждый из них претерпевает рассеяние, распад, регенерацию и распространяется в пространстве с определенной скоростью.

В случае, когда первоначально чистое состояние есть  $K_L^0$  и можно не учитывать процессы вторичной регенерации  $K_L^0$  регенерированными  $K_S^0$ , интенсивность трансмиссионной регенерации (в расчете на один падающий  $K_L^0$ ) на выходе из мишени-регенератора определяется комплексным коэффициентом регенерации  $\rho'(p)$ :

$$\rho'(p) \equiv |\rho(p)| \exp(i\Phi_\rho) \exp(-N\sigma_t L/2); \quad (5)$$

$$I_{K_S^0}(p) \approx |\rho'(p)|^2, \quad (6)$$

где

$$\rho(p) = 2\pi N \Lambda_S \frac{if_{21}^0(p)}{k} \frac{\exp(-l/2) - \exp(-i\delta l)}{-(i\delta - 1/2)}. \quad (7)$$

Обращает на себя внимание структура коэффициента  $\rho(p)$ , зависящего от числа атомов в единице объема  $N$ , распадной длины  $K_S^0 - \Lambda_S$ , амплитуды регенерации  $f_{21}^0(p) \equiv |f_{21}^0(p)| \exp[i\Phi_{21}^0(p)]$  на данном ядре, волнового числа  $k = p/\hbar$  и фактора, связанного с длиной мишени ( $l = L/\Lambda_S$ ) и разностью масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$ . Последний фактор при малых длинах мишени равен  $l$ .

Фаза коэффициента регенерации, как видно из (7), определяется суммой двух членов:

$$\Phi_\rho(p) = \arg i [f_{21}^0(p)] + \arg \frac{\exp(-l/2) - \exp(-i\delta l)}{-(i\delta - 1/2)}, \quad (8)$$

первый из которых есть фаза амплитуды трансмиссионной регенерации, или фаза разности амплитуд упругого рассеяния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  в данном веществе на нулевой угол, а второй — полностью вычисляется. При малых  $l$  фаза коэффициента регенерации целиком определяется первым членом.

Появление в формуле (7) фактора  $2\pi N i f_{21}^0(p)/k$  можно показать следующим простым способом. Изменение волновой функции вследствие рассеяния при прохождении в пластине вещества малого слоя  $dx$  запишем в виде

$$!d\psi = N dx \int_0^\infty 2\pi\rho d\rho \frac{\exp(ik\sqrt{\rho^2+x^2})}{\sqrt{\rho^2+x^2}} f(\theta) \quad (9)$$

(см. рис. 1), где  $f(\theta)$  — амплитуда рассеяния (регенерации). Из-за наличия под интегралом быстро осциллирующего при больших  $\rho$  члена и малой ширины углового распределения трансмиссионно регенерированных  $K_S^0$  эффективное изменение волновой функции будет определяться выражением

$$d\psi = 2\pi N i f^0 dx/k, \quad (10)$$

где  $f^0 \equiv f(0)$  — амплитуда рассеяния на угол  $0^\circ$ .

Интенсивность трансмиссионной регенерации  $K_S^0$ , согласно (6), определяется выражением

$$I_{K_S^0}(p) = N^2 \Lambda_S^2 \pi^2 \frac{|f_{21}^0(p)|^2}{k^2} \frac{1 + \exp(-l) - 2 \exp(-l/2) \cos(\delta l)}{\delta^2 + \frac{1}{4}} \times \exp(-N\sigma_t L). \quad (11)$$

Она зависит от  $N^2$ , а также от длины мишени. Эта зависимость при данном импульсе частиц показывает (рис. 2), что оптимальный выход  $K_S^0$  достигается при  $l \approx 3,5$ , что соответствует для каонов с импульсом  $20 \text{ Гэв/с}$  длине жидководородной мишени, равной около  $3,5 \text{ м}$ . Осцилляции в интенсивности  $K_S^0$  зависят от члена, содержащего кроме  $l$  разность масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$ .

**Интерференционная формула для двухпionных распадов каонов.** Экспериментальное изучение свойств и взаимодействий

нейтральных каонов возможно только путем наблюдения интенсивности их распадов в зависимости от времени, прошедшего с момента рождения или взаимодействия до момента распада.

Выражение, описывающее интенсивность двухпionных распадов каонов, получим следующим образом. Пусть в пучок чистых  $K_L^0$ -мезонов помещена пластина вещества. Согласно сказанному

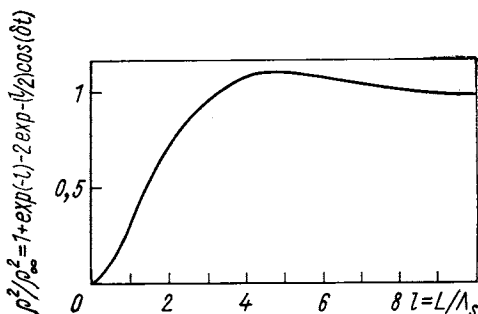


Рис. 2. Зависимость коэффициента регенерации от длины мишени

ранее, в пространстве за пластиной кроме ослабленной волны  $K_L^0$  в том же направлении появится когерентная регенерированная волна  $K_S^0$  с амплитудой  $\rho(p)$ , определяемой соотношением (7). Если обе они могут распадаться на  $\pi^+\pi^-$ -пары, то волновая функция этого состояния за мишенью-регенератором запишется в виде

$$\Psi_{+-}(p, t) = \Psi_L(p, t) A_L(\pi^+\pi^-) + \rho(p) \Psi_S(p, t) A_S(\pi^+\pi^-), \quad (12)$$

где  $\Psi_L(p, t) = \exp[-(\Gamma_L/2 + iM_L)t]$ ,  $\Psi_S(p, t) = \exp[-(\Gamma_S/2 + iM_S)t]$  — волновые функции распространения  $K_L^0$  и  $K_S^0$  [9—12], а  $A_L, A_S$  — амплитуды их распада. Подставляя в (12) выражения функций распространения, вынося за скобки  $A_S$  и используя  $\eta_{+-} = A_L/A_S \equiv |\eta_{+-}| \exp(i\Phi_{+-})$ , получаем

$$\begin{aligned} I_{+-}(p, t) = |\Psi_{+-}(p, t)|^2 = & \Gamma_{S+-} \left[ |\eta_{+-}|^2 \exp(-\Gamma_L t) + \right. \\ & \left. + |\rho(p)|^2 \exp(-\Gamma_S t) + \right. \\ & \left. + 2|\rho(p)\eta_{+-}| \exp\left(-\frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2} t\right) \cos(\delta t + \Phi_\rho(p) - \Phi_{+-}) \right], \quad (13) \end{aligned}$$

где  $\Gamma_L, \Gamma_S$  — скорости распадов  $K_L^0$  и  $K_S^0$  соответственно;  $\Gamma_{S+-}$  — парциальная скорость распада  $K_S^0$  на  $\pi^+\pi^-$ -пары;  $t$  — время, прошедшее в системе покоя каона от момента взаимодействия до момента распада. Поскольку точка (момент) взаимодействия обычно неизвестна, то в выражении (13) начало отсчета выбрано так, что  $t = 0$  на выходном торце пластины-регенератора.

Число наблюдаемых распадов каонов с импульсами от  $p$  до  $p + \Delta p$  за интервал времени от  $t$  до  $\Delta t$  зависит от полной интенсивности  $K_L^0$ , прошедших через пластину —  $M$ , эффективности регистрации происшедших распадов —  $\varepsilon(p, t)$  и доли каонов из данного интервала импульсов, т. е. импульсного спектра  $K_L^0$  —  $S(p)$ :

$$\frac{d^2 N!}{dp dt}(p, t) \Delta p \Delta t = MS(p) \varepsilon(p, t) I_{+-}(p, t) \Delta p^* \Delta t. \quad (14)$$

Эффективность регистрации  $K^0$ -мезонов экспериментальной установкой можно вычислить методом Монте-Карло, а  $M$  и  $S(p)$  определить экспериментально, например, при изучении трехчастичных распадов  $K_L^0$ , регистрируемых той же самой экспериментальной установкой.

Как видно из формулы (13), изменение интенсивности двухпионных распадов каонов в пространстве за мишенью, помещенной в пучок  $K_L^0$ , в функции  $t$  имеет интерференционный характер.

Интерференцию амплитуды наблюдать в таких условиях, когда интерферирующие амплитуды сравнимы по величине. В рассматриваемом случае сравнимыми должны быть первые два члена в квадратных скобках выражения (13). Можно показать, что это осуществляется на довольно значительных расстояниях от реге-

нератора, когда

$$t \sim 2\tau_s \ln |\rho/\eta_{+-}|. \quad (15)$$

Оценки показывают, что для тяжелых регенераторов  $\ln |\rho/\eta_{+-}| \sim 3 \div 4$  и  $t \sim (6 \div 8) \tau_s$ . В случае легких регенераторов, например жидкого водорода,  $\ln |\rho/\eta_{+-}| \sim 0,5 \div 1$  и  $t \sim \tau_s$ , т. е. вклад интерференционного члена будет заметен вблизи мишени.

## .. РЕГЕНЕРАЦИЯ И АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ АМПЛИТУД РАССЕЙНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

Изучение энергетической зависимости амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на протонах позволяет получить сведения о значении и поведении в функции энергии соответствующей разности амплитуд рассеяния вперед каонов и антикаонов, или данные о значении и зависимости от энергии действительной  $\text{Re} [f^0(K^0p) - \bar{f}^0(\bar{K}^0p)] = \text{Re} [2f_{21}^0]$  и мнимой  $\text{Im} [f^0(K^0p) - \bar{f}^0(\bar{K}^0p)] = \text{Im} [2f_{21}^0]$  ее частей, так как, по определению,  $f_{21}^0 = [f^0(K^0p) - \bar{f}^0(\bar{K}^0p)]/2$ .

Существуют и другие способы измерения величины и изучения энергетического поведения разности амплитуд упругого рассеяния каонов и антикаонов на водороде. Например, измеряя полные сечения взаимодействия  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов с водородом и используя оптическую теорему, можно получить данные о поведении мнимой части разности амплитуд рассеяния вперед. Действительную часть той же разности можно определить при изучении интерференции между ядерным и кулоновским взаимодействиями в упругом рассеянии  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов на водороде с последующей экстраполяцией к нулевым углам рассеяния.

Эксперименты по регенерации обладают по сравнению с этими экспериментами двумя важными преимуществами: 1) в них непосредственно измеряется разность амплитуд рассеяния на угол  $0^\circ$ , в то время как на заряженных пучках те же величины являются результатом экстраполяции данных, полученных при углах рассеяния, отличных от нуля; 2) в одном эксперименте изучается поведение как мнимой, так и действительной частей разности амплитуд рассеяния, для чего на заряженных пучках каонов требуется проведение по крайней мере четырех экспериментов.

Эти преимущества экспериментов по регенерации особенно хорошо видны, если учесть, что для них имеются четкие предсказания, основанные на теореме Померанчука, дисперсионных соотношениях и различных моделях типа модели полюсов Редже, или модели комплексных угловых моментов. Все эти предсказания сводятся к тому, что указанная разность амплитуд рассеяния стремится к нулю при энергии, стремящейся к бесконечности,



Поэтому для получения физического результата при больших энергиях необходимо устранить возможные систематические погрешности, связанные с проведением нескольких экспериментов и процедур экстраполяции.

**Взаимодействия  $K$ -мезонов и теорема Померанчука.** В 1958 г. И. Я. Померанчуком [21] была доказана теорема, устанавливающая при больших энергиях (строго при  $E \rightarrow \infty$ ) существование некоторых предельных (асимптотических) соотношений между сечениями взаимодействия частиц и античастиц с нуклонами и антинуклонами.

В применении к  $K$ -мезонам соотношения теоремы Померанчука, в частности, предсказывают при достаточно больших энергиях равенство полных сечений взаимодействий каонов и антикаонов на одном и том же нуклоне. Поскольку при доступных в момент вывода теоремы энергиях эти равенства не выполнялись и сечения для отрицательных частиц были значительно больше, чем для положительных, то теорема Померанчука указывала на уменьшение с ростом достижимых энергий и стремление к нулю соответствующих разностей полных сечений. Например,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(E)_i &\equiv [\sigma_t(\bar{K}^0 p) - \sigma_t(K^0 p)]_{E \rightarrow \infty} \rightarrow 0; \\ \sigma_t(K^- n) - \sigma_t(K^+ n) &]_{E \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (16)$$

При доказательстве теоремы Померанчука использовались достаточно общие теоретические положения и экспериментальные факты: изотоп-инвариантность, дисперсионные соотношения, кроссинг-симметрия волновой функции, малость сечения перезарядки, большое количество открытых каналов в неупругих взаимодействиях при больших энергиях и др. Поэтому теорема Померанчука — это основа современных представлений о процессах рассеяния при высоких энергиях, не исключаящих, однако, мысль об ее экспериментальной проверке, в особенности при достижении новой области энергий в связи с сооружением новых ускорителей.

Необходимость обсуждения возможности нарушения теоремы Померанчука возникла, например, совсем недавно на основании следующих экспериментальных фактов. В 1969 г. были опубликованы данные измерений полных сечений взаимодействия отрицательных частиц с протонами и дейтонами [22] (рис. 3), не соответствовавшие общепринятым предсказаниям [23] и получившие затем наименование «серпуховской эффект». Из этих данных обращает на себя внимание постоянство полных сечений взаимодействия  $K^-$ -мезонов в интервале импульсов от 20 до 55  $Gэв/c$ . Согласно результатам [24], полученным в Брукхейвене, полные сечения  $K^+$ -мезонов в интервале от 6 до 20  $Gэв/c$  тоже постоянны. Таким образом, данные работ [22, 24] в совокупности не противоречили утверждению, что полные сечения взаимодействий  $K^+$ -

и  $K^-$ -мезонов с нуклонами вышли на асимптотический предел, первые — начиная с энергии  $6 \text{ Гэв}$ , а вторые — с  $20 \text{ Гэв}$ , и что при  $E \rightarrow \infty$  их разность постоянна и отлична от нуля. Если бы это

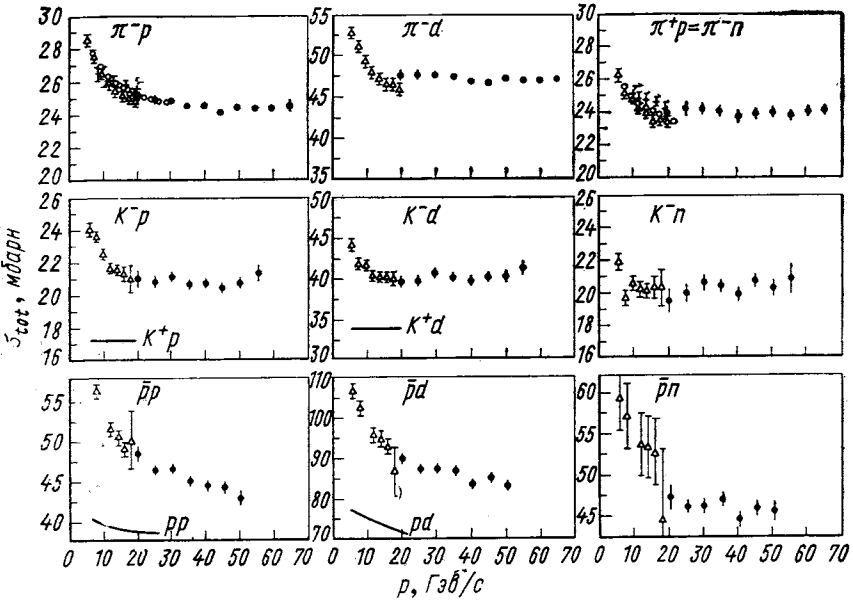


Рис. 3. Полные сечения взаимодействий частиц с протонами, дейтонами и нейтронами. Черными точками указаны результаты работы [22]

утверждение подтвердилось прямыми измерениями полных сечений для  $K^+$  в области энергий до  $60 \text{ Гэв}$ , то это было бы серьезным указанием на нарушение теоремы Померанчука, утверждающей, что все  $\Delta\sigma(\infty)$  должны быть равны нулю.

С экспериментальной точки зрения вполне очевидно, что сделанное выше утверждение некорректно, так как в пределах погрешностей допускалась аппроксимация всех данных [22, 24] не только постоянной, но также падающей с энергией функцией и даже кривой с минимумом. Более того, авторы работы [25] показали, что если допустить наличие систематической погрешности около 4% в данных [22] или [24], то вся их совокупность могла бы быть объяснена в рамках обычных моделей.

Однако теоретическое обсуждение возможности нарушения теоремы Померанчука и следствий, вытекающих из этого для теории и эксперимента, было необходимо и полезно. Теоретические исследования [26—33] показали, что нарушение теоремы Померанчука привело бы к очень сложной картине, возникающей в процессах рассеяния при больших энергиях, которая вряд ли

осуществима в природе, и, возможно, означало бы нарушение таких фундаментальных принципов, как аналитичность и (или) кроссинг-симметрия. Поэтому в литературе были предложены и рассмотрены некоторые эксперименты, проясняющие возникшую ситуацию.

К числу этих экспериментов относились в первую очередь прямые измерения полных сечений взаимодействий  $K^+$ -мезонов с нуклонами; измерения  $K_L^0 - K_S^0$ -регенерации на нуклонах и ядрах, измерения сечений перезарядки.

Как мы видели, регенерация нейтральных каонов является идеальной реакцией для экспериментальной проверки теоремы Померанчука и сделанного выше утверждения о значениях  $\Delta\sigma$  в асимптотике. В самом деле, применяя оптическую теорему, получаем следующее соотношение, связывающее  $\Delta\sigma$  с мнимой частью амплитуды регенерации:

$$\frac{1}{2} \Delta\sigma(p) = (4\pi/k) \operatorname{Im} [2f_{21}^0(p)] = 4\pi [2 |f_{21}^0(p)|/k] \sin \varphi_{21}^0(p). \quad (17)$$

Из изотоп-инвариантности и данных работ [22, 24] следует, что

$$\sigma_t(K^-n) - \sigma_t(K^+n) = \sigma_t(\bar{K}^0p) - \sigma_t(K^0p) = 2,5 \pm 1,5 \text{ мбарн}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (17), получаем предсказание для мнимой части амплитуды регенерации на протонах:

$$2 \operatorname{Im} f_{21}^0(p)/k = -(0,2 \pm 0,12) \text{ мбарн}. \quad (19)$$

С другой стороны, в работе [31] показано, что если теорема Померанчука [21] выполняется, то отношение  $\operatorname{Re} f_{21}^0$  к  $\operatorname{Im} f_{21}^0$  при постоянной разности соответствующих сечений должно логарифмически расти с энергией, т. е.

$$\alpha(E) = \operatorname{Re} f_{21}^0(E)/\operatorname{Im} f_{21}^0(E) = -2 \ln E/\pi. \quad (20)$$

Поскольку при малых энергиях из опытов на ядрах было известно [34], что  $\alpha \sim 1$ , то соотношение (20) означает, что действительная часть должна с ростом энергии изменить знак. Грубые оценки показали [31], что это может произойти уже при энергиях каонов  $20 \div 40 \text{ Гэв}$ , если справедливо равенство (18).

Важность постановки экспериментов по изучению трансмиссионной регенерации нейтральных каонов в связи с проверкой возможного нарушения теоремы Померанчука отмечалась во многих работах [26—33, 35—39].

**Амплитуда регенерации в модели комплексных угловых моментов.** В модели комплексных угловых моментов (МКМ) амплитуды рассеяния обычно записываются в виде суммы парциальных амплитуд, каждая из которых соответствует обмену между частицами полюсом с определенным набором квантовых чисел. В каон-нуклонные амплитуды рассеяния вклад дают полюса  $P$ ,  $P'$ ,  $\omega$ ,

$\rho$ ,  $A_2$  и др. Легко показать [40], что если не учитывать дополнительный вклад ветвлений, то амплитуда регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на протонах будет определяться двумя полюсами  $\omega$  и  $\rho$ :

$$f_{21}^0 \equiv M (K_L^0 + p \rightarrow K_S^0 + p) = M_\omega - M_\rho, \quad (21)$$

где  $M_a$  ( $a = \omega, \rho$ ) — соответствующие парциальные МЧМ-амплитуды. Каждая из амплитуд имеет следующую структуру:

$$M_a(t, E) = B_a(t) \xi_-(\alpha_a(t)) (1/E)^{1-\alpha_a(t)}, \quad (22)$$

где  $B_a(t)$  — вычет амплитуды в перекрестном канале;  $E$  — энергия каона в л. с.;  $\xi_-$  — сигнатура полюса:

$$\xi_-(\alpha_a(t)) = \frac{-1 - \exp[-i\pi\alpha_a(t)]}{\sin \pi\alpha_a(t)} = - \left( i + \operatorname{tg} \frac{\pi\alpha_a(t)}{2} \right); \quad (23)$$

$\alpha_a(t) = \alpha_a(0) + \alpha'_a(0)t + \dots$  — траектория полюса.

Для трансмиссионной регенерации структура парциальных амплитуд упрощается, поскольку по определению она должна быть записана для  $t = 0$ .

Используя формулы (21)–(23) при  $t = 0$ , получаем следующий вид амплитуды трансмиссионной регенерации:

$$f_{21}^0 = B_\rho(0) \left[ \operatorname{tg} \frac{\pi\alpha_\rho(0)}{2} + i \right] \left( \frac{1}{E} \right)^{1-\alpha_\rho(0)} - B_\omega(0) \left[ \operatorname{tg} \frac{\pi\alpha_\omega(0)}{2} + i \right] \left( \frac{1}{E} \right)^{1-\alpha_\omega(0)}. \quad (24)$$

Значения констант, входящих в (24), можно получить из известных в настоящее время экспериментальных данных по полным сечениям взаимодействия, сечениям упругого рассеяния, перезарядки и т. д. В частности, в табл. 1 приведен набор этих кон-

Таблица 1

Параметры, характеризующие вклад полюсов  $\rho$  и  $\omega$  в амплитуду рассеяния

Полюс	$\alpha_a(0)$	$\alpha'_a(0)$ , (Гэв/с) <sup>-2</sup>	$B_a(0)$ , мбарн, при $\Delta\sigma(\infty)=0$	$B_a(0)$ , мбарн, при $\Delta\sigma(\infty)=0,55$ мбарн	Литература
$\omega$	0,45 0,43±0,01	1,0 —	8,96±0,26 7,95±0,13	7,69±0,55 —	[41] [42]
$\rho$	0,49 0,57±0,01	0,7 —	2,74±0,26 1,31±0,13	2,61±0,26 —	[41] [42]

стант, наилучшим образом удовлетворявший экспериментальным данным до 1972 г., а также их значения с учетом одного из последних на 1975 г. феноменологических анализов [42]. В отличие от работы [41] авторы работы [42], анализируя данные в рамках МКМ, не учитывали ветвления. Если предположить, что  $\alpha_\rho(0) \approx \alpha_\omega(0) \equiv \alpha(0)$  и обозначить  $B_\omega(0) - B_\rho(0) = \sigma_{12}$ , то вид амплитуды  $f_{21}^0$  упрощается, в особенности если принять во внимание, что  $\alpha_a(0) \approx 0,5$ :

$$f_{21}^0 \approx -\sigma_{12} \left[ \operatorname{tg} \frac{\pi\alpha(0)}{2} + i \right] E^{-0,5} \approx -\sigma_{12} [1 + i] E^{-0,5}. \quad (25)$$

Отсюда следуют упрощенные предсказания МКМ относительно амплитуды трансмиссионной регенерации:

1) тангенс фазы амплитуды ( $\varphi_{21}^0 = \arg f_{21}^0$ ) определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi_{21}^0 = \operatorname{Im} f_{21}^0 / \operatorname{Re} f_{21}^0 = \operatorname{ctg} (\pi\alpha(0)/2), \quad (26)$$

поскольку  $\alpha(0) \approx 0,5$ , а действительная и мнимая части амплитуды отрицательны, то  $\varphi_{21}^0 \approx -135^\circ$ ;

2) дифференциальное сечение регенерации

$$(d\sigma/dt)_{t=0} = |f_{21}^0|^2 / 16\pi = \sigma_{12}^2 / 8\pi E \sim p^{2\alpha(0)-2} \quad (27)$$

убывает обратно пропорционально энергии падающего каона.

Как показано в работах [41, 43], более точный учет значений параметров полюсов, а также учет ветвлений  $\rho$ - и  $\omega$ -полюсов несущественно меняют эти предсказания. Фаза, например, меняется не более чем на  $2^\circ$ .

В некоторых теоретических работах [37, 41, 43] были получены предсказания МКМ для случая нарушения теоремы Померанчука в каон-нуклонных взаимодействиях. Простейшим способом нарушения теоремы в МКМ является искусственное введение в амплитуду дополнительного члена  $\Delta M$ , логарифмически растущего с ростом энергии. Наличие такого члена искажает асимптотический вид амплитуды и приводит, как следствие, к тому, что разность полных сечений  $K^+$ - и  $K^-$ -взаимодействий на нуклонах при бесконечной энергии не равна нулю. С учетом дополнительного члена амплитуда трансмиссионной регенерации в случае нарушения теоремы Померанчука может иметь вид [41]

$$f_{21}^{0'} = -\frac{\sigma_{12}}{\sqrt{E}} \left( \operatorname{tg} \frac{\pi\alpha(0)}{2} + i \right) + \frac{\Delta\sigma(\infty)}{2} \left( \frac{2}{\pi} \ln \frac{E}{E_0} - i \right) \equiv R - iI. \quad (28)$$

Аппроксимация данных по полным сечениям [22, 24] в предположении нарушения теоремы Померанчука дала  $\Delta\sigma(\infty) = 0,55$  мбарн [41]. Константа  $E_0$  этими данными не определяется.

От значений констант  $\Delta\sigma(\infty)$  и  $E_0$  существенно зависят предсказания для амплитуды регенерации (рис. 4). Это особенно заметно в случае, когда  $E_0 = 1$  Гэв. С ростом энергии логарифмический член в (28) начинает доминировать. При этом зависимость сечения от импульса в логарифмическом масштабе сильно отличается от линейной, а фаза амплитуды регенерации уменьшается по абсолютной величине вследствие стремления к нулю  $R$ . Таким образом, вектор  $f_{21}^0$ , при малых энергиях находившийся в третьем квадранте комплексной плоскости ( $\text{Re } f_{21}^0, \text{Im } f_{21}^0$ ), с ростом энергии должен вращаться против часовой стрелки, переходя через  $-90^\circ$  при некоторой энергии, зависящей от  $\Delta\sigma(\infty)$ .

Для случая, когда  $E_0 \gg 1$ , картина не такая четкая и сильных изменений сечения регенерации в ограниченной области энергий не происходит. Однако (см. рис. 4) измерение фазы амплитуды регенерации уже в интервале энергий 10—70 Гэв с точностью около 5% позволяет и в этом случае установить, нарушается ли теорема Померанчука в каон-нуклонных явлениях.

Нарушение теоремы Померанчука — это не единственный способ объяснить результаты измерений полных сечений взаимодействий  $K^-$ -мезонов в области энергий, полученных в Серпухове. Как указывалось [37—39], их можно объяснить, предположив, что в интервале от 20 до 60 Гэв полные сечения взаимодействий  $K^+$ -мезонов с нуклонами растут, т. е. сечение регенерации  $K_S^0$ -мезонов на нуклонах уменьшается с ростом энергии.

В работе [37] проанализированы различные сложные МКМ. Эти модели, которые кроме обычных полюсов учитывают:

- а) сильные разрезы, связанные с полюсом Померанчука [38, 44—46];
- б) диполи с нарушением теоремы Померанчука [29, 33, 37, 41];
- в) диполи с асимптотически растущими сечениями [37];
- г) комплексно-сопряженные полюса [47],

довольно хорошо описывают ход полных сечений. Однако данных только по полным сечениям в интервале до 70 Гэв недостаточно, чтобы выбрать какую-либо из них. Опыты по регенерации нейтральных каонов, как следует из работ [37], позволяют ограничить возможный класс этих моделей.

**Регенерация и дисперсионные соотношения.** Имеется несколько работ, посвященных использованию различных видов дисперсионных соотношений (д. с.) для вычисления отношения действительной и мнимой частей амплитуды регенерации [48—55], краткий обзор которых дан ниже. В большинстве из них для оценки поведения полных сечений при бесконечно больших энергиях используется модель комплексных угловых моментов. В этом случае предсказания д. с. практически не отличаются от предсказаний МКМ.

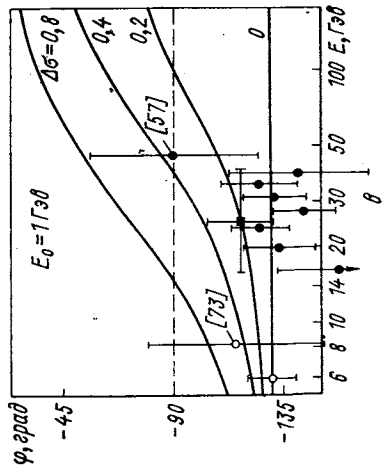
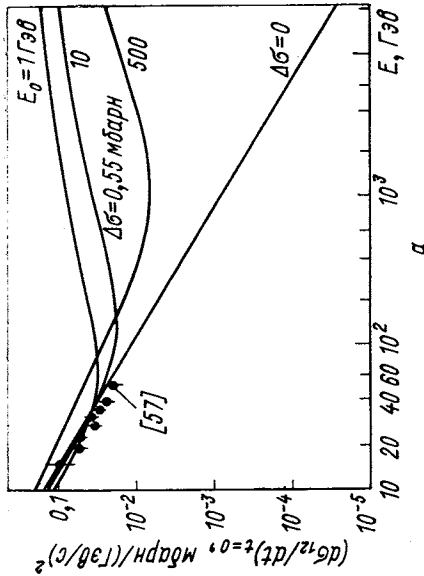
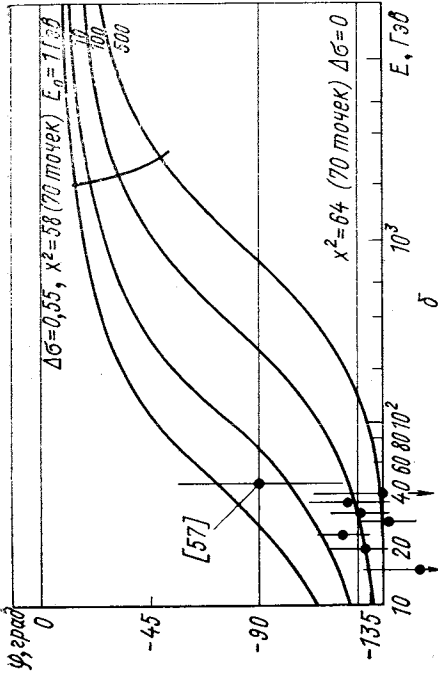


Рис. 4. Энергетическая зависимость дифференциального сечения (а) и фаза амплитуды (б, е) трансмиссионной регенерации на водороде, вычисленные на основе модели комплексных угловых моментов, для случаев выполнения теоремы Померанчука ( $\Delta\sigma = 0$ ) и ее нарушения ( $\Delta\sigma \neq 0$ )

Люсиньоли и др. [48] на основе д. с. была вычислена фаза амплитуды регенерации в зависимости от импульса в области  $(1,5 - 5,0) \text{ Гэв/с}$ . Однако ввиду больших неопределенностей в оценке вклада полюсных членов, связанных с рождением гиперонов, а также в учете низкоэнергетической области рассеяния, где экспериментальные данные содержат большие погрешности, точность предсказания фазы составляет  $(50 - 100) \%$ .

И. Г. Азнаурян и Л. Д. Соловьев [50] в рамках д. с. рассмотрели проблему, вытекающую из постоянства полных сечений для  $K\rho$ -взаимодействий при энергиях  $(20 \div 60) \text{ Гэв}$  и показали, что в случае нарушения теоремы Померанчука и при определенной параметризации экспериментальных данных отношение действительной части амплитуды регенерации к мнимой с увеличением энергии уменьшается от примерно единицы до нуля при энергиях  $(20 \div 130) \text{ Гэв}$ . При этом ход сечения регенерации под углом  $0^\circ$  в областях энергий больше  $50 \text{ Гэв}$  и меньше  $10 \text{ Гэв}$  сильно отличается от хода, предсказываемого МКМ.

М. Вишневым и др. [51] с помощью д. с. вычислены реальные части  $K^\pm N$ -амплитуд, а на их основе — модуль и фаза амплитуды трансмиссионной регенерации в трех предположениях относительно поведения полных сечений  $K^\pm N$ -взаимодействий при  $E \rightarrow \infty$ : 1) асимптотика определяется моделью комплексных угловых моментов, где вклад в амплитуды рассеяния дают только полюса; 2) разности полных сечений  $\Delta\sigma(\infty) (K^\pm n) = 2,2 \text{ мбарн}$ ,  $\Delta\sigma(\infty) (K^\pm p) = 3,2 \text{ мбарн}$ , т. е. не равны нулю при бесконечной энергии, что соответствует нарушению теоремы Померанчука; 3) асимптотика определяется МКМ с вкладом полюсов и ветвлений [38]. В случае нарушения теоремы Померанчука использовались д. с. [52] с вычитанием при энергии  $10^3 \text{ Гэв}$ . Результаты расчета в двух последних предположениях представлены на рис. 5. Видно, что фазы амплитуды регенерации на протонах сильно зависят от варианта расчета: в области, доступной для измерений  $(10 - 50) \text{ Гэв/с}$ , предположения 2 и 3 различаются по  $\varphi_{21}^0$  на  $20^\circ$ ! Модули амплитуды регенерации в случаях расчетов с нарушением теоремы Померанчука и без ее нарушения тоже сильно отличаются друг от друга. Особенно это заметно при энергиях около  $(20 \div 50) \text{ Гэв}$ , где различие достигает  $200\%$  и больше. Этим данные вычисления отличаются от других вычислений, дававших в области энергий  $(10 \div 50) \text{ Гэв}$  не столь заметную разницу в значениях  $|f_{21}^0(p)|/k$  для случаев сохранения и нарушения теоремы Померанчука. С другой стороны, в данной модели получена слабая зависимость фазы амплитуды регенерации от энергии: переход через нуль реальной части амплитуды ожидается при энергиях порядка  $10^3 \text{ Гэв}$ , т. е. значительно больших, чем, например, в работах [31, 41, 50].

Тщательные исследования дисперсионных соотношений для  $KN$ -системы проведены О. Думбрайсом и др. [53]. Интересно



отметить развитый авторами теоретически модельно-независимый способ определения действительных частей амплитуд  $K^{\pm p}$ -рассеяния вперед, в котором в качестве входных данных используются только экспериментальные результаты в конечной физической области энергий и не требуются предположения относительно вкладов  $\Lambda$ - и  $\Sigma$ -полюсов, а также относительно амплитуд в нефизической и асимптотической областях. Вычисленная на основе этого метода фаза амплитуды регенерации на протонах в случае нарушения теоремы Померанчука должна проходить через значение  $-90^\circ$  при энергиях около  $500 \text{ Гэв}$ .

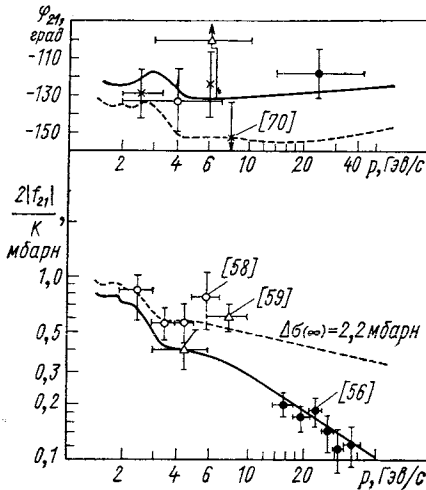


Рис. 5. Энергетическая зависимость модуля  $2|f_{21}^0|/k$  и фазы  $\varphi_{21}^0$  амплитуды трансмиссионной регенерации на водороде, вычисленные [51] с использованием дисперсионных соотношений:

— — — случай выполнения теоремы Померанчука с привлечением в асимптотике модели комплексных моментов, которая учитывает вклад в амплитуду полюсов и ветвлений; — — — нарушение теоремы Померанчука

Таким образом, предсказания для модуля и фазы амплитуды регенерации вперед, полученные на основе дисперсионных соотношений, вследствие большой неопределенности во входных данных весьма разнообразны и в основном носят качественный характер. В случае нарушения теоремы Померанчука они указывают на изменение знака реальной части амплитуды регенерации в зависимости от энергии, но значение энергии, при которой это происходит, лежит в интервале  $(25 \div 1000) \text{ Гэв}$ .

В работе Нгуен Ван Хъеу [55] на основе метода, развитого А. А. Логуновым и др. [54], процесс трансмиссионной регенерации рассмотрен с точки зрения общих требований квантовой теории поля к амплитуде рассеяния. Показано, что если мнимая часть функции  $f_{21}^0(s)/s$  имеет логарифмическое поведение, т. е.

$$\text{Im } f_{21}^0(s) \sim s (\ln s)^\beta, \tag{29}$$

то

$$\lim_{s \rightarrow \infty} |\text{Re } f_{21}^0(s) / \text{Im } f_{21}^0(s)| \geq \text{const } \ln s. \tag{30}$$

Если же асимптотическое выражение амплитуды имеет вид, например,

$$f_{21}^0(s) \sim s^\alpha (\ln s)^\beta, \quad \alpha < 1, \tag{31}$$

то

$$\operatorname{tg} \varphi_{21}^0 = \operatorname{Im} f_{21}^0(s) / \operatorname{Re} f_{21}^0(s) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \operatorname{ctg} (\pi\alpha/2), \quad (32)$$

т. е. фаза амплитуды регенерации асимптотически постоянна. Эти альтернативы можно проверить экспериментально в доступной области энергий.

### 3. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РЕГЕНЕРАЦИИ $K_L^0 - K_S^0$

Эксперименты по регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде относятся к категории «трудных». Они предъявляют серьезные требования к аппаратуре и до определенного уровня развития методики и техники эксперимента их проведение вообще не представлялось возможным.

Как ясно из изложенного выше, амплитуда трансмиссионной регенерации на водороде определяется при изучении интерференции в  $K_{\pi 2}^0$ -распадах  $K_L^0$ - и  $K_S^0$ -мезонов. Эта интерференция происходит в пространстве за водородной мишенью, помещенной в пучок  $K_L^0$ . Наблюдая в этом пространстве распределение интенсивности двухпионных распадов и аппроксимируя его формулами типа (13), (14), можно определить  $|\rho(p)|$  и  $\Phi_\rho(p)$ , если известны или определены все остальные величины. Затем, используя соотношения (7) и (8), можно найти  $|f_{21}^0(p)|$  и  $\varphi_{21}^0(p) \equiv \operatorname{arg} f_{21}^0(p)$ . Согласно (15), интерференция наблюдается на протяжении нескольких распадных длин  $K_S^0$ . Поскольку при высоких энергиях распадная длина  $K_S^0$  довольно велика, установка для регистрации распадов  $K_{L,S}^0$  должна иметь достаточно высокую и относительно однородную эффективность на базе длиной несколько метров.

Малость сечения регенерации и зависимость оптимального выхода регенерированных  $K_S^0$  от длины мишени (см. рис. 2) требуют создания жидководородной мишени длиной несколько метров.

При высоких энергиях, как показывает моделирование методом Монте-Карло, эффективности регистрации различных мод распадов  $K^0$ -мезонов довольно близки, и трудно выбрать такие условия, когда распады  $K_{\mu 3}^0$ ,  $K_{e 3}^0$  и  $K_{\pi 3}^0$  сильно подавлены по сравнению с распадами  $K_{\pi 2}^0$ . Поэтому для выделения трансмиссионной регенерации необходимо, чтобы установка имела хорошее угловое и импульсное разрешение, а также содержала детекторы лептонов, с помощью которых распады  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{e 3}^0$  достаточно хорошо идентифицируются при анализе полученной информации.

Физическая задача требует изучения регенерации в функции энергии вплоть до максимально возможной на данном ускорителе. Для этого необходимо иметь пучок частиц, ориентированный

на внутреннюю мишень ускорителя под малым углом, где выход  $K_L^0$  высокой энергии достаточен для проведения эксперимента. Однако под малым углом сильно возрастает интенсивность нейтронов, взаимодействия которых в водороде могут привести к перегрузке аппаратуры. Для облегчения задачи выработки триггерного сигнала обычно в состав аппаратуры включаются годоскопические счетчики.

Наконец, требуемая точность измерений, а также невозможность предварительно отбирать исследуемый тип распада заставляют регистрировать за цикл работы ускорителя как можно большее число событий, что достигается только при автоматическом режиме приема информации, который осуществляется ЭВМ.

Состав аппаратуры и ее расположение в большинстве экспериментов по регенерации [56—60], выполненных электронной методикой, более или менее сходны. Все эти эксперименты выполнялись с помощью магнитных искровых спектрометров. Для примера рассмотрим установку, на которой были проведены эксперименты [56, 57] в ИФВЭ (рис. 6). Одновременно отметим ее отличие от других аналогичных установок.

Эксперименты [56, 57] выполнялись с помощью бесфильмового искрового спектрометра [61] (БИС) на линии с ЭВМ БЭСМ-3М, осуществлявшей прием, контроль и запись информации на магнитные ленты. Установка регистрировала известные типы распадов  $K^0$ -мезонов на две заряженные частицы. Точка распада определялась по траекториям распадных частиц, восстановленным с помощью искровых камер, расположенных перед и за магнитом. По отклонению частиц в магните определялись их импульсы  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$ , а затем  $m_{\pi\pi}$ -инвариантная масса двух заряженных частиц [ $m_{\pi\pi}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2$ ,  $E_{1,2}^2 = (p_{1,2}^2 + m_{\pi}^2)$ ] и угол  $\theta$  между направлением падающего каона и суммарным вектором-импульсом двух распадных частиц. Направление падающего каона определяется по известным координатам мишени в камере ускорителя и координатам точки распада. Изучение распределений всех событий по переменным  $m_{\pi\pi}$  и  $\theta$  позволяет выделить  $K_{2\pi}^0$ -распады на фоне большого количества всех остальных типов распадов каонов (см. ниже).

В установке БИС использовался спектрометрический магнит с эффективной длиной полюсных наконечников около 200 см, шириной 100 см и высотой зазора 25 см. В других установках для повышения эффективности при малых энергиях использовались магниты значительно больших размеров.

При проведении экспериментов [56, 57, 59] применялась так называемая перекрестная геометрия, когда до магнита одна из распадных частиц проходила слева от оси пучка, другая — справа и траектории этих частиц за магнитом перекрещивались. Перекрестная геометрия обеспечивала хорошее разрешение уста-

новки по импульсу и эффективной массе без существенной потери в однородности эффективности регистрации распадов каонов вдоль распадного объема, что необходимо как для получения распределений (14), так и для выделения двуххионных распадов среди всех других типов распадов.

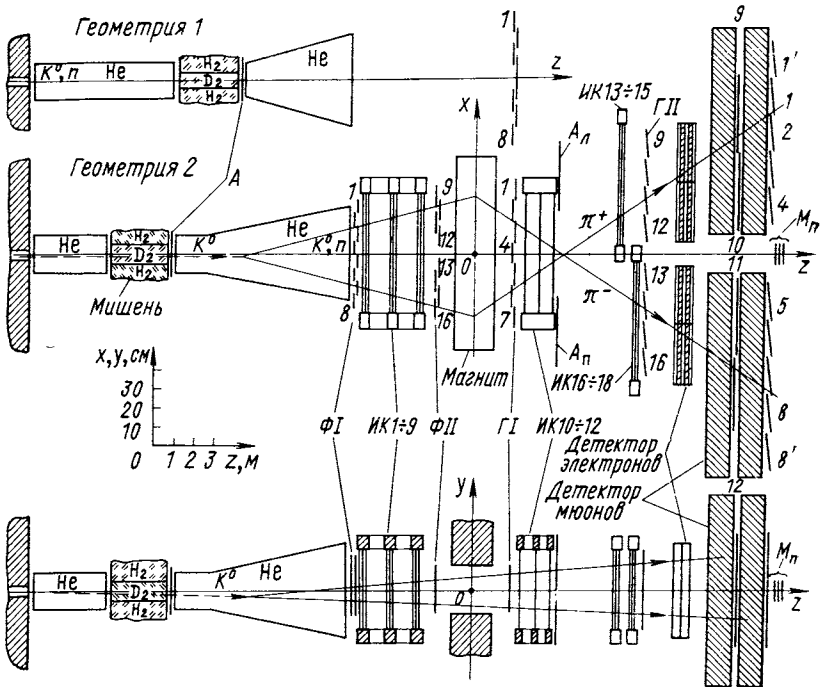


Рис. 6. Схема расположения аппаратуры установки БИС ОИЯИ: ФI, ФII, ГI, ГII — годоскопы сцинтилляционных счетчиков для запуска спектрометра; ИК 1 ÷ 18 — искровые камеры с магнитострикционным съемом информации, А, Ап, Ап — счетчики антисовпадений; Мп — мониторные счетчики. Функции остальных элементов указаны на рисунке

В экспериментах [58, 60] использовалась «параллельная геометрия», когда за магнитом обе распадные частицы имели траектории, почти параллельные оси спектрометра.

В обоих типах геометрий используются кинематические свойства двухчастичных распадов, для которых импульс вторичных частиц в с.ц.и. постоянен, а их угловое распределение изотропно.

Выбор конфигурации распадов и запуск искровых камер во всех экспериментах осуществлялись с помощью сцинтилляционных счетчиков, расположенных в годоскопических плоскостях до и после магнита. Расположение счетчиков и логика организации

запуска спектрометра зависели от области энергий, но в каждом случае требовалось одновременное срабатывание по крайней мере нескольких счетчиков вдоль траекторий распадных частиц и отсутствии сигналов от счетчика антисовпадений, стоявшего сразу же за мишенью-регенератором.

Для идентификации трехчастичных распадов  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{e 3}^0$  во всех установках использовались детекторы мюонов и электронов. Детектор мюонов состоял из одного или двух рядов сцинтилляционных счетчиков и секций стального фильтра перед ними. В фильтре поглощались сильновзаимодействующие частицы.

В качестве детектора электронов в экспериментах [56, 57, 59] использовались счетчики полного поглощения типа сэндвич, в которых развивалась и регистрировалась электронно-фотонная лавина. В экспериментах [58, 60] эту роль выполняли газовые черенковские счетчики.

Информация с детекторов лептонов использовалась для идентификации типов распада. При наличии сигнала от счетчика мюонного детектора на продолжении одной из траекторий распадных частиц событие классифицировалось как кандидат в  $K_{\mu 3}^0$ . Если сигнал детектора электронов превышал определенный уровень и через счетчик проходила одна из траекторий распадных частиц, то событие классифицировалось как кандидат в  $K_{e 3}^0$ .

В качестве мишени-регенератора в установке БИС использовалась трехметровая жидководородная мишень. В других экспериментах мишени были короче ( $\leq 1$  м).

Расположение элементов установки, логика ее запуска и выбор магнитного поля обычно оптимизируются расчетами методом Монте-Карло. Интегральная геометрическая эффективность установки зависит от области исследуемых импульсов  $K_L^0$ -мезонов. Эффективность установки БИС к  $K_{\pi 2}^0$ -распадам разных импульсов в интервале  $(10 \div 50)$  Гэв/с составляла около  $(5 \div 20)$ %. В других экспериментах она была значительно меньше.

Анализ информации, записанной при проведении экспериментов на первичные магнитные ленты (МЛ), в дальнейшем состоял из следующих основных этапов: 1) геометрическая реконструкция событий; 2) статистическая обработка реконструированных событий, выбор критериев отбора и отбор событий по каналам распадов; 3) расчеты эффективности установки к распадам по разным каналам; 4) аппроксимация интенсивности наблюдаемых  $K_{\pi 2}^0$ -распадов теоретической формулой (14) и определение физических параметров.

После геометрической реконструкции события обычно записываются на вторичные МЛ для статистического анализа, в ходе которого изучаются геометрические и кинематические характеристики событий, проводятся их классификация и разделение по модам распада с помощью детекторов мюонов и электронов,

анализируются фоновые события и их природа, исследуется разрешающая способность спектрометра по инвариантной массе  $m_{\pi\pi}$  и углу  $\theta$  в зависимости от импульса  $K^0$ -мезона. Анализ показал, что в установке БИС разрешения спектрометра по массе и углу для интервала импульсов  $(10 \div 50) \text{ Гэв/с}$  определяются формулами:

$$\sigma_m(p) = (2,06 + 0,058p) \text{ Мэв/с}^2; \quad (33)$$

$$\sigma_{\theta^2}(p) = (0,0172 + 9,14p^{-2}) \text{ мрад}^2, \quad (34)$$

где  $p$  — импульс распадающегося каона,  $\text{Гэв/с}$ . В других экспериментах разрешения были несколько хуже. Например, в установке, которая описана в работе [59], в интервале импульсов  $(3 \div 10) \text{ Гэв/с}$  были получены  $\sigma_m = \pm 7 \text{ Мэв/с}^2$  и  $\sigma_{\theta^2} = 3 \text{ мрад}^2$ .

Двухпионные распады каонов обычно отбираются среди всех событий, записанных на вторичные МЛ, с помощью трех основных критериев: 1) распадные частицы не должны быть лептонами; 2) инвариантная масса  $m_{\pi\pi}$  должна быть примерно равна массе каона и 3) угол  $\theta$  должен быть близок к нулю. После применения этих критериев среди отобранных  $K_{\pi 2}^0$ -распадов остается некоторое количество фоновых событий. Их присутствие можно видеть на распределениях событий по инвариантной массе и углу  $\theta$ . Этот фон в основном обусловлен неупругими взаимодействиями нейтронов пучка в мишени и других элементах установки и трехчастичными распадами  $K_{\mu 3}^0$ ,  $K_{e 3}^0$ . Большая часть последних фоновых событий идентифицируется и вычитается с помощью детекторов мюонов и электронов. Дальнейшая процедура очистки двухпионных распадов от фоновых событий состоит в следующем. Распределения событий по  $m_{\pi\pi}$  и  $\theta^2$  (рис. 7 и 8) аппроксимируются функциями:

$$N(m_{\pi\pi}) = A_1(p) + A_2(p) \exp[-(m_{\pi\pi} - \bar{m}_{\pi\pi})^2 / 2\sigma_m^2(p)], \quad (35)$$

$$N(\theta^2) = B_1(p) + B_2(p) \theta^2 + B_3(p) \exp[-B_4(p) \theta^2], \quad (36)$$

где  $A_{1,2}$ ,  $B_{1-4}$  — константы для данного интервала импульсов. В этих выражениях последние члены определяют ожидаемое распределение двухпионных событий по соответствующей переменной, а первые — фон. Экстраполируя соответствующие  $\theta^2$ -распределения (36) из области больших значений  $\theta^2$ , где присутствуют только фоновые события, в область пика, где сосредоточены  $K_{\pi 2}^0$ -распады, можно вычесть фон и определить число чистых  $K_{\pi 2}^0$ -распадов данного импульса.

Как было показано ранее, для изучения энергетической зависимости  $f_{21}^0(p)$  необходимо получить распределения типа (14). Для этого все наблюдаемые двухпионные распады должны быть распределены по интервалам  $(p_i, t_j)$ . При осуществлении процедуры аппроксимации этих распределений и получении данных

о  $|\rho(p)|$  и  $\Phi_p(p)$ , как видно из правой части формулы (14), необходимо знать  $S(p)$ ,  $\varepsilon(p, t)$  и  $M_H$ . Форма импульсного спектра каонов  $S(p)$  определяется по распадам  $K_{\mu 3}^0$ ,  $K_{\pi 3}^0$  или  $K_{e 3}^0$ , зарегистрированным установкой одновременно с  $K_{\pi 2}^0$ . Спектр восста-

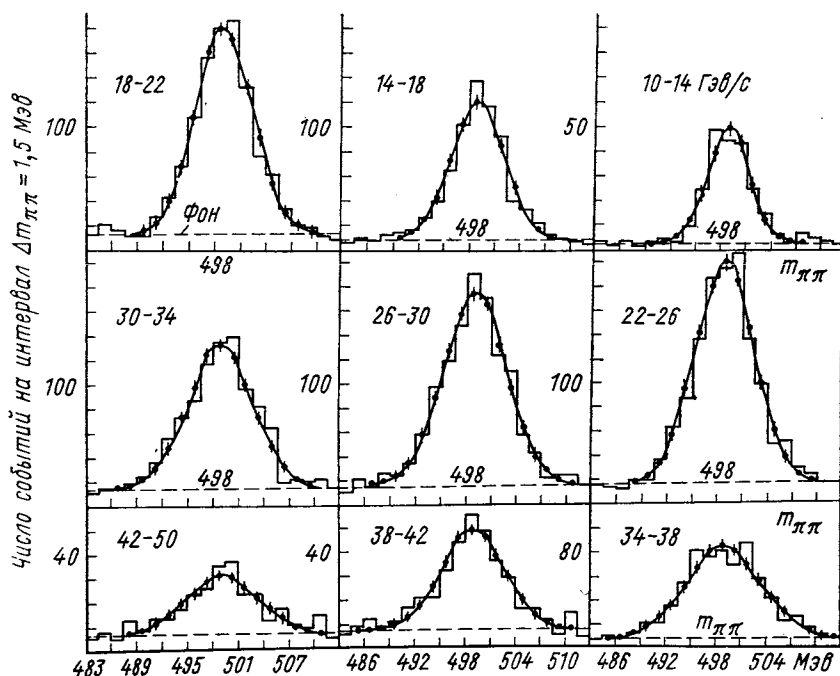


Рис. 7. Пример гистограмм распределения событий по инвариантной массе двух пионов [57]. В каждом интервале импульсов (указан слева от пика) взяты кандидаты в  $K_{\pi 2}^0$ -распады, для которых угол  $\theta$  близок к нулевому.

Сплошные линии — аппроксимация распределений зависимостью (35)

навливается хорошо известным методом сравнения экспериментальных и генерированных методом Монте-Карло распределений «истинных» и «ложных» энергий распадных частиц [62, 63].

Эффективность регистрации событий  $\varepsilon(p, t)$  обычно вычисляется методом Монте-Карло. При вычислениях учитываются экспериментальные погрешности измерений координат треков в искровых камерах, эффективность искровых камер, многократное кулоновское рассеяние частиц в веществе установки, эффективность программы геометрической реконструкции.

В выражение (14) входит произведение  $K_H = M_H \cdot \Gamma_{S+} \times |\eta_{+-}|^2$ . Его можно определить двумя способами. Первый

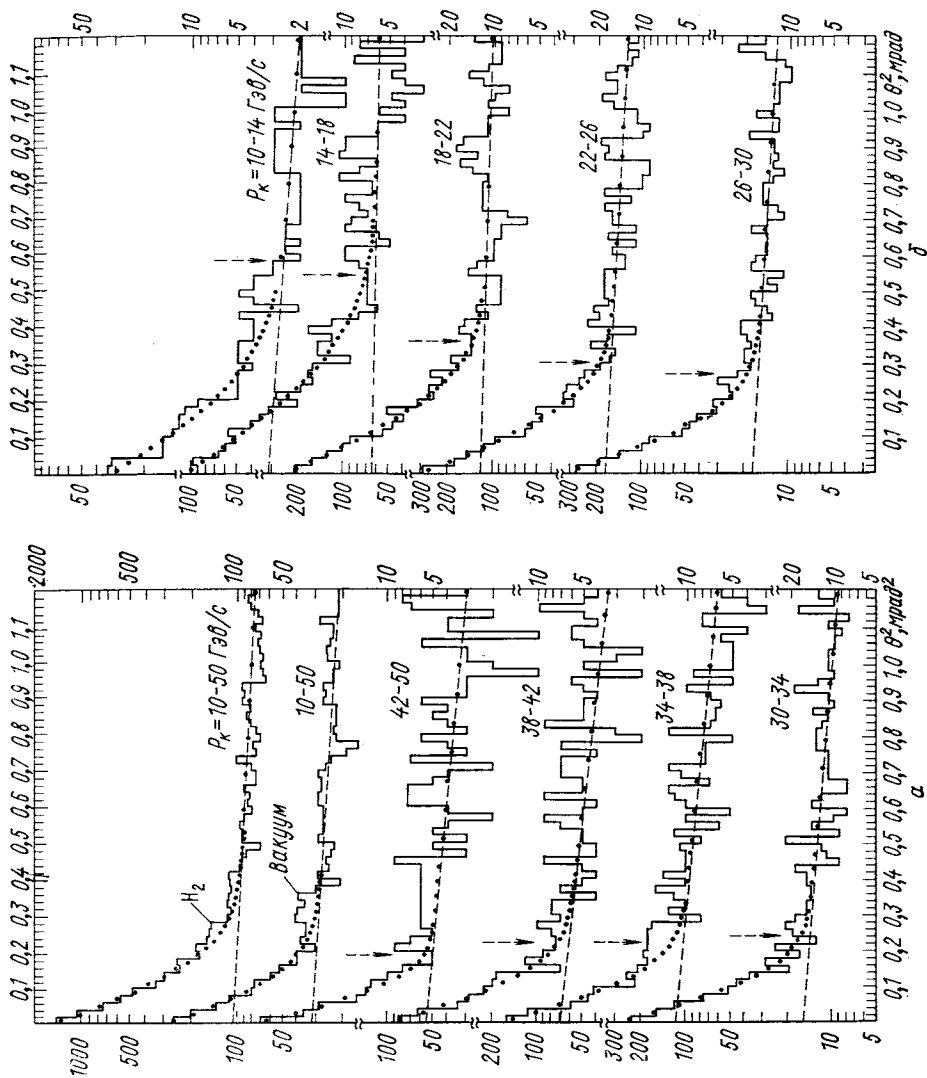


Рис. 8. Пример гистограмм распределения событий по углу  $\theta$  между направлениями падающего и выходящего каонов [57]. В каждом интервале импульсов (указан над распределением) взяты кандидаты в  $K_L^0$ -распады, для которых инвариантная масса двух пионов близка к массе каона. Точки — аппроксимация распределений зависимостью (36). Вакуум — события, полученные в измерениях без водорода



способ состоит в том, что  $M_H$  вычисляют по наблюдаемому в эксперименте числу  $K_{\mu 3}^0$ ,  $K_{e 3}^0$ - и (или)  $K_{\pi 3}^0$ -распадов (или всех вместе) и вычисленной эффективности регистрации этих мод установкой, а значения  $\Gamma_{S+-}$  и  $|\eta_{+-}|$  берут из таблиц свойств частиц [4]. Второй способ позволяет определить  $K_H$  целиком в рамках данного эксперимента. Для этого используются распады  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , зарегистрированные при измерениях с пустой мишенью (мишенью-макетом). Число этих распадов определяется выражением

$$N_{2\pi} = M_V \Gamma_{S+-} |\eta_{+-}|^2 \int \int \exp(-\Gamma_L t) S(p) \varepsilon(p, t) dp dt, \quad (37)$$

куда входит произведение  $K_V = M_V \Gamma_{S+-} |\eta_{+-}|^2$ . Переход от  $K_V$  к  $K_H$  можно сделать, учитывая, что отношение полного

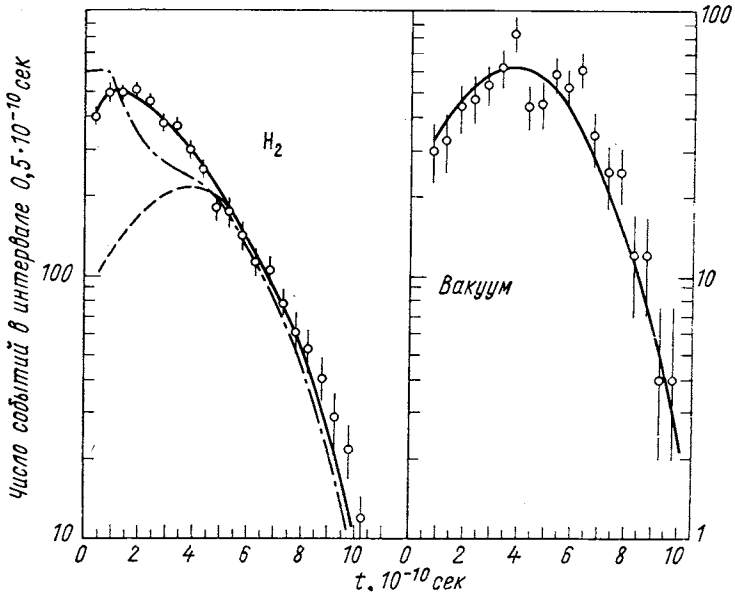


Рис. 9. Пример распределений числа двухпионных распадов  $K_L^0$  и  $K_S^0$  в зависимости от времени до распада в системе покоя  $K^0$ , наблюдаемых в измерениях с водородом (слева) и без водорода (справа)

числа трехчастичных распадов, наблюдаемых в измерениях с водородом и без него, равно отношению мониторов  $M_H/M_V$ .

При выполнении процедуры аппроксимации экспериментально наблюдаемых интенсивностей двухпионных распадов формулой (14) используется метод наименьших квадратов. В качестве свободных параметров берут либо три величины  $K_H$ ,  $R = |\rho(p)/\eta_{+-}|$

и  $\varphi_{21}^0(p)$ , либо две последние из них. Параметр  $K_H$  может оставаться свободным и общим для всех импульсных интервалов. В случае трех свободных параметров и неизбежных корреляций между ними погрешности физических величин, определенных в результате завершения процедуры аппроксимации, будут больше, чем в случае, когда свободных параметров имеется только два. Но степень достоверности полученных данных в первом случае будет выше, поскольку в суммарные погрешности кроме статистических включаются также систематические неопределенности, связанные с неточностями экспериментальных значений параметров слабых взаимодействий, импульсного спектра падающих каонов и мониторингования последних. Значения коэффициента  $K_H$  в каждом импульсном интервале должны совпадать в пределах погрешностей друг с другом и с его значением, определенным указанным выше способом при измерениях без водорода.

Экспериментальные данные [57] зависимости интенсивности двухпиконных распадов  $K_L^0$  и  $K_S^0$  от времени и результаты их аппроксимации формулой (14) показаны на рис. 9 (сплошная кривая,  $\chi^2 = 51$  при 93 ст. св.). Для определения вклада интерференционного члена эти же распределения были аппроксимированы формулой (14) в предположении, что интерференция отсутствует. Как видно из рис. 9 (штрих-пунктир,  $\chi^2 = 307$ ), эта гипотеза имеет малый уровень достоверности. На том же рисунке показана эффективность спектрометра [61] в зависимости от  $t$  для распадов  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (пунктирная линия).

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РЕГЕНЕРАЦИИ

##### $K_L^0 - K_S^0$ НА ВОДОРОДЕ И ИХ АНАЛИЗ

1. До начала экспериментов по регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде, выполненных в ИФВЭ, в мире существовало всего несколько работ, в которых сообщалось о наблюдении подобной регенерации или же сведения о ней выводились косвенным путем.

Люэрс и др. [64] изучали взаимодействия  $K_2^0$ -мезонов в 20-дюймовой пузырьковой водородной камере и определили сечение дифракционной регенерации для трех интервалов импульсов:  $p < 300$  Мэв/с,  $300 \leq p \leq 440$  Мэв/с и  $440 < p \leq 650$  Мэв/с, хотя и не наблюдали ни одного случая реакции  $K_2^0 + p \rightarrow K_1^0 + p$ . Для вычисления сечений они использовали время жизни  $K_2^0$  и число событий, наблюдаемое в других каналах реакции.

Одними из первых регенерацию  $K_2^0 - K_1^0$  на водороде наблюдали в пузырьковой камере Лейпунер и др. [65, 66], которые измерили дифференциальное сечение упругой регенерации для каонов со средним импульсом около 1 Гэв/с. Всего было использовано для этой цели 47 событий. Эксперимент был выполнен еще до открытия нарушения  $CP$ -инвариантности, и авторы обнаружили в нем

аномально большую регенерацию. Впоследствии [67] эта аномалия была объяснена интерференцией в двухпионных распадах  $K_L^0$  и  $K_S^0$  и возможными статистическими флюктуациями.

Первое наблюдение трансмиссионной регенерации на водороде было сделано Кристенсенем и др. [18] с помощью искрового спектрометра для  $K_L^0$  с импульсом  $(1,1 \pm 0,1)$  Гэв/с. Было получено  $48 \pm 10$  событий, по которым оценена амплитуда трансмиссионной регенерации  $(0,35 \pm 0,18)$  ферми  $< |f_{21}^0| < (1,6 \pm 0,2)$  ферми. Авторы не наблюдали интерференции между  $K_L^0$ - и  $K_S^0$ -распадами на два пиона, а лишь получили указание на ее существование.

Файрстоун и др. [68] измерили регенерацию на водороде в 80-дюймовой водородной камере. Камера была облучена  $K_L^0$ -мезонами, спектр которых простирался от 1 до 7 Гэв/с с максимумом при 5 Гэв/с. Использовались только события с импульсом больше 2 Гэв/с. В эксперименте было определено дифференциальное сечение упругой регенерации, описываемое экспоненциальной зависимостью

$$d\sigma/dt = (77_{-24}^{+29}) \exp[-(2,9_{-1,1}^{+1,3}) t] \text{ мкбарн}/(\text{Гэв}/\text{с})^2, \quad (38)$$

интегрирование которой давало полное сечение упругой регенерации  $(46 \pm 10)$  мкбарн. С другой стороны, в этом эксперименте также не наблюдалось интерференции между распадами  $K_L^0$  и  $K_S^0$  на пионные пары, на основании чего было сделано предположение, что фаза амплитуды регенерации на водороде  $\varphi_{21}^0 = -90^\circ$ .

Хоукинс [67], изучая взаимодействия  $K_L^0$  с импульсом  $(590 \pm 50)$  Мэв/с в жидководородной камере, наблюдал 22 случая реакции  $K_L^0 + p \rightarrow K_S^0 + p$ , по которым было определено полное сечение упругой регенерации  $(0,99 \pm 0,24)$  мбарн и дифференциальное сечение регенерации под нулевым углом — около  $0,4$  мбарн/стер.

Таким образом, видим, что в каждом из перечисленных экспериментов статистика событий исчисляется всего 20—50 случаями, на основании которых трудно получить какие-либо достоверные данные. Этот факт лишний раз подчеркивает сложность экспериментов по регенерации в водороде.

2. Эксперименты по регенерации  $K_L^0$  —  $K_S^0$  в водороде на серпуховском ускорителе проводились в несколько этапов. Уже на первом этапе [69] удалось зарегистрировать около 600 случаев когерентной регенерации в интервале импульсов  $(14 \div 42)$  Гэв/с и установить существование интерференции в распадах  $K_L^0$  и  $K_S^0$  на два пиона так же, как это было сделано в случаях с твердыми регенераторами [34]. Впервые были измерены модуль и фаза амплитуды трансмиссионной регенерации на водороде и на этой основе вычислена разность полных сечений взаимодействий  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  с протонами (рис. 10). Как было отмечено в докладе Аллаби [69] на

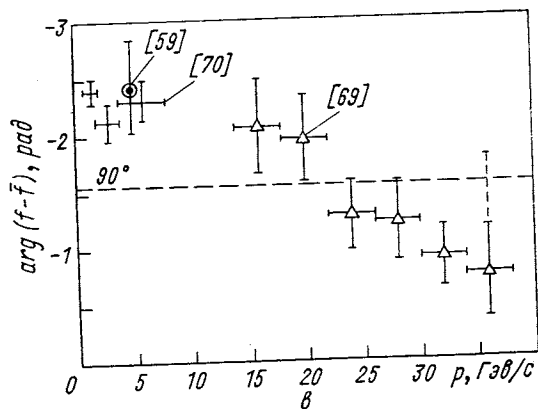
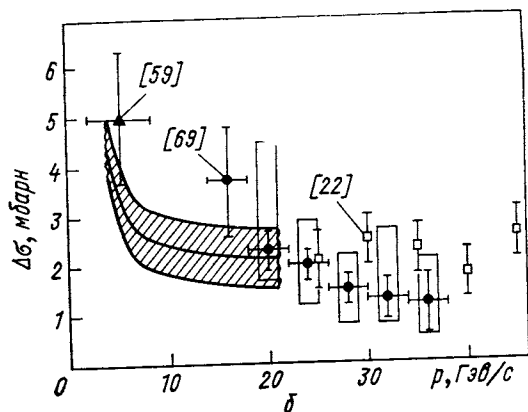
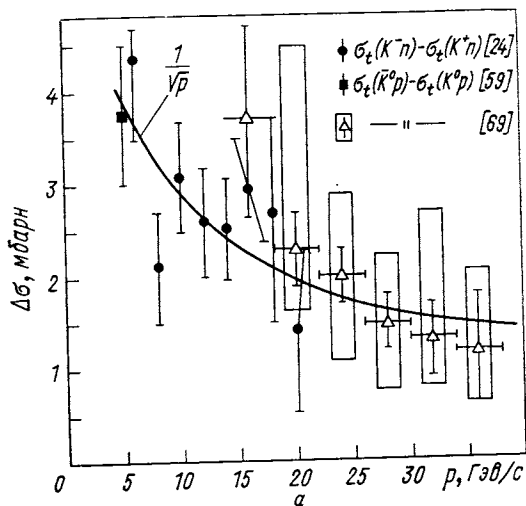


Рис. 10. Разность полных сечений взаимодействий каонов (а), те же зависимости в сравнении с имеющимися данными по полным сечениям  $K^+n$ - и  $K^-n$ -взаимодействий (б) и фаза амплитуды регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде (в). Пунктиром на рис. (а) указано возможное систематическое смещение всех точек [69]. Сплошная кривая на рис. (б) и заштрихованная область —  $\Delta\sigma(p)$  и соответствующий коридор ошибок, определенные в ранее выполненных экспериментах

Международной конференции по физике высоких энергий в Киеве, эти результаты указывали на то, что разность полных сечений  $K^0p$ - и  $\bar{K}^0p$ -взаимодействий, а следовательно, и  $K^{+n}$ - и  $K^{-n}$ -взаимодействий, продолжает уменьшаться с ростом импульса, что должно приводить к росту полных сечений  $K^{+n}$ -взаимодействий, поскольку  $\sigma_t(K^{-n})$  остается постоянной в данной области энергий. Таким образом, из двух возможностей объяснить характер поведения полных сечений в области серпуховских энергий — нарушение теоремы Померанчука и рост полных сечений для положительных частиц — более вероятной оставалась последняя. Правда, этот вывод не мог быть еще подтвержден измерениями фазы амплитуды регенерации вследствие больших статистических и возможных систематических неопределенностей.

Ход экспериментов по регенерации каонов в ИФВЭ стимулировал постановку аналогичных экспериментов на других ускорителях. На Киевской конференции в 1970 г. были представлены также и другие измерения трансмиссионной регенерации [58, 59, 70] на водороде, выполненные при энергиях до 10 Гэв и основанные на статистике около 500 случаев каждый. Совокупность всех имевшихся тогда данных по регенерации на водороде и вычисленные на их основе разности сечений  $\sigma_t(\bar{K}^0p) - \sigma_t(K^0p)$  и  $\sigma_t(K^{-n}) - \sigma_t(K^{+n})$  (см. рис. 10) не противоречили закону изменения  $\Delta\sigma \sim p^{-0,5}$ , следовавшему из предсказаний модели комплексных моментов для обмена полюсами  $\omega$  и  $\rho$ . Это также свидетельствовало в пользу выполнимости теоремы Померанчука.

3. После завершения на ускорителе ИФВЭ второго этапа эксперимента было наблюдеено около 2000 случаев регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде [56]. На рис. 5 и 11 полученные данные сравниваются с расчетами по дисперсионным соотношениям [51] и модели комплексных моментов [41]. Видно, что сильное нарушение теоремы Померанчука, при котором  $\Delta\sigma(\infty) = 2$  мбарн и даже  $\Delta\sigma(\infty) = 0,55$  мбарн, исключается как по измерениям модуля, так и по измерениям фазы амплитуды регенерации. Строго говоря, остается возможность лишь малого нарушения теоремы, при котором  $\Delta\sigma(\infty) < 0,2$  мбарн.

Погрешности в определении фазы  $\varphi_{21}^0(p)$  для каждого интервала импульсов были велики (на этом этапе эксперимента) и не позволяли сделать определенного вывода об ее энергетической зависимости. Однако эти данные не противоречили гипотезе, что фаза не зависит от энергии, а ее среднее значение  $-118^\circ \pm 13^\circ$  в пределах одного стандартного отклонения согласуется со значением  $-130^\circ$ , предсказанным в работе [41] для случая выполнения теоремы Померанчука.

Данные, приведенные на рис. 11, показывают, что  $2|f_{21}^0(p)|/k$  и  $\Delta\sigma$  убывают с увеличением импульса по закону, близкому

к  $p^{-0,5}$ . Имевшиеся к этому времени в исследуемой области энергий данные по полным сечениям  $K^-n$ - и  $K^+n$ -взаимодействий [24] согласовывались с данными по регенерации, но имели значительно

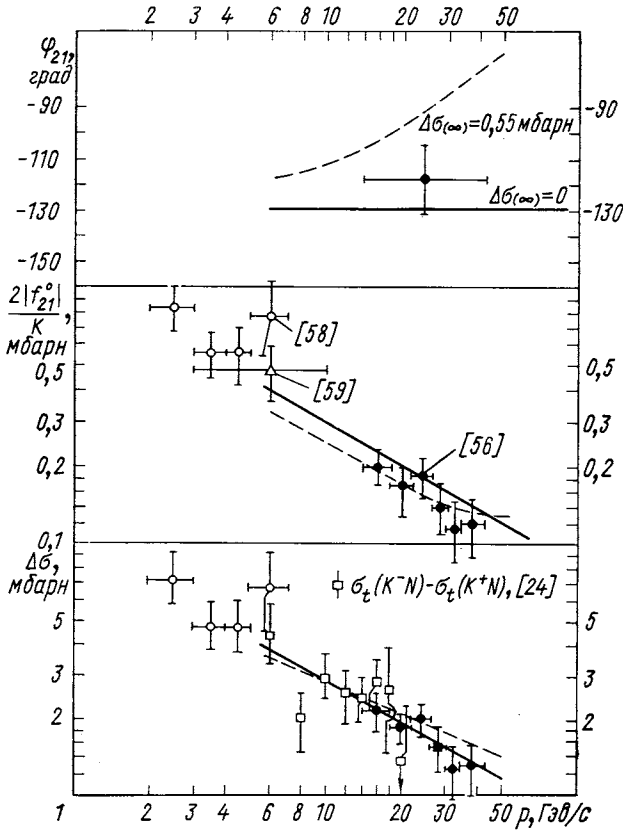


Рис. 11. Результаты измерения фазы и модуля амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде и сравнение их с расчетами по модели комплексных угловых моментов:

----- случай выполнения теоремы Померанчука,  
 - - - - ее нарушение. Внизу показана разность полных сечений  $\Delta\sigma(p) = \sigma_t(K^-p) - \sigma_t(K^+p)$

большие погрешности. Уменьшение  $\Delta\sigma(p)$  с увеличением импульса каона вместе с известным постоянством сечений  $K^-n$ -взаимодействий означает, что полные сечения  $K^+n$ -взаимодействий в этом же интервале импульсов должны расти. Этот вывод совпадает с данными прямых измерений полных сечений для  $K^+$ -мезонов, выполненных в Серпухове и представленных одновременно с дан-

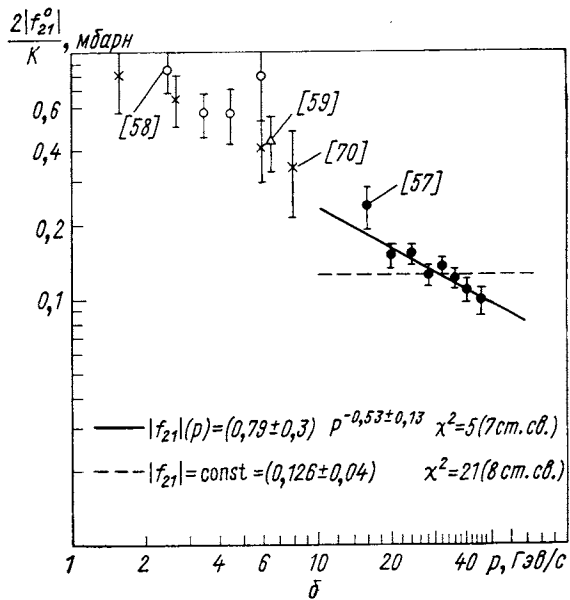
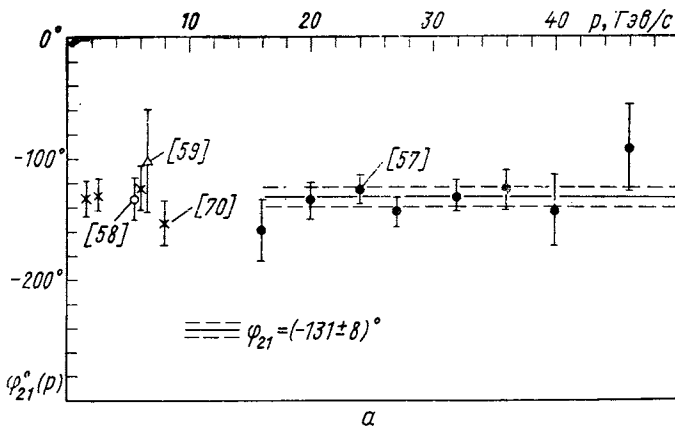
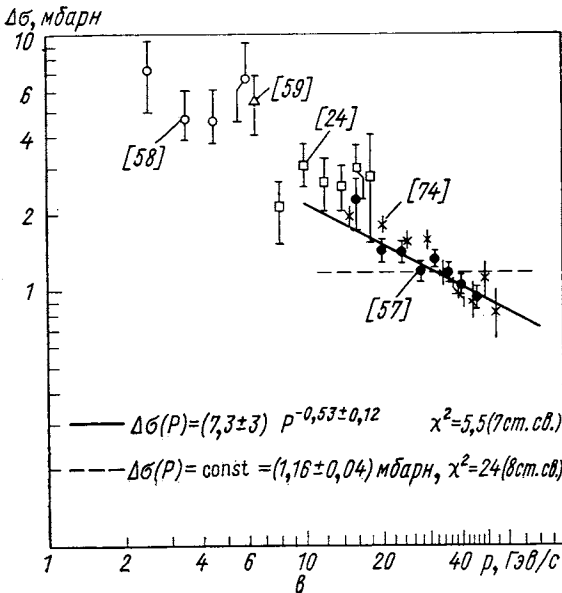


Рис. 12. Энергетические зависимости фазы  $\varphi_{21}^{\circ}(p)$  реакции  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде, а также вычисленные  $\overline{K^0 p}$ - и  $K^0 p$ -взаимо-

ными по регенерации на международную конференцию в Амстердаме [71]. Позднее они также были опубликованы в работах [56, 72].

4. Главный итог последнего этапа экспериментов в ИФВЭ, результаты которого представлены на рис. 12, заключался в установлении факта независимости от энергии фазы амплитуды регенерации в интервале  $(10 \div 50) \text{ Гэв}$  [57]. Если взять всю совокупность имеющихся данных по регенерации, то можно увидеть, что фаза  $\varphi_{21}^0$  слабо зависит от энергии даже в интервале  $(1 \div 50) \text{ Гэв/с}$ . Об этом свидетельствуют следующие цифры. Среднее значение фазы, определенное в эксперименте [73], где сообщаются наиболее точные данные в интервале импульсов  $(1,5 \div 10) \text{ Гэв/с}$ , равно  $-133,9^\circ \pm 4^\circ$ . Среднее значение фазы, определенное [57] в области  $(14 \div 50) \text{ Гэв/с}$ , равно  $-132,3^\circ \pm 5,7^\circ$ . Недавно была опубликована еще одна работа [60], в которой приводятся результаты измерения модуля и фазы амплитуды регенерации на водороде в области импульсов  $(3,5 \div 10,5) \text{ Гэв/с}$ . Согласно данным этой работы, среднее значение фазы равно  $-157,4^\circ \pm 8^\circ$  (если использовать при ее вычислении  $\Phi_{+-} = 42^\circ$ ). Как видно, результаты работ [73 и 60] в пределах стандартных отклонений не согла-



(а) и модуля  $2 |f_{21}^0(p)|/k$  (б) амплитуды регенерационной на их основе разности полных сечений  $\Delta\sigma$  действий (в)

суются друг с другом. Однако если пренебречь этим обстоятельством и вычислить среднее по двум экспериментам значение  $\varphi_{21}^0$ , то и тогда получим, что в пределах экспериментальных погреш-



ностей фазы амплитуды регенерации на водороде постоянна в интервале импульсов  $(1 \div 50) \text{ Гэв/с}$ .

Установление энергетической независимости фазы амплитуды регенерации при больших энергиях рассеяло, по-видимому, последние сомнения относительно выполнимости теоремы Померанчука в  $KN$ -взаимодействиях при энергиях вплоть до  $50 \text{ Гэв}$ .

Для того чтобы иметь количественный критерий оценки выполнимости этой теоремы, в работе [57] проведена аппроксимация полученных данных о  $|f_{21}^0(p)|$  и  $\Delta\sigma(p)$  константами, не зависящими от  $p$ . Как видно из рис. 12, эти предположения имеют низкий уровень достоверности. Полученные данные ни в коей мере не согласуются с предсказанием (18), вытекающим из гипотезы постоянства полных  $K^-n$ - и  $K^+n$ -сечений взаимодействий.

Не менее важным итогом заключительного этапа экспериментов в ИФВЭ явилось установление факта согласия энергетического хода разности полных сечений взаимодействий заряженных и нейтральных каонов. Из работ [57 и 74] следует:

$$\sigma_t(\bar{K}^0 p) - \sigma_t(K^0 p) = (7,3 \pm 3) p^{-0,53 \pm 0,13} \text{ мбарн}; \quad (39)$$

$$\sigma_t(K^- n) - \sigma_t(K^+ n) = (12,3 \pm 3,9) p^{-0,65 \pm 0,09} \text{ мбарн} (p, \text{ Гэв/с}), \quad (40)$$

откуда видно, что в пределах одного стандартного отклонения оба параметра, описывающие зависимость разности сечений от импульса, согласуются друг с другом.

Степень согласия этих данных является одновременно экспериментальной проверкой изотоп-инвариантности для реакций с участием  $K$ -мезонов. Например, при  $50 \text{ Гэв/с}$  различие в определении разности сечений по одной или другой формуле составляет около 6%  $\Delta\sigma$  и около 0,3% значения любого из полных сечений.

Учитывая установленный закон (39) изменения разности полных сечений и выполнимость теоремы Померанчука, а также принимая во внимание результаты измерений полных сечений  $K^\pm n$ -взаимодействий в области до  $55 \text{ Гэв/с}$ , можно с уверенностью предсказать возрастание полного сечения  $K^-n$ -взаимодействия уже в области  $(100 \div 200) \text{ Гэв/с}$ . Последнее подтвердилось в работе [75]. В свою очередь, наблюдаемый в работе [75] закон изменения разности полных сечений в области  $(23 \div 280) \text{ Гэв/с}$  хорошо согласуется с данными работы [57] в перекрывающемся интервале импульсов. Следовательно, можно ожидать, что зависимость от энергии фазы и модуля амплитуды регенерации на водороде, установленная в области  $14-50 \text{ Гэв/с}$ , будет иметь место в более широкой области энергий, по крайней мере вплоть до  $300 \text{ Гэв/с}$ .

Можно показать [73], что измерения фазы амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде [56-59, 73] согласуются со значениями фазы  $\varphi_{21}^0(p)$ , вычисленными из измерений разности полных сечений  $K^+n$ - и  $K^-n$ -взаимодействий

[74] и измерений дифференциального сечения регенерации под углом  $0^\circ$ . По оптической теореме  $(d\sigma/dt)_{\text{опт}} \sim [\Delta\sigma_t(K^\pm n)]^2 \sim (\text{Im } f_{21}^0)^2$ , а сечение регенерации под нулевым углом по определению есть  $(d\sigma/dt)_0 \sim (\text{Re } f_{21}^0)^2 + (\text{Im } f_{21}^0)^2$ . Следовательно,  $\text{Re } f_{21}^0 / \text{Im } f_{21}^0 \sim$

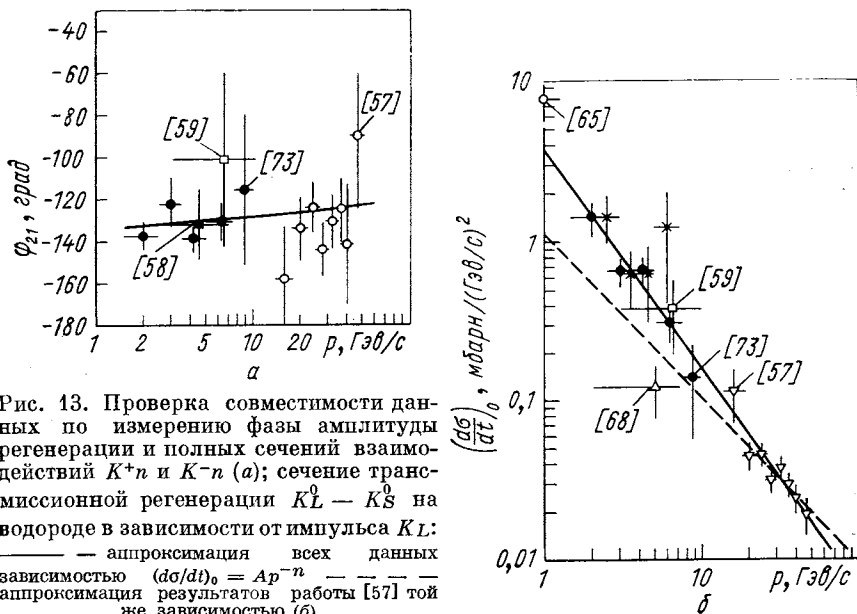


Рис. 13. Проверка совместности данных по измерению фазы амплитуды регенерации и полных сечений взаимодействий  $K^+n$  и  $K^-n$  (а); сечение трансмиссионной регенерации  $KL - K_S^0$  на водороде в зависимости от импульса  $KL$ : — аппроксимация всех данных зависимостью  $(d\sigma/dt)_0 = Ap^{-n}$  — — — аппроксимация результатов работы [57] той же зависимостью (б)

$\sim [(d\sigma/dt)_0 / (d\sigma/dt)_{\text{опт}} - 1]^{0,5}$ . Фаза  $\Phi_{21}^0$ , вычисленная таким способом, показана сплошной линией на рис. 13,а. Различие в коэффициентах параметризации сечений, полученных в работах [57, 74] законом  $\sim p^{-n}$ , дает небольшое изменение фазы с энергией.

5. Со времени опубликования результатов работы [57] появились новые экспериментальные данные о величинах, характеризующих систему нейтральных каонов —  $\delta$ ,  $\tau_S$ ,  $|\eta_{+-}|$ ,  $\Phi_{+-}$ , некоторые из которых противоречат измерениям, выполненным до 1972 г. В связи с этим были заново проанализированы экспериментальные данные, приведенные в работах [56, 57]. Полученные при этом средневзвешенные значения  $R = |\rho(p)/\eta_{+-}|$  и  $\Phi_{21}^0$  представлены в табл. 2 [76]. При вычислениях использовались следующие значения параметров:

$$\Phi_{+-}^0 = 42^\circ; \tau_S^0 = 0.895 \cdot 10^{-10} \text{ сек}, \delta^0 = 0,54 \cdot 10^{10} \cdot \hbar \text{ сек}^{-1}. \quad (41)$$

По средневзвешенным значениям  $R$  и  $\Phi_{21}^0$  были получены значения  $2 |f_{21}^0(p)|/k$ ,  $[d\sigma/dt]_{t=0}$ , а также разности полных сечений. Результаты расчетов и все имеющиеся в настоящее время другие

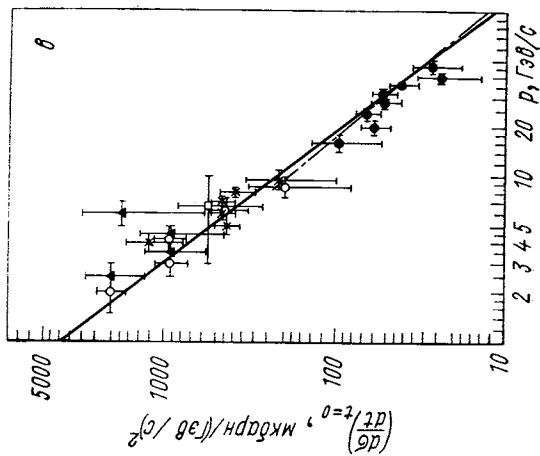
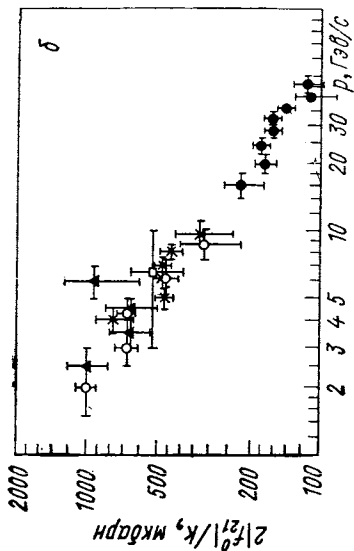
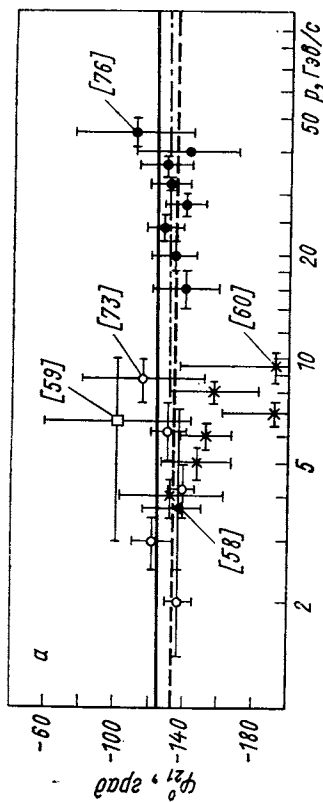


Рис. 14. Суммарные результаты измерений фазы (а) и модуля (б) амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде и вычисленные на их основе дифференциальные сечения регенерации при нулевом переданном четырехимпульсе (г);

--- средняя величина фазы  $\phi_{21}^0 = -133^\circ$ , --- расчет по модели комплексных угловых моментов с использованием формулы (24) и параметров траекторий  $\omega$  и  $\theta$  из работы [42], --- те же расчеты, но с параметрами траекторий и учетом разрывов из работы [41]

Таблица 2  
 Экспериментальные данные по измерению амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде

$R_{K_L^0},$ $\Gamma_{\text{вс}}/\text{с}$	$R =$ $=  \rho(\varphi)/\eta_{+-} $	$-\Phi_{21}^0, \text{ град}$ $(\Phi_{+-} = 42^\circ)$	$2   \Phi_{21}^0(\varphi)  /\pi, \text{ мкбарн}$		$[d\sigma/d\Omega]_0, \text{ мкбарн}/(\Gamma_{\text{вс}}/\text{с})^2$		$\Delta\sigma(\varphi), \text{ мбарн}$		Диа- тера- тура
			$ \eta_{+-}  \cdot 10^3$	2, 14	$ \eta_{+-}  \cdot 10^3$	2, 14	$ \eta_{+-}  \cdot 10^3$	2, 14	
14-18	1,60±0,35	139±20	219±43	199±44	97±43	80±35	2,04±0,40	1,86±0,36	[56, 57, 76]
18-22	1,49±0,15	132±13	173±18	157±16	60±12	50±10	1,61±0,17	1,46±0,15	
22-26	1,74±0,14	127±11	181±15	165±14	66±11	55±9	1,69±0,14	1,53±0,13	
26-30	1,68±0,16	139±12	161±16	147±15	52±11	43±9	1,50±0,15	1,36±0,13	
30-34	1,80±0,15	130±12	162±14	148±13	53±9	44±8	1,51±0,13	1,38±0,12	
34-38	1,65±0,15	127±16	142±13	129±12	41±8	34±6	1,32±0,12	1,20±0,11	
38-42	1,32±0,29	142±29	109±24	99±22	24±10	20±8	1,02±0,22	0,93±0,20	
42-50	1,46±0,25	109±34	116±19	106±18	27±9	22±8	1,08±0,18	0,99±0,16	
14-50		132±5							
			2,35	1,95	2,35	1,95	2,35	1,95	
2-3	—	—	1010±190	840±160	2060±770	1423±542	9,00±1,85	7,20±1,7	[58]
3-4	—	—	675±130	560±110	920±355	638±249	6,0±1,25	4,70±1,0	
4-5	—	—	675±170	560±140	920±465	633±316	6,0±1,65	4,70±1,1	
5-7	—	—	940±315	780±260	1790±1200	1227±818	8,35±3,1	6,7±2,35	
2-7		135±17							
3-10		103±42	2,35	1,92	2,35	1,92	2,35	1,92	[59]
			526±135	430±110	560±290	375±190	6,45±1,7	5,25±1,3	

Продолжение табл. 2

$P_{KL}^0,$ $\Gamma_{\theta}/c$	$R =$ $\frac{1}{\rho(P)/\eta_{+}} -$	$-\varphi_{21}^0,$ град ( $\varphi_{+} = 42^\circ$ )	$2   f_{21}^0(P)   / \kappa,$ мкбарн		$[d\sigma]_{10},$ мкбарн/ $(\Gamma_{\theta}/c)^2$		$\Delta\sigma(P),$ мбарн		Литература
			$  \eta_{+}   \cdot 10^3$	$  \eta_{+}   \cdot 10^3$	$  \eta_{+}   \cdot 10^3$	$  \eta_{+}   \cdot 10^3$	$  \eta_{+}   \cdot 10^3$	$  \eta_{+}   \cdot 10^3$	
			2,35	2,14	2,35	2,14	2,35	2,14	
			2,35	1,96	2,35	1,96	2,35	1,96	
1,5-2,5	—	138±6,9	1010±95	842±83	2060±388	1425±282	9,0±1,07	7,62±0,94	[73]
2,5-3,5	—	123±11	680±71	566±59	935±195	646±134	6,05±0,74	5,12±0,63	
3,5-5,0	—	139,4±7,4	686±72	574±60	952±200	665±138	6,10±0,75	5,20±0,64	
5,0-7,5	—	131,4±9,3	466±60	389±50	440±113	305±78	4,15±0,60	3,52±0,51	
7,5-10	—	116,6±36,0	314±93	262±78	200±118	138±82	2,8±0,85	2,37±0,72	
1,5-10		134,9±4							
			2,30		2,30		2,30		
3,5-4,5	—	132±30	780±140	—	1230±440	—	6,95±1,45	—	[60]
4,5-5,5	—	147±20	470±40	—	445±76	—	4,18±0,48	—	
5,5-6,5	—	152±15	480±40	—	465±75	—	4,27±0,48	—	
6,5-7,5	—	192±25	480±40	—	465±75	—	4,27±0,48	—	
7,5-8,5	—	157±25	440±50	—	390±88	—	3,92±0,55	—	
8,5-10,5	—	192±55	330±90	—	220±120	—	2,94±0,88	—	
3,5-10,5		157±8							

Примечания: 1. В таблице приведены оригинальные данные и их пересчет при  $| \eta_{+} | = 2,35 \cdot 10^{-3}$ .  
 2. Данные о величине фазы  $\varphi_{21}^0$ , полученные в каждом эксперименте, приведены к одному значению величины  $\varphi_{+} = 42^\circ$ .  
 3. Значения  $\Delta\sigma$  для эксперимента [60] вычислены при  $\varphi_{21}^0 = -135^\circ$  вместо наблюдаемого авторами значения  $\varphi_{21}^0 = -157,4^\circ$ .

данные представлены на рис. 14 и 15 и в табл. 2. Поскольку величины  $2 |f_{21}^0(p)|/k$  обычно выражаются в мбарн, а  $d\sigma/dt$  — в мбарн/(Гэв/c<sup>2</sup>), пересчет в табл. 2 сделан по (27) с помощью фактора  $(\hbar c)^2 = (0,624)^2 \text{ Гэв}^2 \cdot \text{мбарн}$ :

$$[2 |f_{21}^0(p)|/k]^2 (\text{мбарн})^2 = (0,624)^2 (4/\pi) (d\sigma/dt)_0 \text{ мбарн}/(\text{Гэв}/c)^2.$$

По экспериментальным данным, полученным без водорода, в работе [76] определен параметр  $|\eta_{+-}| = (2,14 \pm 0,15) 10^{-3}$ ,

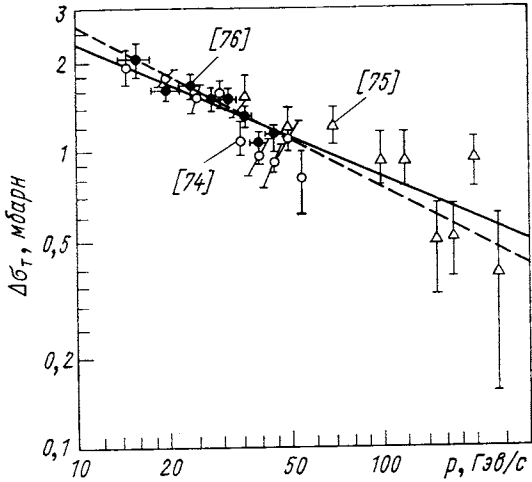


Рис. 15. Суммарные результаты измерений разности полных сечений взаимодействий каонов и антикаонов:  
 — — — аппроксимация данных [74] и [75] зависимостью  $A\rho^{-n}$ ; — — — то же для работы [76]

значение которого близко к средневзвешенному мировому значению 1974 г. [4], но отличается от результатов последних экспериментов [77, 78]. Поскольку существующее в мире разногласие данных об этом параметре еще не устранено, в соответствующих местах табл. 2 и 3 приводятся результаты вычисления амплитуды регенерации для двух значений  $|\eta_{+-}|$ .

Для выяснения зависимости результатов измерений амплитуды трансмиссионной регенерации от параметров слабых взаимодействий  $K_L^0 - K_S^0$ -системы в работе [76] был проведен анализ данных [56, 57] не только при значениях параметров, приведенных в формуле (41), но и при некоторых других значениях. Оказалось, что возможные изменения средней величины фазы амплитуды регенерации определяются формулой

$$\varphi_{21}^0 = (-132^\circ \pm 5^\circ) + 70^\circ (\delta^0 - \delta)/\delta^0 + 108^\circ (\tau_S - \tau_S^0)/\tau_S^0 + \Phi_{+-} - \Phi_{+-}^0. \quad (42)$$

Были исследованы также систематические погрешности, связанные с процедурой отбора  $K_{\pi 2}^0$ -распадов и вычитания фона.

Систематическая погрешность для среднего значения  $\varphi_{21}^0$  не превышает  $\pm 3^\circ$ , а для  $2 |f_{21}^0(p)|/k$  составляет примерно  $\pm 8$  мкбарн.

Для определения энергетической зависимости  $2 |f_{21}^0(p)|/k$ ,  $[d\sigma/dt]_0$  и  $\Delta\sigma(p)$  данные, приведенные в табл. 2, аппроксимировались формулами типа  $Ap^{-n}$ , где  $p$  — импульс каона, а  $A$  и  $n$  — искомые параметры. Результаты представлены в табл. 3 вместе

Таблица 3

Результаты аппроксимации данных по регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде и разности полных сечений взаимодействий  $K^+n$  и  $K^-n$  функцией типа  $Ap^{-n}$  ( $p$  — импульс  $K_L^0$  в Гэв/с)

Интервал импульсов, Гэв/с	Функция	A	n	Литература
14—50	$2  f_{21}^0(p) /k$ , мбарн	$0,77 \pm 0,38$	$0,49 \pm 0,14$ *	[76]
14—50	»	$0,84 \pm 0,42$	$0,50 \pm 0,15$ 2*	[76]
14—50	$[d\sigma/dt]_0$ , мкбарн/(Гэв/с) <sup>2</sup>	$1234 \pm 1202$	$1,02 \pm 0,29$ *	[76]
14—50	»	$1474 \pm 1575$	$1,04 \pm 0,32$ 2*	[76]
14—50	$\sigma_t(\bar{K}^0 p) - \sigma_t(K^0 p)$ , мбарн	$8,4 \pm 3,2$	$0,55 \pm 0,11$ *	[76]
14—50	»	$9,7 \pm 3,4$	$0,56 \pm 0,10$ 2*	[76]
15—65	$\sigma_t(K^- n) - \sigma_t(K^+ n)$ , мбарн	$12,1 \pm 4,1$	$0,65 \pm 0,10$	[72]
23—280	»	$12,1 \pm 5,9$	$0,57 \pm 0,11$	[75]
15—280	»	$6,8 \pm 1,3$	$0,46 \pm 0,05$	[76]
1,5—10	$[d\sigma/dt]_0$ , мкбарн/(Гэв/с) <sup>2</sup>	$3255 \pm 988$	$1,33 \pm 0,24$	[73]
1,5—50	»	$3274 \pm 607$	$1,36 \pm 0,06$	[73]

\* Параметры  $A$  и  $n$  получены для данных, вычисленных с использованием значения  $|\eta_{+-}| = 2,14 \cdot 10^{-3}$ .

2\* То же с использованием значения  $|\eta_{+-}| = 2,35 \cdot 10^{-3}$ .

с результатами прямых измерений разности полных сечений взаимодействий каонов.

Анализ показал, что установленные законы энергетического поведения модуля амплитуды регенерации и разности сечений не зависят от возможного экспериментального разброса параметров  $\delta$ ,  $\tau_S$ ,  $|\eta_{+-}|$  и  $\Phi_{+-}$ . При варьировании их в возможных пределах происходит систематическое смещение разности сечений при всех импульсах, не приводящее к изменению  $n$ .

Измерения амплитуды регенерации вместе с измерениями разности полных сечений  $K^+n$ - и  $K^-n$ -взаимодействий можно использовать для разрешения указанного выше противоречия экспериментальных данных [4, 77, 78] по определению параметра  $|\eta_{+-}|$ . Действительно, согласно соотношению (17),

$$\Delta\sigma(p) = 8\pi \operatorname{Im} f_{21}^0(p)/k = 8\pi |f_{21}^0(p)| \sin \varphi_{21}^0/k = B |\eta_{+-}| R(p) \sin \varphi_{21}^0,$$

откуда

$$|\eta_{+-}| = \Delta\sigma(p)/BR(p) \sin \varphi_{21}^0, \quad (43)$$

где  $B$  — постоянная величина, определяемая из соотношения (7) для данного импульса и данной длины мишени, а  $R(p) = |\rho(p)/\eta_{+-}|$  — величина, определяемая в экспериментах по регенерации без использования информации о том или ином значении  $|\eta_{+-}|$ .

Для вычислений  $|\eta_{+-}|$  по формуле (43) были использованы данные по  $\Delta\sigma(p)$  из работ [72 и 75] и величины  $R(p)$  и  $\varphi_{21}^0$  из работы [76] (табл. 2). Данные каждого из экспериментов [72 и 75] в отдельности были аппроксимированы степенными зависимостями типа  $\Delta\sigma(p) = Ap^{-n}$  соответственно в областях импульсов  $(15 \div 65) \text{ Гэв/с}$  и  $(23 \div 280) \text{ Гэв/с}$ . Той же зависимостью были аппроксимированы и суммарные данные экспериментов [72 и 75] в области  $(15 \div 280) \text{ Гэв/с}$ . Значения констант  $A$  и  $n$  для всех трех случаев аппроксимации указаны в табл. 3. Для сравнения с экспериментами по регенерации полные сечения в каждом случае интерполировались или экстраполировались в область  $(10-50) \text{ Гэв/с}$ , где были получены  $R(p)$  и  $\varphi_{21}^0$ . Затем значения параметра  $|\eta_{+-}|_i$  вычислялись для каждого из восьми значений импульса  $p_i$  работы [76] и усреднялись.

Проведенные расчеты [79] показали, в частности, что суммарные данные экспериментов [72, 75 и 76] приводят к среднему значению  $|\eta_{+-}| = (2,34 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$ . Отсюда видно, что совокупность всех имеющихся данных по измерениям разности полных сечений взаимодействий каонов и амплитуды регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  при высоких энергиях хорошо согласуется с новым значением величины  $|\eta_{+-}| = (2,30 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$ , полученным в экспериментах [77, 78].

6. Согласно упрощенной модели комплексных моментов, из измерений фазы  $\varphi_{21}^0$  можно найти значение траектории полюса при нулевом переданном четырехимпульсе  $\alpha(0)$ , если в данной области энергий определяющий вклад дает один полюс или два полюса с совпадающими значениями в нуле. Используя формулу (26) и среднее значение фазы  $\varphi_{21}^0 = -132^\circ \pm 5^\circ$ , получаем  $\alpha(0) = 0,47 \pm 0,05$ .

Энергетическая зависимость дифференциального сечения регенерации под углом  $0^\circ$ , согласно формуле (27), тоже определяется величиной  $\alpha(0)$ . Из данных работы [57], аппроксимированных зависимостью  $A \cdot p^{-n}$ , следует, что  $\alpha(0) = 0,48 \pm 0,14$ . Как видно, два независимых метода определения  $\alpha(0)$  дают одинаковые результаты, которые, в свою очередь, согласуются со значениями  $\alpha_p(0)$  и  $\alpha_\omega(0)$ , найденными в работе [74].

Интересно заметить, что в работе [73] в области  $1,5-10 \text{ Гэв/с}$  получена несколько иная энергетическая зависимость дифферен-



циального сечения регенерации под нулем, чем в работе [57] (см. табл. 3), приводящая к значению  $\alpha(0) = 0,30 \pm 0,03$ , в то время как из измерений фазы в той же работе следует, что  $\alpha(0) = 0,49 \pm 0,05$ . Авторы работы [73] считают, что в рамках МКМ этот факт указывает на нарушение зависимости фазы от энергии, определяемой соотношением (26) или аналогичным, следующим из формулы (24). Как видно, данные работы [57] таких указаний не содержат. Более естественно считать, что при энергиях в несколько  $\Gamma_{\text{эв}}$  еще существен вклад в амплитуду рассеяния прямых каналов. Этот вклад может изменить энергетическую зависимость сечения регенерации в этой области. Выше  $6 \Gamma_{\text{эв/с}}$  данные лучше согласуются с зависимостью, не приводящей к разногласиям результатов относительно  $\alpha(0)$ .

Ранее было показано (см. разд. 2), что в рамках МКМ можно объяснить рост полных сечений  $K^+$ -взаимодействий различными способами [37]. На рис. 16 сопоставлены предсказания этих моделей и данные для фазы амплитуды регенерации и сечения регенерации под нулем. Как видно из этого сопоставления, из числа рассмотренных моделей предпочтение следует отдать модели, учитывающей вклад в амплитуду полюсов  $\omega$  и  $\rho$ . Как энергетический ход сечения регенерации, так и отношения реальных и мнимых частей амплитуды регенерации исключают более сложные МКМ, в которых учитываются кроме перечисленных особенностей также диполи и комплексно-сопряженные полюса.

Интересно сравнить все данные по регенерации с предсказаниями МКМ для общего вида амплитуды  $f_{21}^0$  (24), куда вставлены параметры полюсов, определенные в феноменологическом анализе [42] с учетом самых последних экспериментальных результатов. Эти параметры приведены в табл. 1, а результаты сравнения представлены на рис. 14 (сплошная линия). Качественно видно, что имеется хорошее согласие экспериментальных данных с предсказаниями теории во всей доступной энергетической области.

Ранее мы обсуждали расчеты дифференциального сечения трансмиссионной регенерации и фазы  $\varphi_{21}^0$  в модели МКМ с учетом полюсов и разрезов [41] (см. рис. 4). Эти же расчеты показаны и на рис. 14 (штрих-пунктир), откуда видно, что в пределах достигнутой точности эксперимента нельзя отдать предпочтение тому или другому набору параметров траекторий (см. табл. 1).

Расчеты по формуле (24) показывают, что фаза амплитуды регенерации очень слабо зависит от энергии. Например, переход фазы через значение  $\varphi_{21}^0(p_0) = -90^\circ$  ожидается при  $p_0 = 16 \cdot 10^3 \Gamma_{\text{эв/с}}$ .

7. Эксперименты по регенерации нейтральных каонов, в которых определяется энергетическое поведение как модуля, так и фазы амплитуды регенерации, позволяют проверить самые общие предположения теории.

В частности, в работе [57] проверена совместимость имеющих-ся данных с предсказаниями (29), (31) о поведении амплитуды регенерации при  $E \rightarrow \infty$ , вытекающими из обобщенных гипотез

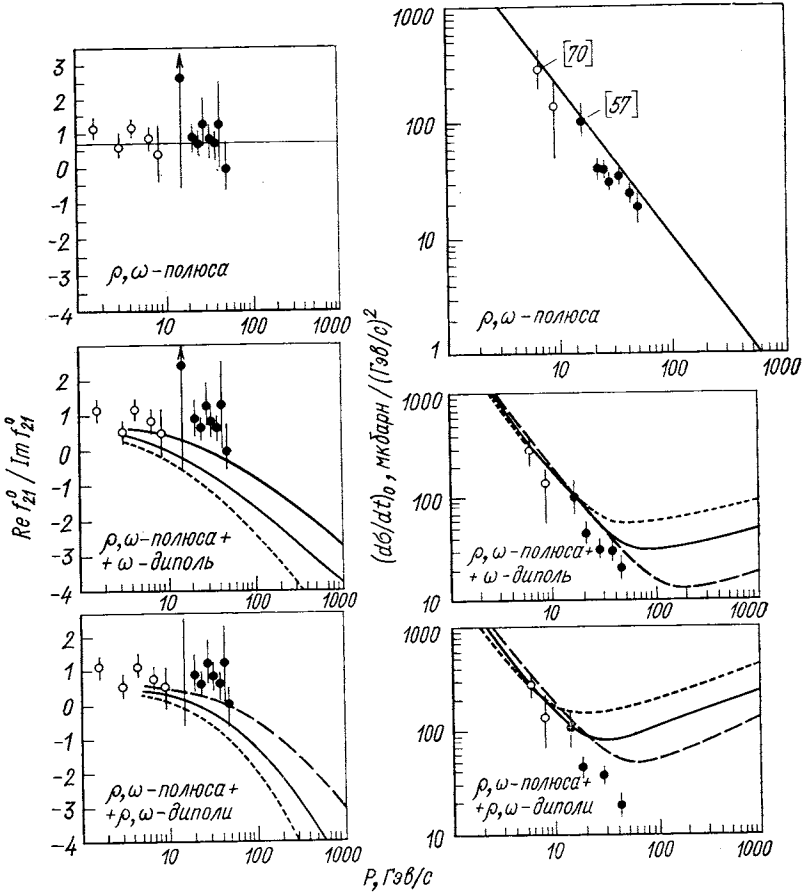


Рис. 16. Сравнение предсказаний [37] сложных моделей комплексных угловых моментов для амплитуды регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  на водороде с экспериментальными данными:

— на верхних рисунках случай выполнения теоремы Померанчука, остальные кривые — случай ее нарушения, когда дополнительный член вводится в амплитуду МКМ разными способами

квантовой теории поля. Показано, что асимптотический вид амплитуды регенерации (31) лучше удовлетворяет экспериментальным данным [57]  $\chi^2 = 4$  (8 ст. св.), чем вид амплитуды (29):  $\chi^2 = 10$ . Этот вывод соответствует результатам сравнения данных

с предсказаниями МКМ для случая, когда выполняется теорема Померанчука.

Свойства аналитичности и перекрестной симметрии амплитуды рассеяния устанавливают определенную связь между энергетическими зависимостями ее мнимой и действительной частей. Основываясь на этих свойствах, можно показать [54, 55, 80, 81], что если модуль амплитуды регенерации имеет степенную энергетическую зависимость вида  $2 |f_{21}^0(p)|/k \sim p^{-n}$ , то фаза амплитуды регенерации строго определена и не зависит от энергии, а именно

$$\varphi_{21}^0 \text{ теор} = -\pi(1 - n/2). \quad (44)$$

Подставляя в (44) значение  $n = 0,5 \pm 0,15$  (см. табл. 3) [76], получаем  $\varphi_{21}^0 \text{ теор} = -135^\circ \pm 13^\circ$ , что находится в хорошем согласии с экспериментально определенным значением  $\varphi_{21}^0$ . Таким образом, установленные в работах [56, 57, 76] закономерности энергетического поведения модуля и фазы амплитуды регенерации свидетельствуют о том, что безотносительно к какой-либо модели сама амплитуда действительно удовлетворяет требованиям аналитичности и перекрестной симметрии.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты по изучению трансмиссионной регенерации нейтральных каонов на водороде, выполненные в 1970—1974 гг., имели большое значение для проверки фундаментальных гипотез современной теоретической физики в доступной области энергий. Значение этих экспериментов для проверки асимптотических теорий и в особенности теоремы Померанчука еще больше возрастет с переходом к энергиям 100 и более Гэв, поскольку разность полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с данным нуклоном достигла уровня возможных систематических погрешностей каждого измерения в отдельности, снизить же этот уровень практически очень трудно.

В заключение мне хотелось бы выразить глубокую благодарность М. Ф. Лихачеву и В. Г. Кривохижину за ряд ценных замечаний к данной работе.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gell-Mann M., Pais A. «Phys. Rev.», 1955, v. 97, p. 1387.
2. Lande K. e.a. «Phys. Rev.», 1956, v. 103, p. 1901; 1957, v. 105, p. 1925.
3. Pais A., Piccioni O. «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 1487.
4. Rev. of Particles Properties.— «Phys. Lett. B», 1974, v. 50, N 1.
5. Case K. «Phys. Rev.», 1956, v. 103, p. 1449.
6. Good M. L. «Phys. Rev.», 1957, v. 106, p. 591; 1958, v. 110, p. 550.
7. Good R. N. e.a. «Phys. Rev.», 1961, v. 124, p. 1223.
8. Christenson J. H. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 138.
9. Lee T. D., Oehme R., Yang C. N. «Phys. Rev.», 1957, v. 106, p. 340.

10. Терентьев М. Ф. «УФН», 1965, т. 86, вып. 2, с. 231.
11. Lee T. D., Wu C. S. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1966, v. 16; Ли Ц., Ву Ц. Слабые взаимодействия. М., «Мир», 1968, с. 182—295.
12. Weisskopf V., Wigner E. «Z. Phys.», 1930, Bd 63, S. 54; 1930, Bd 65, S. 18.
13. Sachs R. «Ann. Phys.», 1963, v. 22, p. 239.
14. Aubert B. Le systeme  $K^0 - \bar{K}^0$ . Ecole Intern. Phys. des Part. Elem. Herceg Novi, Youg., 1967.
15. Wu T. T., Yang C. N. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 380.
16. Bell J. S., Steinberger J. Proc. of Oxford Intern. conf., 1965. Rutherford High Energy Lab., 1966, p. 195.
17. Stenberger J. Report CERN 70-1, Jan. 1970.
18. Christenson e.a. «Phys. Rev. B», 1965, v. 140, p. 74.
19. Зельдович Я. Б. «ЖЭТФ», 1959, т. 36, вып. 5, с. 1381.
20. Оконов Э. О. Препринт ОИЯИ, PI-3788, Дубна, 1968.
21. Померанчук И. Я. «ЖЭТФ», 1958, т. 34, вып. 3, с. 725.
22. Allaby J. V. e.a. «Phys. Lett. B», 1969, v. 30, p. 500.
23. Barger V. e.a. «Nucl. Phys. B», 1968, v. 5, p. 411.
24. Galbraith e.a. «Phys. Rev. B», 1965, v. 138, p. 913.
25. Restignoli M., Violini G. «Phys. Lett. B», 1970, v. 31, p. 533.
26. Gribov V. N. e.a. «Phys. Lett. B», 1970, v. 32, p. 129.
27. Ансельм А. А. и др. «Ядерная физика», 1970, т. 11, вып. 4, с. 896.
28. Horn D. «Phys. Lett. B», 1970, v. 31, p. 30.
29. Eden R. J. «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 529.
30. Roy S. M. «Phys. Lett. B», 1971, v. 34, p. 407.
31. Герштейн и др. «Письма ЖЭТФ», 1970, т. 11, вып. 1, с. 75.
32. Finkelstein J., Roy S. M. «Phys. Lett. B», 1971, v. 34, p. 322.
33. Finkelstein J. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 172.
34. Bott-Bodenhausen e.a. «Phys. Lett.», 1966, v. 20, p. 212.
35. Cabibbo N. «Phys. Lett.», 1967, v. 22, p. 212.
36. Blackmon M. L., Goldstein G. R. «Phys. Rev. D», 1970, v. 1, p. 2707.
37. Barger V., Phillips R. «Phys. Lett. B», 1970, v. 33, p. 425; «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 1874; «Phys. Lett. B», 1970, v. 31, p. 643.
38. Лендел А. И., Тер-Мартirosян К. А. «Письма ЖЭТФ», 1970, т. 11, вып. 1, с. 70.
39. Borekov K. G. e.a. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 40, p. 307.
40. Gilman F. J. «Phys. Rev.», 1968, v. 171, p. 1453.
41. Lisin V. L. e.a. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 40, p. 298.
42. Hendrick e.a. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 536.
43. Тер-Мартirosян К. А. Бинарные реакции адронов при высоких энергиях. Труды междунар. семинара. Препринт ОИЯИ Д-6004, Дубна, 1972.
44. Barger V., Phillips R. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 291.
45. Грибов В. Н. «ЖЭТФ», 1967, т. 53, вып. 2(8), с. 654; Грибов В. Н., Мигдал А. А. «Ядерная физика», 1968, т. 8, вып. 5, с. 1002, вып. 6, с. 1213.
46. Frautshi S. C., Margolis B. «Nuovo cimento A», 1968, v. 56, p. 1155.
47. Chew G. F., Snider D. R. «Phys. Lett. B», 1970, v. 31, p. 75.
48. Lusignoli M. e.a. «Nuovo cimento A», 1967, v. 49, p. 705; 1966, v. 45, p. 792; «Phys. Lett. B», 1967, v. 24, p. 296.
49. Queen N. M. e.a. «F. Phys.», 1969, Bd 17, S. 467.
50. Азнаурян И. Г., Соловьев Л. Д. «Ядерная физика», 1970, т. 12, вып. 3, с. 638.
51. Вишневский М. Е. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 13, вып. 4, с. 855.
52. Mathews P. T., Salam A. «Phys. Rev.», 1958, v. 110, p. 565.
53. Думбрайс О. В., Куин Н. М. «Письма ЖЭТФ», 1970, т. 11, вып. 8, с. 414; 1970, т. 12, вып. 4, с. 191; «Phys. Lett. B», 1970, v. 32, p. 65; «Nucl. Phys. B», 1971, v. 26, p. 497.

54. Logunov A. A. e.a. «Ann. Phys.», 1965, v. 31, p. 203; «Phys. Lett.», 1969, v. 7, p. 71.
55. Нгуен Ван Хьеу. «Теор. и мат. физ.», 1971, т. 8, с. 354.
56. Бирулев В. К. и др. Препринт ОИЯИ, P1-6164, Дубна, 1971; «Ядерная физика», 1972, т. 15, вып. 5, с. 959; «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 452.
57. Birulev V. K. e.a. Preprint JINR, E1-6851, Dubna, 1972.
58. Darrulat P. e.a. «Phys. Lett. B», 1970, v. 33, p. 433.
59. Buchanan C. e.a. «Phys. Lett. B», 1971, v. 37, p. 213.
60. Freytag D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 412.
61. Басиладзе С. и др. Препринт ОИЯИ, P1-5361, Дубна, 1970.
62. Тахтамышев Г. Г. Препринт ОИЯИ, 2543, Дубна, 1966.
63. Bouard X. de e.a. «Nuovo cimento A», 1967, v. 52, p. 662.
64. Luers D. e.a. «Phys. Rev.», 1963, v. 133, p. 1276.
65. Leipuner L. B. e.a. «Phys. Rev.», 1963, v. 132, p. 2285.
66. Adair R. K., Leipuner L. B. «Phys. Lett.», 1964, v. 12, p. 67.
67. Hawkins C. J. «Phys. Rev.», 1967, v. 156, p. 1444.
68. Firestone A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 16, p. 566; 1966, v. 17, p. 116.
69. Аллаби Дж. Труды XV Междунар. конф. по физике высоких энергий. Киев, 1970. Киев, «Наукова думка», 1972, с. 11.
70. Brody A. D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 1050.
71. Giacomelli G. Proc. of Intern. Conf. on Elementary Particles, Amsterdam, 1971. Amsterdam, «North Holland», 1971, p. 1.
72. Горин Ю. П. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, вып. 5, с. 998.
73. Brandenburg e.a. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 1939.
74. Горин Ю. П. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, вып. 2, с. 309.
75. Carroll A. S. e.a. Preprint FERMILAB-PUB-75/51-Exp., 1975.
76. Бирулев В. К. и др. Препринт ОИЯИ, P1-9434, Дубна, 1976.
77. Messner R. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 876.
78. Geweniger C. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 487.
79. Кривохожин В. Г., Савин И. А. Препринт ОИЯИ, E1-9394, Дубна, 1976.
80. Иден Р. Соударения элементарных частиц при высоких энергиях. М., «Наука», 1970, с. 254—259.
81. Фишер Я. и др. Препринт ФИ ЧСАН, Прага, P-FZU 75/1, 1975.