

С346.

М-265

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

К.С. Мариш

2650

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
ИЗОТОПИЧЕСКИХ ВКЛАДОВ $T_{3/2}$ И $T_{1/2}$
В ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЗОНОВ
НУКЛОНАМИ И МЕЗОНАМИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук

Л.М. СОРОКО

К.С. Мариш

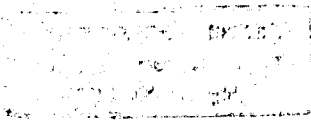
2650

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
ИЗОТОПИЧЕСКИХ ВКЛАДОВ $T_{3/2}$ И $T_{1/2}$
В ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЗОНОВ
НУКЛОНАМИ И МЕЗОНАМИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук

Л.М. СОРОКО



3626 Br.

Прошло более десяти лет с тех пор, как Бракнером^{/1/} была выдвинута гипотеза о том, что при некоторых энергиях особенно сильное взаимодействие существует в состоянии системы мезон-нуклон $T = 3/2$, $J = 3/2$. Эта гипотеза была использована рядом авторов при создании теории процессов образования π -мезонов нуклонами и мезонами. Обычно эти теории сводились к феноменологическим рассмотрениям, дававшим количественное объяснение имеющихся экспериментальных данных. Так, например, Розенфельд^{/2/} и Гелл-Манн и Ватсон^{/3/} на основе такого феноменологического подхода произвели анализ данных опытов, выполненных при энергии вблизи порога.

С. Мандельштам^{/4/} распространил эту феноменологическую теорию на область более высоких энергий (от 400 до 600 Мэв). В его рассмотрении матричные элементы полагались постоянными величинами: вводилось резонансное π -взаимодействие $3/2, 3/2$; учитывались все кинематические факторы и правила сложения моментов количества движения и спинов частиц. Согласно этой модели, дающей наилучшее объяснение всем экспериментам, проведенным на пучке протонов, в указанной области энергии не должно наблюдаться сколько-нибудь заметного по интенсивности образования π -мезонов нуклонами в состояниях с изотопическим спином, равным нулю, $T_{\pi N} = 0$, но это противоречило опытным данным^{/5/}. Поэтому резонансная модель Мандельштама была бы, по крайней мере, несовершенна и необходимо было экспериментально проверить исходные предположения этой теории, а именно: определить соотношение вероятностей образования (πN)-подсистемы в состояниях с $T_{\pi N} = 3/2$ и $T_{\pi N} = 1/2$.

В состав этой работы входит детальное рассмотрение полного набора опытов, связанных с установлением соотношений между амплитудами процессов образования π -мезонов нуклонами с различными изотопическими спинами. Указывается опыт, дающий возможность проверки справедливости резонансной теории С. Мандельштама^{/4/} процессов образования π -мезонов нуклонами^{/6/}.

Во второй главе описывается, как был осуществлен опыт по определению вкладов состояния $N\pi$ -подсистемы с изотопическим спином $T_{\pi N} = 1/2$ и $3/2$. Показано, что вклад резонансного состояния $T_{\pi N} = 3/2$ -взаимодействия при образовании π -мезонов нуклонами при энергии протонов 650 Мэв составляет $(72 \pm 3)\%$ ^{/78/}.

В третьей главе обсуждаются другие опыты, которые могут оказаться чувствительными при проверке пределов применимости резонансной модели. Рассматривается полный

набор опытов по определению соотношения между амплитудами процессов образования π -мезонов во взаимодействии π -мезон-нуклон /8,10/.

1

Для определения требуемых соотношений между амплитудами решающее значение должны приобрести опыты по измерению различия вероятностей процессов образования π -мезонов нуклонами, обусловленного изменением амплитуды реакции при перестановке нейтрона и протона в начальном и конечном состояниях /11/.

Если произвести перестановку протона и нейтрона в начальном состоянии (процессы $pn \rightarrow \pi n \pi^+$ и $pr \rightarrow \pi n \pi^+$), то различие вероятностей этих двух процессов можно установить благодаря зарядовой симметрии путем сравнения сечений процессов $pn \rightarrow \pi n \pi^+$ и $pr \rightarrow \pi p \pi^-$ под одним и тем же углом испускания π -мезонов.

Если же произвести перестановку нейтрона и протона в конечном состоянии (процессы $pp \rightarrow \pi p \pi^+$ и $pp \rightarrow \pi p \pi^+$, а также $pr \rightarrow \pi p \pi^0$ и $pr \rightarrow \pi p \pi^0$), то для установления различия между вероятностями этих процессов необходимо регистрировать одновременно две частицы: π -мезон и один из нуклонов.

Анализируя общий вид дифференциального сечения, усредненного по азимутальным углам π -мезона и нуклонов, можно ввести так называемые разностные полные сечения $\Delta\sigma$, отвечающие разнице вероятностей процессов $pp \rightarrow \pi p \pi^+$ и $pp \rightarrow \pi p \pi^+$, а также $pr \rightarrow \pi p \pi^0$ и $pr \rightarrow \pi p \pi^0$. Так, например,

$$\Delta\sigma_{10,11} = 4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} [d\sigma_{pp\pi^+}^{pp}(\theta_\pi, \theta_{12}) - d\sigma_{pr\pi^+}^{pp}(\theta_\pi, \theta_{12})] d\Omega(\theta_{12}) d\Omega(\theta_\pi) \quad (1)$$

Разностное полное сечение для процессов $pn \rightarrow \pi n \pi^+$ и $pr \rightarrow \pi n \pi^+$ записывается несколько проще:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{01,11} &= 2 \int_0^{\pi/2} [d\sigma_{pn\pi^+}^{pn}(\theta_\pi) - d\sigma_{pr\pi^+}^{np}(\theta_\pi)] d\Omega(\theta_\pi) = \\ &= 2 \int_0^{\pi/2} [d\sigma_{pr\pi^-}^{np}(\theta_\pi) - d\sigma_{pn\pi^+}^{np}(\theta_\pi)] d\Omega(\theta_\pi). \end{aligned} \quad (2)$$

Разностное полное сечение, определенное (2), является мерой коэффициента "в" в угловом распределении π -мезонов

$$d\sigma(np \rightarrow \pi^-) = a + b \cos \theta_\pi + c \cos^2 \theta_\pi,$$

вклад которого в обычное полное сечение, естественно, равен нулю.

Изучение реакций $pr \rightarrow \pi p \pi^-$ и $pr \rightarrow \pi n \pi^+$ при энергии нейтронов 600 Мэв /5/ приводит к выводу, что $|F_{01}| \neq 0$, где F_{01} обозначает одну из трех независимых ампли-

туд реакций образования; первый индекс указывает изотопический спин системы двух нуклонов в начальном состоянии, а второй индекс - в конечном состоянии. Из тех же данных следует, что $\Delta\sigma_{01,11}$ близко к нулю. На пучке нейтронов требуется измерить разностное сечение $\Delta\sigma_{01,11}$, которое позволит установить фазовое соотношение и существенно улучшить достоверность величины $|F_{01}|$. На пучке протонов можно будет установить соотношение между амплитудами A_{13} и A_{11} путем измерения $\Delta\sigma_{10,11}$. Здесь первый индекс в A_{1j} указывает изотопический спин системы двух нуклонов в начальном состоянии, а второй индекс $j = 2 T_{\pi N}$, где $T_{\pi N}$ - изотопический спин подсистемы из π -мезона и нуклона.

Этот опыт может явиться весьма чувствительным испытанием правильности резонансной теории С. Мандельштама. Согласно этой модели $|A_{11}| = 0$, откуда как следствие возникает хорошо известное соотношение $\sigma(pp \rightarrow \pi^+) = 5\sigma(pp \rightarrow \pi^0)$. Фактически на опыте наблюдается $\sigma(pp \rightarrow \pi^+) = 4,1\sigma(pp \rightarrow \pi^0)$ при энергии протонов около 660 Мэв, что означает: $|A_{11}| \neq 0$.

На рис. 1 приводится область допустимых значений $a = \frac{\sigma(pp \rightarrow \pi^+)}{\sigma(pp \rightarrow \pi^0)}$ и $k = \frac{|A_{13}|}{|A_{11}|}$, которая заполнена семейством кривых

$$a = \frac{4 + 5k^2 - \sqrt{8k \cos \phi_{13}}}{2 + k^2 + \sqrt{8}k \cos \phi_{13}}$$

с параметром $\cos \phi_{13} = \cos(A_{13}, A_{11})$. Из рис. 1 видно, что если $a = 4,1$, то возможные значения k^2 заключены в интервале $0,05 < k^2 < 10^2$. При $k = \frac{1}{\sqrt{2}}$ $a_{\min} = 1$, а при $k = \sqrt{2}$ $a_{\max} \rightarrow \infty$.

Если $\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = 5$, то возможные значения k^2 заключены в пределах $\frac{1}{8} < k^2 < \infty$. Таким образом, факт равенства $\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = 5$ никак нельзя рассматривать как доказательство справедливости резонансной теории.

II

Чтобы решить вопрос о роли $(3/2, 3/2)$ -резонанса в образовании π -мезонов, были изучены взаимодействия протона с протонами при использовании жидководородной, камеры, позволяющей восстанавливать полную кинематическую картину процессов:

$$p + p \rightarrow p + p, \quad (I)$$

$$p + p \rightarrow \pi^+ + d, \quad (II)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+, \quad (III)$$

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0. \quad (IV)$$

Это дало возможность не только определить сечения угловых распределений и энергетические спектры частиц методом, свободным от влияния систематических пог-

решностей, присущих экспериментам, в которых используются счетчики частиц, но и получить характеристики реакций (III) и (IV), которые были недоступны для измерения при ранее применявшейся методике. Существенным преимуществом этой методики является возможность комплексного изучения процессов pp -рассеяния в одном эксперименте.

Этот эксперимент был выполнен в 1961-1963 гг на протонном пучке синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ при энергии протонов 650 Мэв. Используемая в опытах жидководородная пузырьковая камера ИТЭФ имела диаметр 13 см и была помещена в магнитном поле напряженностью 13 кОе.

При просмотре полученных 25.000 стереофотографий было обнаружено около 3200 взаимодействий протонов. Идентификация событий была выполнена путем измерения координат треков на полуавтоматическом устройстве с дальнейшей обработкой данных на вычислительной машине, а также путем измерения пространственных углов на репроекторе. Средние точности измерения импульсов частиц и пространственных углов θ и ϕ оказались равными $\Delta P = 20\%$, $\Delta\theta = 1^\circ$, $\Delta\phi = 3^\circ$.

Были определены величины полного сечения взаимодействия протонов σ_t , а также величины полных сечений упругого и неупругого σ_s и σ_n протонов, которые оказались равными:

$$\begin{aligned}\sigma_t &= (41,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \\ \sigma_s &= (25,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \\ \sigma_n &= (16,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.\end{aligned}$$

Для определения величин сечений (III)-(IV) в объеме камеры была выделена более узкая область для обработки.

Величины сечений реакций (III)-(IV) при этом получались равными:

$$\begin{aligned}\sigma(pp \rightarrow pn\pi^+) &= (10,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \\ \sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) &= (3,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \\ \sigma(pp \rightarrow d\pi^+) &= (2,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.\end{aligned}$$

Все вышеприведенные сечения находятся в хорошем согласии с полученными ранее /12-16/.

При рассмотрении углового распределения протонов в реакции (3) при больших и малых импульсах (рис. 2) было видно, что распределение малоэнергетических протонов хорошо описывается полиномом второй степени, т.е. существенны лишь s - и p -состояния протона. В группе высокоэнергетических протонов угловое распределение быстро растет при $\cos\theta_p \rightarrow 1$, что по-видимому, указывает на вторичные протоны с орби-

тальными моментами $l > 1$. (Сечение этих переходов составляет не более $0,5 \cdot 10^{-27}$ см²). Для определения вкладов состояний с $T_{\pi N} = 3/2$ и $T_{\pi N} = 1/2$ ограничивались учетом s - и p -волн π^+ -мезона и вторичных нуклонов. Интерференционный член в разностном сечении процессов ($pp \rightarrow pp\pi^+$) и ($pp \rightarrow pp\pi^0$) связан с этой асимметрией, он имеет вид:

$$a(p_{\pi}) \cos \theta_{\pi} \cos \theta_{12}, \quad (4)$$

где угол θ_{12} отвечает направлению вылета нейтрона в системе центра масс вторичных нуклонов относительно импульса π^+ -мезона, а p_{π} - импульс π^+ -мезона. Интерференционный член (4) изменяет знак на обратный при заменах $\theta_{\pi} \rightarrow 180^\circ - \theta_{\pi}$ или $\theta_{12} \rightarrow 180^\circ - \theta_{12}$. Поэтому разностное сечение $\Delta\sigma$ следует измерять раздельно в областях углов $0 < \theta_{\pi} < 90^\circ$ и $90^\circ < \theta_{\pi} < 180^\circ$ или $0 < \theta_{12} < 90^\circ$ и $90^\circ < \theta_{12} < 180^\circ$.

Если разностное сечение $\Delta\sigma$ найдено, то изоспиновые амплитуды и фаза между ними ϕ_{13} определяются из соотношений:

$$\begin{aligned} |A_{13}|^2 &= \frac{2}{3} \sigma(pp \rightarrow pp\pi^+) + \frac{2}{3} \Delta\sigma; \\ |A_{11}|^2 &= \sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) + \frac{1}{3} \sigma(pp \rightarrow pp\pi^+) - \frac{2}{3} \Delta\sigma; \end{aligned} \quad (5)$$

$$3|A_{13}| |A_{11}| \cos \phi_{13} = \sqrt{2} [3\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) - \sigma(pp \rightarrow pp\pi^+)] + \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta\sigma.$$

Были построены распределения событий по углам θ_{12} и θ_{π} для реакции (3).

рис. За,б. Как и ожидалось, эти распределения оказались асимметричными, а знак асимметрии в соответствии с (4) противоположен для областей углов $\theta_{\pi} < 90^\circ$ и $\theta_{\pi} > 90^\circ$. Из рис. За,б также следует, что интерференционный член в сечении, действительно, имеет вид (4), то есть асимметрия не изменяется при замене $\theta_{\pi} \rightleftharpoons \theta_{12}$.

Суммируя приведенные на рис. За распределения, получаем:

$$\Delta\sigma = (3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Из соотношения (5) получаем

$$|A_{13}|^2 = (9,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$|A_{11}|^2 = (3,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

относительная фаза ϕ_{13} близка к 90° :

$$\cos \phi_{13} = -0,1 \pm 0,1,$$

то есть интерференция между состояниями с $T_{\pi N} = 3/2$ и $T_{\pi N}$ практически отсутствует. На рис. 4 показана область возможных значений

$$k^2 = \frac{|\Lambda_{13}|^2}{|\Lambda_{11}|^2} \quad \text{и} \quad a = \frac{\sigma(pp \rightarrow p\pi\pi^+)}{\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)}$$

и приведены полученные в данной работе величины.

$$k^2 = 2,5 \pm 0,3,$$

$$a = 4,1 \pm 0,3.$$

Таким образом, πN - подсистема в реакциях (3) и (4) образуется преимущественно в состояниях с $T_{\pi N} = 3/2$. Однако, в отличие от предположений модели Мандельштама, наблюдается и довольно интенсивное образование πN - подсистемы в состояниях с $T_{\pi N} = 1/2$.

III

Другим вопросом, исследовавшимся в данной работе, является выяснение роли резонансного (3/2, 3/2) - механизма образования π - мезонов в π - мезон-нуклонном взаимодействии. Для этого необходимо определить соотношение вероятностей образования πN - подсистемы в состояниях $T_{\pi N} = 3/2$ и $T_{\pi N} = 1/2$. Для определения этого соотношения использовались ^{15/} свойства симметрии волновых функций в изотопическом пространстве относительно перестановки двух π - мезонов.

Амплитуду любого из процессов образования одного π - мезона можно выразить в явном виде через четыре независимые изоспиновые амплитуды. В частном случае сечения процессов $\pi^+_p \rightarrow \pi^+\pi^+$ и $\pi^+_p \rightarrow \pi^0\pi^+_p$ определяются двумя амплитудами: Λ_{33} и Λ_{31} . Здесь первый и второй индексы равны $2T_{\pi N}$ в начальном состоянии и соответственно в конечном состоянии. На пучке π^+ - мезонов можно будет установить соотношения между амплитудами Λ_{33} и Λ_{31} путем измерения полных сечений реакций ($\pi^+_p \rightarrow \pi^+\pi^+_n$), ($\pi^+_p \rightarrow \pi^+\pi^+_p$) и разностного сечения $\Delta\sigma(\pi^+_p \rightarrow \pi^0)$, характеризующего пространственную асимметрию в реакции $\pi^+_p \rightarrow \pi^0\pi^+_p$ относительно перестановки π - мезонов.

На основе изобарной модели ^{17,18/} образования одного π - мезона в πN - столкновениях, изотопическое состояние $T_{\pi N} = 1/2$ играет минимальную роль, то есть $\Lambda_{31} = 0$. Это условие приводит к соотношению

$$\frac{\sigma(\pi^+_p \rightarrow \pi^+\pi^0_p)}{\sigma(\pi^+_p \rightarrow \pi^+\pi^+_n)} = 6,5.$$

Однако экспериментально ^{19/} наблюдается $\sigma(\pi^+_p \rightarrow \pi^+\pi^+_p) = 1,5 \times \sigma(\pi^+_p \rightarrow \pi^+\pi^+_n)$ при энергии π^+ - мезонов около 500 Мэв.

На рис. 5 приведена область допустимых значений.

$$\alpha = \frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p)}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ p)} \quad \text{и} \quad k = \frac{|A_{33}|}{|A_{31}|} . \quad \text{Для} \quad \alpha = 1,5, \text{ как видно из рис.}$$

сунка 5, пробегает значения $0,4 < k < 2,8$. Эти цифры говорят о том, что (A_{31}) не могут быть меньше $1/2 (A_{33})$.

Общее рассмотрение процессов образования одного π -мезона в πN -взаимодействиях показало, что не все изоспинные амплитуды и их аргументы могут быть определены непосредственно из экспериментальных данных.

Краткие выводы

Наиболее известные результаты диссертации сводятся к следующему:

1. Для того, чтобы определить вклад изотопических состояний $T_{\pi N} = 3/2$ и $T_{\pi N} = 1/2$, необходимо и достаточно измерить полное сечение $\sigma(pp \rightarrow p\pi^+)$, $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)$ и разностное сечение $\Delta\sigma_{10,11}$.
2. Измерен вклад состояний πN -подсистемы с изотопическим спином $T_{\pi N} = 1/2$ и $T_{\pi N} = 3/2$. Показано, что вклад резонансного $(3/2, 3/2)$ -взаимодействия при образовании π -мезонов составляет $(72 \pm 3)\%$.
3. Экспериментальное значение $\alpha (k^2)$ находится в предсказанной области значений $k^2 = \frac{|A_{13}|^2}{|A_{11}|^2}$ и $\alpha = \frac{\sigma(pp \rightarrow p\pi^+)}{\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)}$.
4. При энергии протонов 850 Мэв достаточно принять во внимание s - и p -состояния π -мезонов, поскольку их угловое распределение хорошо описывается полиномом второй степени. Угловое распределение нуклонов также описывается хорошо полиномом второй степени, но при больших передаваемых импульсах угловое распределение быстро растет. Можно считать это указанием на присутствие вторичных нуклонов с орбитальным моментом $l > 1$, вклад которых составляет не более $0,5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.
5. Распределение событий по углам θ_{12} и θ_{π} для реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi^+$, как и ожидалось, согласуется с асимметричным распределением (4), а знак асимметрии - с противоположным для области углов $\theta_{\pi} < 90^\circ$ и $\theta_{\pi} > 90^\circ$. Из рис. 3а и 3б также следует, что асимметрия не изменяется при замене $\theta_{\pi} \rightarrow \theta_{12}$.
6. Угловое распределение π^+ -мезонов реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi^+$ является менее анизотропным, чем приведенное в работе /14/, и более анизотропным, чем указанное в работе /20/. Соотношение вероятностей образования π^0 - и π^+ -мезонов нуклонами, равное $\frac{b_{\pi^0}}{b_{\pi^+}} = 0,7 \pm 0,2$, не противоречит требованиям изоспинной инвариантности.

7. Для решения вопроса о справедливости изобарной модели Линденбаума-Штеггхеймера надо измерить отношения вероятности образования мезонов мезонами в состояниях с $T_{\pi N} = 3/2$ и $T_{\pi N} = 1/2$. Экспериментально это сводится к измерению величин $\sigma_{\pi^+ p}^{\pi^+ p}$, $\sigma_{\pi^0 p}^{\pi^+ p}$ и $\Delta\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0)$.

Материалы, послужившие основой диссертации, были получены в 1960-1963 гг, докладывались на международных конференциях в Рочестере в 1960 г и в Дубне в 1964 г и опубликованы в работах /6-9/.

Л и т е р а т у р а

1. K.A.Bruckner. Phys. Rev., 86, 106 (1952).
2. A.H.Rosenfeld. Phys. Rev., 96, 130 (1954).
3. M.Cell-Mann, K.M.Watson. Ann. Rev. Nucl. Sci., 4, 219 (1954).
4. S.Mandelstam. Proc. Roy. Soc., A 244, 491 (1958).
5. Ю.М. Казаринов, Ю.Н. Симонов. ЖЭТФ, 35, 78 (1958); А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 38, 747 (1959); V.P.Dzheleпов, V.S.Kiselev, K.O.Oganesyan, V.P.Flyagin. Proc. 1960. Ann Inter. Conf. on High-Energy at Rochester, Publ. Univ. Rochester. USA, 1960, p.46.
6. К.С. Мариш, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 40, 605 (1961).
7. В.М. Гужавин, Г.К. Клигер, В.З. Колганов, А.В. Лебелев, К.С. Мариш, Ю.Д. Прокошкин, В.Т. Смолянкин, А.П. Соколов, Л.М. Сороко, Цуй Ва-гуан. ЖЭТФ, 46, 1245 (1964).
8. В.М. Гужавин, Г.К. Клигер, В.З. Колганов, А.В. Лебелев, К.С. Мариш, М.А. Мусин, Ю.Д. Прокошкин, В.Т. Смолянкин, А.П. Соколов, Л.М. Сороко, Цуй Ва-гуан. ЖЭТФ, 47, 1228 (1964).
9. S.Marish. Nuclear Physics., 35, 511 (1962).
10. L.Van Hove, R.Mazhak, A.Pais. Phys. Rev., 88, 1121 (1952).
11. В.П. Дзепелев, В.И. Москалев, С.В. Медведь. ДАН СССР, 104, 380 (1955).
12. Н.П. Богачев, И.К. Взоров. ДАН СССР, 104, 38 (1955).
13. Б.С. Неганов, О.В. Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265 (1955).
14. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656 (1959).
15. М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов. ДАН СССР, 100, 677 (1955).
16. R.M.Sternheimer, S.J.Lindenbaum. Phys. Rev., 105, 1874 (1957).
17. R.M.Sternheimer, S.J.Lindenbaum. Phys. Rev., 105, 1874 (1957).
18. R.M.Sternheimer, S.J.Lindenbaum. Phys. Rev., 109, 1723 (1958).
19. W.J.Willis. Phys. Rev., 116, 753 (1959).
20. А.Г. Мешковский, Я.Я. Шаламов, В.А. Шебанов. ЖЭТФ, 35, 64 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1966 г.

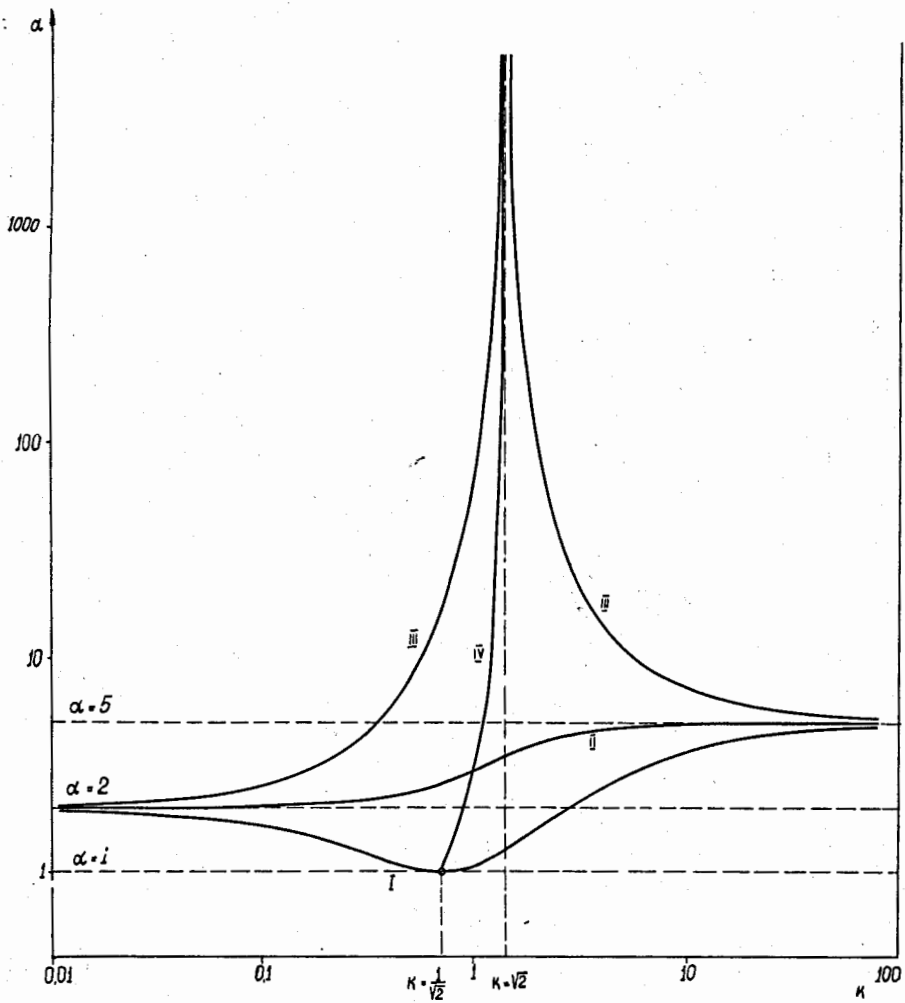


Рис. 1. Область возможных значений $\alpha = \frac{\sigma(pp \rightarrow \pi^+)}{\sigma(pp \rightarrow \pi^0)}$ и $k = \frac{|A_{13}|}{|A_{11}|}$.
 Кривая I соответствует $\phi_{13} = 0$; кривая II - $\phi = \frac{\pi}{2}$;
 Кривая III - $\phi_{13} = \pi$; кривая IV - $\Delta\sigma_{10,11} = 0$.

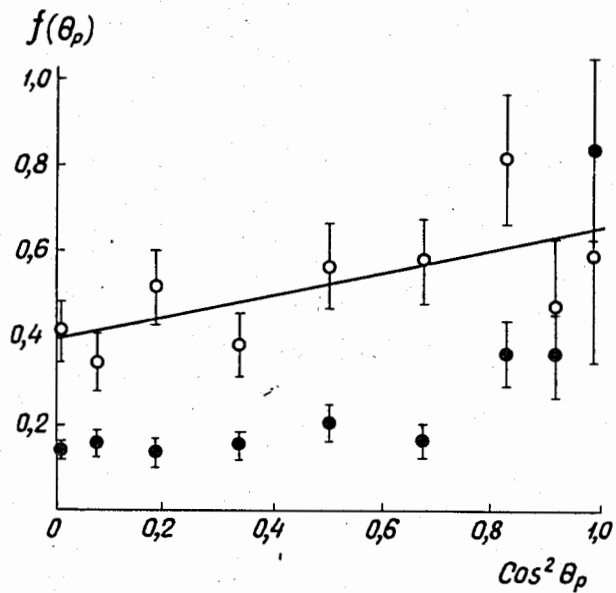


Рис. 2. Угловое распределение протонов в реакции $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ для групп протонов:
 0 - $p_p < 275$ Мэв/с; ● - $p_p > 275$ Мэв/с.

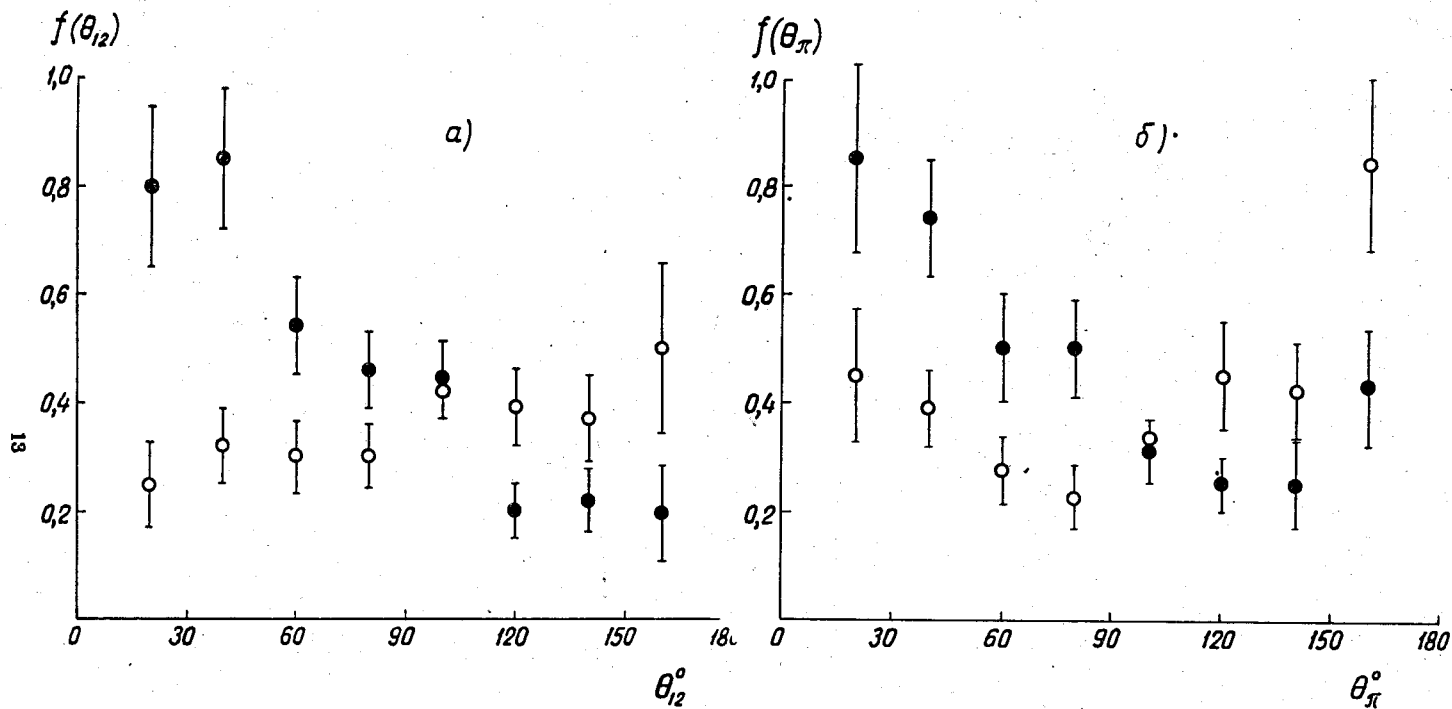


Рис. 3. а) Распределение случаев реакции $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ по углу θ_{12} ;
 \bullet - $\theta_\pi < 90^\circ$; \circ - $\theta_\pi > 90^\circ$.
 б) Распределение случаев реакции $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ по углу θ_π ;
 \bullet - $\theta_{12} < 90^\circ$; \circ - $\theta_{12} > 90^\circ$.

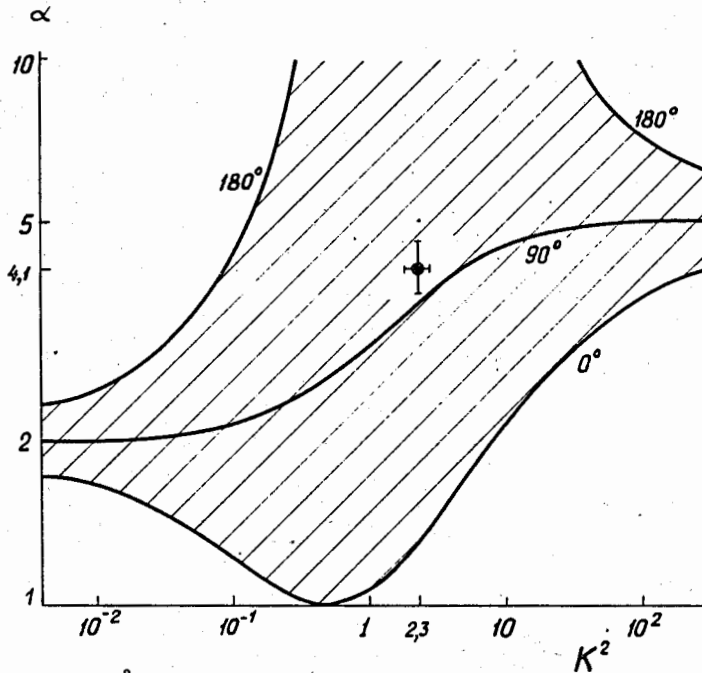


Рис. 4. Отношение K^2 при энергии протонов 850 Мэв. ● — данные настоящей работы. Заштрихована область возможных значений K^2 и α . Шкала — дважды логарифмическая. Цифрами у кривых указаны соответствующие значения $\omega_{18,11}$.

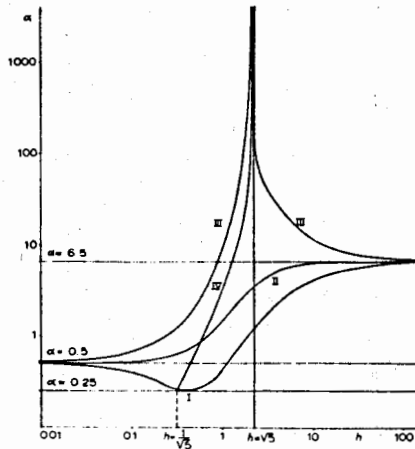


Рис. 5. Область возможных значений $\alpha = \frac{\sigma_{\pi^0 \pi^+ p}}{\sigma_{\pi^+ \pi^+ p}}$ и $k = \frac{|\Lambda_{33}|}{|\Lambda_{31}|}$.

Кривая I соответствует $\Omega_{33,31} = 0$; кривая II — $\Omega_{33,31} = \frac{\pi}{2}$; кривая III — $\Omega_{33,31} = \pi$ и кривая IV — $\Delta\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0) = 0$.