

ДФ, 1970, Т. 12, вып. 5, с. 982-986.

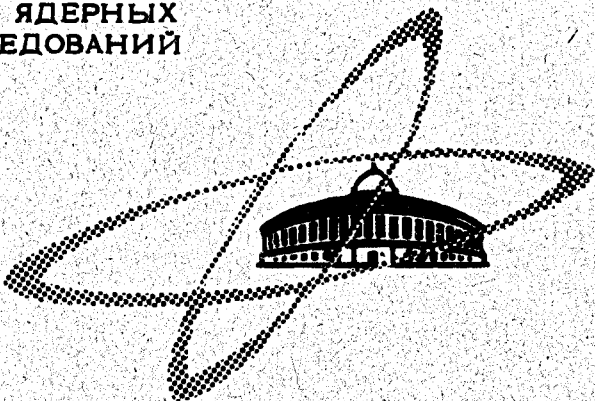
22/11-70

Б-648

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 5059



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.К. Бирулев, А.С. Вовенко, Б.Н. Гуськов,
Т. Добровольский, В.Г. Кривохижин,
В.В. Кухтин, И. Липтак, М.Ф. Лихачев,
А.Л. Любимов, П. Маг, С.В. Русаков,
И.А. Савин, В.Е. Симонов

ПОИСК ИЗОБАРЫ С ИЗОТОПИЧЕСКИМ СПИНОМ
 $T = 5/2$ В РЕАКЦИИ $\pi^+ + p \rightarrow \pi^- + X^{+++}$

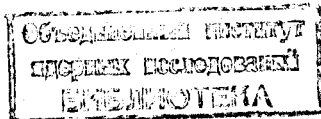
1970

P1 - 5059

8351/2 49
В.К. Бирулев, А.С. Вовенко, Б.Н. Гуськов,
Т. Добровольский, В.Г. Кривохижин,
В.В. Кухтин, И. Липтак, М.Ф. Лихачев,
А.Л. Любимов, П. Маг, С.В. Русаков,
И.А. Савин, В.Е. Симонов

ПОИСК ИЗОБАРЫ С ИЗОТОПИЧЕСКИМ СПИНОМ
 $T = 5/2$ В РЕАКЦИИ $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + X^{+++}$

Направлено в ЯФ



Обнаружение изобары с изотопическим спином $T = 5/2$ имело бы весьма существенное значение, вообще и особенно в связи с различными схемами симметрии и моделью кварков. В схемах симметрии частицы с $T = 5/2$ должны образовывать новые, экзотические супермультиплеты, а в модели кварков они не могут быть построены из трех кварков и должны включать по меньшей мере 4 кварка и 1 антикварк^{1-4/}.

Поиски изобары с $T = 5/2$ производились в основном с помощью пузырьковых камер по анализу эффективных масс системы $p\pi^+\pi^+$ или аналогичных ей, образуемых в $p\pi$, πd , pp , $n\bar{p}$ и np -взаимодействиях. Однако все попытки обнаружить изобару не дали достоверных указаний на ее существование (последний обзор по этому вопросу см. в/5/).

Для поиска изобары с $T = 5/2$ может быть использован также метод спектрометрии недостающих масс, в частности, измерение спектра импульсов π^- -мезонов, образованных π^+ -мезонами на протонах. Действительно, в процессе

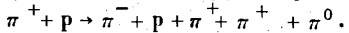
$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^- + X^{+++}, \quad (1)$$

где через X^{+++} обозначена совокупность остальных частиц, которая, очевидно, имеет тройной электрический заряд, барионное число $B=1$ и странность $S=0$, рождение трижды заряженной изобары должно было бы вызывать появление максимума в спектре π^- -мезонов, вылетающих под определенным углом.

Анализ данных, полученных с помощью пузырьковых камер (см., например, /7/), показывает, что для π^- -мезонов с импульсом ≥ 2 Гэв/с основным каналом процесса (1) является реакция



с малой примесью других реакций, прежде всего



При изучении спектра π^- -мезонов в этих реакциях следует принимать во внимание, что появление максимума может быть объяснено кинематическим эффектом /8/ от реакции



Появление этого эффекта в работе /9/ объясняет наблюдавшийся максимум в области 1,6 Гэв/с² в спектре эффективных масс системы $p\pi^+\pi^+$.

Измерение спектра π^- -мезонов в процессе (1) проводилось ранее /6/ при импульсе первичных π^+ -мезонов 1,84 Гэв/с и углах вылета π^+ -мезонов $18 + 30^\circ$ л.с.к. Особенность в спектре, наблюдавшаяся в этой работе и соответствующая эффективной массе $\chi^{++} 1,5 + 1,7$ Гэв/с², может быть также объяснена кинематическим эффектом реакции (3).

Нами измерялся спектр импульсов π^- -мезонов в реакции (1) при импульсе π^+ -мезонов 3,88 Гэв/с и угле вылета π^- -мезонов $1,9^\circ$ л.с.к.

Измерения проводились на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований. В эксперименте в основном использовалась аппаратура, применявшаяся ранее для исследования упругого π^+p -рассеяния назад /10/. Схема канала и экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Пучок положительных частиц со средним импульсом $P = (3888 \pm 21)$ Мэв/с, разбросом по импульсу $\pm 0,5\%$ и разбросом по углу $\pm 20'$ падал на жидководородную мишень длиной 50 см. π^+ -мезоны, доля которых составляла $\approx 0,36$ полной интенсивности пучка, выделялись дифференциальным га-

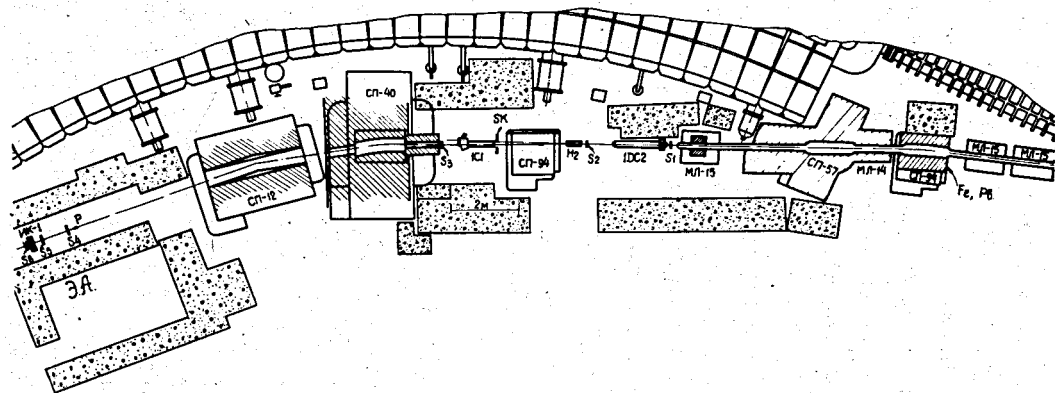


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры на пучке положительно заряженных частиц. МЛ-14 и МЛ-15 - квадрупольные магнитные линзы; СП-94 - отклоняющие магниты; СП-40 и СП-12 - магниты спектрометра; S_1 - S_6 - сцинтилляционные счётчики; СК - сцинтилляционный счётчик с отверстием; ИДС2 - дифференциальный газовый черенковский счётчик; ИК-1 - искровая камера; II_2 - жидководородная мишень; Э.А. - электронная аппаратура, размещенная в бетонном домике.

зовым черенковским счётчиком 1DC2 и сцинтилляционными счётчиками S_1 и S_2 . Частицы пучка, которые не провзаимодействовали в водородной мишени, попадали в счётчик SK, включенный на антисовпадения. π^- -мезоны от процесса (1), вылетавшие под углом $1,9 \pm 0,5^\circ$ к направлению падающих π^+ -мезонов, проходили через отверстие счётчика SK, пороговый газовый черенковский счётчик 1C1, сцинтилляционный счётчик S_3 и попадали в магнитный спектрометр из двух сильнофокусирующих магнитов/11/. Дисперсия спектрометра составляла $\approx 1,6$ см на 1% изменения импульса. Разрешение спектрометра $\pm 1\%$. Спектрометр калибровался методом токнесущей нити, а также по π^+ -мезонам, упруго рассеянными в водородной мишени на угол $4,7^\circ$ в л.с.к. и направленным в спектрометр с помощью вспомогательного магнита СП-94. При этом импульс пионов измерялся счётчиком 1C1. Эффективный телесный угол спектрометра, рассчитанный методом Монте-Карло, равен $(0,35 \pm 0,04)$ мстерад. Вблизи области изображения этим спектрометром водородной мишени располагались сцинтилляционные счётчики S_4 , S_5 и S_6 и проволочная искровая камера ИК с четырьмя промежутками по 2 см и площадью 60 x 40 см². Съём информации с ИК фотографический. Искровая камера запускалась совпадениями

$$S_1 + 1DC2 + S_2 - SK + 1C1 + S_3 + S_4 + S_5 + S_6.$$

По горизонтальной координате трека в ИК определялся импульс π^- -мезона, а именно

$$P = P_0 \exp \{ \alpha x \} + \Delta P,$$

где P - импульс π^- -мезона, P_0 - импульс, на который настроен спектрометр, x - координата трека в ИК, ΔP - поправка, учитывающая потери импульса π^- -мезона в веществе от центра водородной мишени до середины спектрометра, равная в нашем эксперименте ≈ 16 Мэв/с, $\alpha = (0,01443 \pm 0,00052)$ 1/см - константа, определенная экспериментально.

Экспозиции как с водородом, так и с пустой мишенью проводились при трех различных значениях магнитного поля в спектрометре, соответствующих трем значениям P_0 , что позволило измерить недостающие массы X^{+++} от 1,2 Гэв/с² (минимальная масса для системы $p\pi^+\pi^+$) до 2,2 Гэв/с².

Во время экспозиций через установку было пропущено около $0,82 \cdot 10^9 \pi^+$ -мезонов. При этом было получено 2802 снимка ИК. Из них было отобрано 2761 событие, каждое из которых удовлетворяло следующим требованиям:

а) на снимке имеется только один трек, наблюдавшийся не менее чем в трех промежутках искровой камеры;

б) продолжение трека попадает в апертуру магнитного спектрометра.

По этим событиям были построены распределения по импульсам π^- -мезонов и по недостающей массе X^{++} при каждом значении поля в магнитном спектрометре. Из этих распределений путем использования перекрывающихся интервалов была найдена относительная эффективность регистрации π^- -мезонов установкой в зависимости от горизонтальной координаты частицы в ИК. После этого были объединены экспериментальные данные, полученные в разных экспозициях. По объединенным данным вычислялись дифференциальные сечения рождения π^- -мезонов по формуле:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dP} = K \cdot \frac{\Delta N}{M \Delta P} \cdot \frac{1}{\Delta \Omega} \cdot \frac{1}{x},$$

где $\Delta N/M$ - число π^- -мезонов в интервале импульсов ΔP , отнесенное к числу M падающих π^+ -мезонов; $\Delta \Omega$ - телесный угол спектрометра; x - число протонов в мишени на см^2 ; $K = 1,62 \pm 0,28$ - поправочный коэффициент, учитывающий выбывание π^- -мезонов до ИК, распад π^- -мезонов, примесь μ^- -мезонов в пучке, эффективности счётчиков и искровой камеры. Неточности величин коэффициента K и телесного угла спектрометра определяют возможную систематическую ошибку калибровки.

На рис. 2 приведен полученный дифференциальный спектр импульсов π^- -мезонов, разбитый на интервалы по 25 Мэв/с для измерений с водородом. Приведены также результаты измерений с пустой мишенью. На рисунке показаны только статистические ошибки. Видно, что в измеренном спектре импульсов π^- -мезонов имеется максимум вблизи 3 Гэв/с, что соответствует недостающей массе $X^{++} \approx 1,6 \text{ Гэв/с}^2$ (верхняя шкала).

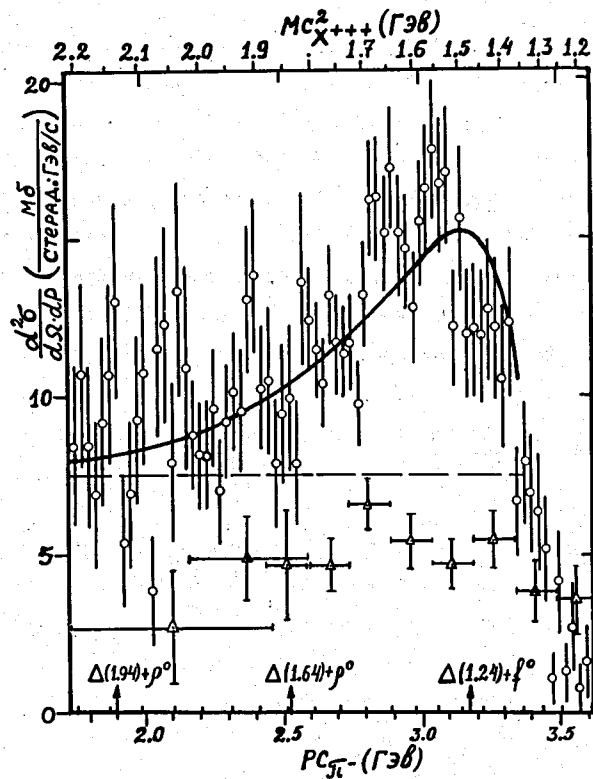


Рис. 2. Спектр π^- -мезонов. \circ - измерения с водородом; \times - измерения с пустой мишенью. Сплошная кривая - расчёт для реакции (3) плюс постоянная величина, обозначенная пунктиром.

Для выяснения природы этого максимума в условиях нашего эксперимента были рассчитаны спектры импульсов π^- -мезонов от реакции (3).

При расчётах учитывались:

а) экспериментальные данные об угловом распределении ρ^0 -мезонов в реакции (3) в виде $\frac{d\sigma}{dt} = A \exp B(t)$, где величина параметра B варьировалась от 5 до 15/12/, а параметр A определялся из условия наилучшего согласия с нашими экспериментальными данными;

б) экспериментальные значения собственных ширин изобары и ρ^0 -мезона с распределениями как по Брайт-Вигнеру, так и по Гауссу;

в) экспериментальные угловые распределения π^- -мезонов от распада ρ^0 -мезона, полученные при 2,27 Гэв/с/13/ и 4 Гэв/с/7/. $w_1(\theta) = 0,0114 \cdot (2 - 10 \cos \theta + 15 \cdot \cos^2 \theta)$ и $w_2(\theta) = 0,54(0,05 - 0,1 \cos \theta + 0,28 \cos^2 \theta)$ соответственно, а также выбранные произвольно для проверки устойчивости результата распределения в виде

$$w_3(\theta) = \cos^4 \theta, \quad w_4(\theta) = 1 \quad \text{и} \quad w_5(\theta) = \sin^4 \theta,$$

где θ - угол вылета π^- -мезона в системе покоя ρ^0 -мезона, отсчитанный от направления первичного π^+ -мезона.

Расчёты показали, что для малого угла вылета π^- -мезонов в л.с., взятого в нашем эксперименте, форма их спектра и в особенности положение максимума мало чувствительны как к изменению величины B , так и к выбору функции $w_1(\theta)$. Например, положение максимума сместилось на 0,02 Гэв/с при изменении B от 5 до 15 и менее, чем на 0,01 Гэв/с для разных $w_1(\theta)$.

$w_5(\theta)$ даёт заметное различие в форме спектра, однако, эта угловая зависимость существенно противоречит экспериментальным данным/7/.

На рис. 2 для сравнения с экспериментом представлен один из вычисленных таким образом спектров, полученный для $B = 10$ и $w_2(\theta)$, к которому добавлена постоянная составляющая. Этот спектр нанесен на рисунке сплошной линией. Пунктирная линия показывает уровень взятого постоянного фона.

Качество согласия вычисленного спектра с экспериментальными данными характеризуется величиной χ^2 равной 71,8 при 63 степенях свободы.

Вычисленный спектр соответствует полному сечению реакции (3) $\approx 0,5$ мб, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным/14/.

Таким образом, измеренный спектр π^- -мезонов от процесса (1) может быть описан в пределах достигнутой точности измерений суммой постоянного фона и вклада от реакции (3). Это означает, что в пределах ошибок образование изобары с изотопическим спином $T = 5/2$ и массой в интервале $1,2 + 2,2$ Гэв/с² в реакции (1) не обнаружено.

Можно отметить, что вблизи масс $1,5 + 1,7$ Гэв/с² на рис. 2 видно некоторое отклонение экспериментальных точек от плавной кривой для процесса (3), которое, однако, не является статистически обеспеченным.

При обнаружении отклонения экспериментального спектра от кривой, соответствующей спектру π^- -мезонов от реакции (3), необходимо было бы учитывать вклад от других квазидвухчастичных реакций типа (3).

Способом, подобным описанному выше, были рассчитаны спектры π^- -мезонов от квазидвухчастичных реакций:

$$\pi^+ + p \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Delta(1,94) + \rho^0 \\ \Delta(1,64) + \rho^0 \\ \Delta(1,24) + f^0 \end{array} \right.$$

с последующим распадом ρ^0 и f^0 на $\pi^+\pi^-$. Положения максимумов этих спектров обозначены на рис. 2 стрелками.

В заключение авторы выражают благодарность И.Н. Какурину, Н.И. Чернышову за большую техническую помощь при подготовке и проведении эксперимента, Ж. Маг за просмотр снимков с искровой камеры, А.К. Куликову за обеспечение работы жидководородной мишени, В.А. Владимирову за ценную помощь в работе. Авторы благодарны также К.А. Тер-Мартirosяну и Н.Н. Мейману за обсуждение вопросов, связанных с расчётами спектров, В.А. Колкунову, Е.С. Николаевскому, В.Н. Мельникову и И.Н. Бородиной за проведение расчётов спектров.

Л и т е р а т у р а

1. H. Harari, H.J. Lipkin. *Phys. Rev. Lett.* 13, 345 (1964).
2. Я.Б. Зельдович. *Письма ЖЭТФ*, II, вып. 7, 340 (1965).
3. Я.Б. Зельдович, А.Д. Сахаров. *Ядерная физика*, 4, вып. 2, 395 (1966).
4. H. Harari, D. Horn, M. Kugler, H.J. Lipkin, S. Meshkov. *Phys. Rev.* 140, 431B (1965).
5. Richard J. Plano. *The Lund Intern. Conf. on Elementary Particles* (June 25-July 1, 1969).
6. M. Banner, J.F. Detoeuf et al. *Phys. Lett.* 21, 582 (1966).
7. M. Aderhobz et al. *Phys. Rev.* 138 B897 (1965).
8. G. Goldhaber. *UCKL-17388* (1967).
9. G. Goldhaber, S. Goldhaber et al. *Proc. of the Intern. Conf. of High Energy. Phys., Dubna* (1964), p. 480.
10. T. Dobrowolski, B.N. Guskov, M.F. Likhachev, A.L. Lubimov, Yu.A. Matulenko, V.S. Stavinsky, A.S. Vovenko. *Phys. Lett.*, 24B, 203 (1967).
11. А.С. Вовенко, М.Ф. Лихачев, Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, В.С. Ставинский, Схуй Юн-чан. *ПТЭ* 2, 26 (1968).
12. Н. Ангелов, И.М. Граменицкий и др. *Сообщение ОИЯИ P1-4657, Дубна* (1969).
13. S.S. Yamamoto et al. *Phys. Rev.*, 140, B730 (1965).
14. M. Walter. *PHE 69-1, Berlin-Zeuthen* (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

22 апреля 1970 года.