

С 346

С-13

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

О.В. Савченко

872

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ПРОВЕРКА ПРИНЦИПА
ЗАРЯДОВОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ
В РЕАКЦИИ $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$
ПРИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ 400 МЭВ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук

Л.М. Сороко

Дубна 1962 год

C 346

C-13

О.В. Савченко

872

1021 65

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ПРОВЕРКА ПРИНЦИПА
ЗАРЯДОВОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ
В РЕАКЦИИ $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$
ПРИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ 400 МЭВ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук

Л.М. Сороко

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Изучение ядерных процессов, происходящих между элементарными частицами при высоких энергиях, представляет собой широкую область применения различных принципов инвариантности и симметрии. Открытие несохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях, таких как β -распад и распады странных частиц, весьма сильно изменило взгляд на те принципы инвариантности и симметрии, которые еще совсем недавно представлялись неизбежными, и сделало необходимым подвергнуть детальной проверке границы справедливости различных законов сохранения, непосредственно вытекающих из этих принципов. Однако в области сильных взаимодействий в настоящее время эта проверка далеко не доведена до конца. Сохранение полного изотопического спина в сильных взаимодействиях все еще остается гипотезой, хотя и в высшей степени вероятной. Правда, пока нет случаев нарушения полного изотопического спина, но, в то же время, количественная проверка этого закона сохранения отнюдь не закончена.

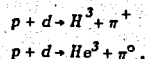
Предлагаемая диссертация содержит описание исследований по проверке гипотезы зарядовой инвариантности в реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$, запрещенной правилами отбора по изотопическому спину. Эксперименты по изучению этой реакции были выполнены на синхротронном ускорителе в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований в течение 1958-1960 г.г. группой сотрудников в составе Ю.К.Акимова, В.И.Комарова, Л.М.Сороко и автора. Результаты этих исследований были опубликованы в работах /1,2,3,4/, а также доложены на международных конференциях по физике частиц высоких энергий в Киеве (1959 г.) и Рочестере (1960 г.).

Диссертация состоит из трех глав. В первой главе описан формализм изотопического спина и дано изложение работ по проверке гипотезы зарядовой инвариантности в процессах образования π -мезонов нуклонами и легкими ядрами.

Во второй главе описаны эксперименты по изучению реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ на пучке дейтронов с энергией 400 Мэв. Третья глава посвящена рассмотрению дополнительных теоретических оценок, которые позволяют указать степень запрета этой реакции. В конце диссертации даны выводы, вытекающие из проведенных экспериментов.

1.

В первой главе описывается формализм изотопического спина и рассматривается один из возможных классов явлений, где принцип зарядовой инвариантности дает важные следствия, а именно процессы образования π -мезонов при соударении нуклонов и легких ядер. Наиболее точные данные относятся к проверке соотношения между дифференциальными сечениями реакций



Без учета электромагнитных поправок это соотношение должно равнятьсяся

$$\frac{d\sigma(p d \rightarrow H^3 \pi^+)}{d\sigma(p d \rightarrow He^3 \pi^0)} = 2.$$

Вычисления величин возможных возмущений в реакциях $p + d \rightarrow H^3, \pi^+$ и $p + d \rightarrow He^3 + \pi^0$, обусловленных неидентичностью свойств соседних зарядовых состояний ядер (H^3 и He^3) и π -мезонов (π^+, π^0), были произведены для энергии протонов 800 Мэв^{/5/}. Оказалось, что суммарная поправка от этих эффектов приводит к другому соотношению между дифференциальными сечениями реакций $p + d \rightarrow H^3 + \pi$ и $p + d \rightarrow He^3 + \pi^0$, а именно

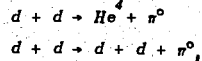
$$\frac{d\sigma(p d \rightarrow H^3 \pi^+)}{d\sigma(p d \rightarrow He^3 \pi^0)} = 2 \cdot (1,10 \pm 0,035). \quad (1)$$

Сопоставление результатов измерений, полученных при энергии 800 Мэв^{/6/}

$$\frac{d\sigma(p d \rightarrow H^3 \pi^+)}{d\sigma(p d \rightarrow He^3 \pi^0)} = 2 \cdot (1,065 \pm 0,03).$$

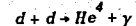
с расчетным соотношением (1) позволяет утверждать, что зарядовая инвариантность ядерных сил в этих процессах соблюдается с точностью 8%, с достоверностью 90%. Дальнейшее уменьшение ошибок в экспериментальных данных имеет смысл только в том случае, если будет улучшена точность вычисления величины возмущающей поправки в выражении (1). Однако, в настоящее время достижимая точность в вычислениях этих поправок существенно ограничивается отсутствием детального анализа сильных взаимодействий, и эта неопределенность кладет предел чувствительности данного метода проверки соотношения (1).

Поэтому важное значение приобретает исследование реакций

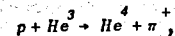


предложенных в работе^{/7/}. Изотопический спин основного состояния легких ядер с одинаковым количеством нейтронов и протонов равен нулю, поэтому реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d + d \rightarrow d + d + \pi^0$, связанные с переходом $(T=0) \rightarrow (T=1)$, запрещены законом сохранения полного изотопического спина. Так как в любой из этих реакций участвует только одно зарядовое состояние, то ряд возмущающих эффектов, обусловленных различием в свойствах соседних зарядовых состояний и имевших место при сравнении реакций $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$ и $p + d \rightarrow He^3 + \pi^0$, в этом случае автоматически исключается. Поэтому изучение реакций $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d + d \rightarrow d + d + \pi^0$, запрещенных правилами отбора по изотопическому спину, позволяет в принципе продвинуться гораздо дальше в оценке степени соблюдения зарядовой инвариантности в процессах образования мезонов легкими ядрами. Изучение реакций $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d + d \rightarrow d + d + \pi^0$ интересно также и с другой точки зрения. В работе^{/8/} в связи с противоречием между данными по фотообразованию π -мезонов вблизи порога мезообразования и значением отношения Пановского была выдвинута гипотеза существования изотопически скалярного π^0 -мезона с массой, близкой к массе π^0 -мезона. Исследование запрета в реакциях $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d + d \rightarrow d + d + \pi^0$ является наиболее эффективным методом строгой экспериментальной проверки этой гипотезы.

В описываемых экспериментах изучалась только одна из этих реакций, а именно $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$. Для определения степени запрета в этой реакции в работе было также измерено сечение электромагнитного процесса



и сечение реакции



которая разрешена правилами отбора по изотопическому спину.

2.

Во второй главе описаны эксперименты по исследованию реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ при энергии дейтронов 400 Мэв. Изучение таких характерных процессов как $p + d \rightarrow H^3 + \pi^+$ и $p + d \rightarrow He^3 + \pi^0$, имеющих полное сечение около 10^{-29} см², требует весьма совершенной экспериментальной техники. Существенный успех в этом направлении был достигнут лишь при одновременном использовании различных методов отбора тяжелых заряженных частиц, ядер H^3 и He^3 , образующихся в этих

реакциях^{18/}. Экспериментальные трудности существенно возрастают при измерении реакций $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$, полные сечения которых должны составлять по оценкам около 10^{-32} см². Поскольку полное сечение взаимодействия дейтрона с дейтроном составляет около 10^{-24} см², то измерение сечений порядка 10^{-32} см² требует осуществления такой степени отбора в регистрирующей аппаратуре, которая позволяла бы выделить одно "полезное" событие на фоне посторонних частиц в количестве нескольких миллионов.

Общая схема эксперимента изображена на рис. 1. Пучок дейтронов, выведенный из камеры синхротрона, поворачивался вправо отклоняющими насадками, фокусировался на мишень с помощью двухсекционной магнитной квадрупольной линзы и поглощался в свинцовом блоке, помещаемом на пути пучка перед отклоняющим магнитом. Вторичные заряженные частицы, образованные в мишени, выделялись латунным коллиматором, расположенным под углом $5,8^\circ$ по отношению к оси пучка падающих частиц, отклонялись магнитным полем на угол 27° , проходили через стальной коллиматор в защитной бетонной стене и регистрировались системой сцинтилляционных счетчиков. Идентификация тяжелых заряженных частиц, образованных в реакциях: $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$, $d+d \rightarrow He^3 + n$, $p+He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$, $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$ и $p+p \rightarrow d + \pi^+$, производилась по эффективному импульсу p/z , где z - заряд частицы, удельной ионизации и пробегу, а в последних сериях измерений осуществлялся также дополнительный отбор по времени пролета между двумя сцинтилляционными счетчиками. Для регистрации заряженных частиц с высокой ионизацией и малым пробегом на большом фоне постороннего излучения с меньшей ионизацией применялся метод разделения частиц в нескольких сцинтилляционных счетчиках путем отбора случаев, когда величина ионизации одновременно во всех счетчиках превышает установленный порог дискриминации.

Основные характеристики регистрирующей аппаратуры были измерены на пучке α -частиц различной энергии. Общая проверка эффективности всей регистрирующей аппаратуры осуществлялась путем сравнения выходов ядер H^3 и He^3 , образующихся в реакциях $p+d \rightarrow H^3 + \pi^+$ и $p+d \rightarrow He^3 + \pi^0$. Найденное отношение сечений этих реакций

$$\frac{d\sigma(p+d \rightarrow H^3 + \pi^+)}{d\sigma(p+d \rightarrow He^3 + \pi^0)} = 2,04 \pm 0,32$$

достаточно хорошо согласуется с теоретическим значением $2,17 \pm 0,07$ ^{15/} в пределах полученной точности измерений. Перед каждой серией опытов на пучке дейтронов правильность работы аппаратуры проверялась путем измерения выхода ядер He^3 , образующихся в реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$. Дифференциальное сечение этой реакции для угла $5,8^\circ$ в л.с. было определено в нескольких сериях измерений независимо, путем сравнения выходов от твердых мишеней ядер He^3 и дейтронов от реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$ при непосредственном переходе синхротрона из режима ускорения дейтронов в режим ускорения протонов.

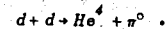
Усредненное по четырем сериям измерений это сечение в л.с. равняется

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5,8^\circ)(dd \rightarrow He^3 n) = (3,3 \pm 0,23) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}$$

и в с.п.м.

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(16^\circ)(dd \rightarrow He^3 n) = (4,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{стерад}$$

Первые данные о реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ были получены на мишенях из дейтерополиэтилена и углерода. Заметный выход α -частиц от соударений дейтронов с ядрами углерода не позволил продвинуться в оценке верхней границы полного сечения этой реакции ниже, чем 10^{-31} см². Применение мишени из жидкого дейтерия позволило снизить фон α -частиц примерно в 35 раз. На рис. 2 приведен в масштабе 1:240 выход ядер He^3 от реакции $d+d \rightarrow He^3 + n$ для угла $5,8^\circ$ в л.с. Там же приведены фоновые отсчеты регистрирующей аппаратуры в области значений тока отклоняющего магнита, соответствующей α -частицам от реакции



Дальнейшее снижение уровня фона, вызванного α -частицами, выбиваемыми из латунной фольги контейнера мишени, а также фрагментами от ядерных расщеплений, было достигнуто на газовой дейтериевой мишени. Результаты этих измерений представлены на рис. 3.

Если статистически усреднить все оценки верхней границы сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, найденные в трех сериях измерений, то с достоверностью 90% получатся следующие результаты:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5,8^\circ)(dd \rightarrow He^4 \pi^0) < 8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{стерад в л.с.}$$

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(55^\circ)(dd \rightarrow He^4 \pi^0) < 9 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{стерад в с.п.м.}$$

и для полного сечения в предположении угловой зависимости $d\sigma/d\Omega \sim A + \sin^2 \theta$

$$\sigma_t(dd \rightarrow He^4 \pi^0) < 1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Для реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ получен результат

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5,8^\circ)(dd \rightarrow He^4 \gamma) = (0,84 \pm 0,31) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \text{ стерад в л.с.}$$

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(41,5^\circ)(dd \rightarrow He^4 \gamma) = (1,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{стерад в с.п.м.}$$

Полное сечение этой реакции в предположении, что угловое распределение имеет вид $d\sigma/d\Omega \sim \sin^2 \theta \cos^2 \theta$, равняется

$$\sigma_t(dd \rightarrow He^4 \gamma) = (1,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Измерение сечения реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, разрешенной правилами отбора по изотопическому спину, проводилось на пучке протонов с энергией 670 Мэв. Дифференциальное сечение этой реакции для угла 5,8 в л.с. оказалось равным

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5,8^\circ)(pHe^3 \rightarrow He^4 \pi^+) = (3,28 \pm_{-1,27}^{+1,35}) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад,}$$

и в с.п.м.

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}(\theta_\pi = 159^\circ)(pHe^3 \rightarrow He^4 \pi^+) = (0,24 \pm_{-0,09}^{+0,1}) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад.}$$

3.

В третьей главе диссертации рассматриваются дополнительные теоретические оценки, которые позволяют указать степень запрета реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$. Верхний предел сечения этой реакции сравнивается с сечением электромагнитного процесса $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$. Помимо данных, полученных в настоящей работе, оценку этого сечения можно независимо получить из опытов по фоторасщеплению гелия^{19/}. Если предположить, что энергетическая зависимость полного сечения реакции

$\gamma + He^4 \rightarrow d+d$ имеет такой же вид, как и реакция $\gamma + He^4 \rightarrow He^3 + p$, то сечение обратного процесса $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ составит около $0,8 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ при энергии налетающих дейтронов 400 Мэв. Энергетическую зависимость сечений реакций $\gamma + He^4 \rightarrow He^3 + p$ и $\gamma + He^4 \rightarrow d+d$ можно также рассчитать теоретически, аналогично тому, как это было сделано в работе^{10/}. Для волновых функций экспоненциального типа при энергии дейтронов 400 Мэв

$$\sigma_t(dd \rightarrow He^4 \gamma) \approx 0,7 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Таким образом оценка сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ получена тремя независимыми способами. Все вместе взятое позволяет утверждать, что

$$\sigma_t(dd \rightarrow He^4 \gamma) \approx 10^{-32} \text{ см}^2.$$

с неопределенностью 50%. В то же время данные о реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, полученные в настоящей работе, указывают на то, что

$$\sigma_t(dd \rightarrow He^4 \pi^0) < 1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

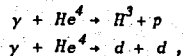
с достоверностью 80%, т.е. не превосходит сечения электромагнитного процесса $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$. Этот факт свидетельствует о достаточно строгом выполнении закона сохранения полного изотопического спина в процессах образования π^- -мезонов, так как при отсутствии запрета сечение реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, связанной с сильным взаимодействием, должно было бы превышать сечение электромагнитного процесса $d+d \rightarrow He^4 + \gamma$ примерно в 10^2 раз.

Верхняя граница сечения реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$ сопоставляется также с сечением реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$, разрешенной правилами отбора по изотопическому спину. В настоящей работе сечение реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ было измерено под одним углом в л.с. при энергии протонов 670 Мэв, которой соответствует энергия π^+ -мезона в с.п.м., равная 326 Мэв. Для того, чтобы оценить сечение этой реакции при энергии π^+ -мезона 80 Мэв в с.п.м., которая равна энергии π^0 -мезона в с.п.м. в реакции $d+d \rightarrow He^4 + \pi^0$, были произведены расчеты сечения реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ в импульсном приближении. При этом предполагалось, что π^+ -мезон образуется в элементарном нуклон-нуклонном соударении, а затем происходит слияние всех нуклонов в ядро He^4 . Найденную величину полного сечения этой реакции

$$\sigma_t(pHe^3 \rightarrow He^4 \pi^+) = 79 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2.$$

еще нельзя непосредственно сравнивать с верхней границей сечения реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$, так как эти реакции отличаются структурой сталкивающихся частиц.

Однако это различие будет примерно такое же, как и в реакциях



т.е. составлять по данным работы /9/ около 10^2 . В этом случае репером "разрешенной" реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ будет являться сечение, равное

$$1/100 \sigma_r(pHe^3 \rightarrow He^4 \pi^+) \approx 8 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2.$$

Это значение примерно в 70 раз больше верхней границы полного сечения реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ полученной в настоящей работе. Этот факт служит еще одним дополнительным указанием на то, что реакция $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ сильно запрещена.

Оценка сечения "разрешенной" реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$, т.е. такой реакции, где π^0 -мезону условно приписан изотопический спин, равный нулю, была получена также непосредственным расчетом в импульсном приближении. В этих вычислениях предполагалось, что π^0 -мезон образуется в акте, когда нуклон одного дейтрона сталкивается с нуклоном другого дейтрона, а затем все нуклоны сливаются в ядро He^4 . Полное сечение "разрешенной" реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$, вычисленное для двух типов волновых функций α -частицы, оказалось равным $30 \cdot 10^{-32}$ и $80 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$.

Если для сечения "разрешенной" реакции принять величину $50 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, которая является наименьшей из всех рассмотренных оценок сечения этой реакции, то, с учетом верхней границы сечения $1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, полученной в данной работе, можно сделать вывод, что гипотеза зарядовой инвариантности в процессах образования мезонов легкими ядрами соблюдается с точностью 3,5% для 90% достоверности экспериментального предела сечения реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$.

Оценка сечения "разрешенной" реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ является ни чем иным, как оценкой сечения реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ с испусканием изотопически скалярного π^0 -мезона с массой близкой к массе обычного изотопически векторного, π^0 -мезона. Поэтому заключение о том, что реакция $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ сильно запрещена, можно также сформулировать как вывод о том, что изотопически скалярный π^0 -мезон с массой покоя в интервале 100-150 Мэв не существует.

Краткие выводы

Результаты данной работы показывают:

1) с достоверностью 90% дифференциальное сечение реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ в с.д.м.

$$\frac{d\sigma^*(55^\circ)}{d\Omega^*}(dd \rightarrow He^4 \pi^0) < 9 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{стерад},$$

и полное сечение этой реакции

$$\sigma_r(dd \rightarrow He^4 \pi^0) < 1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

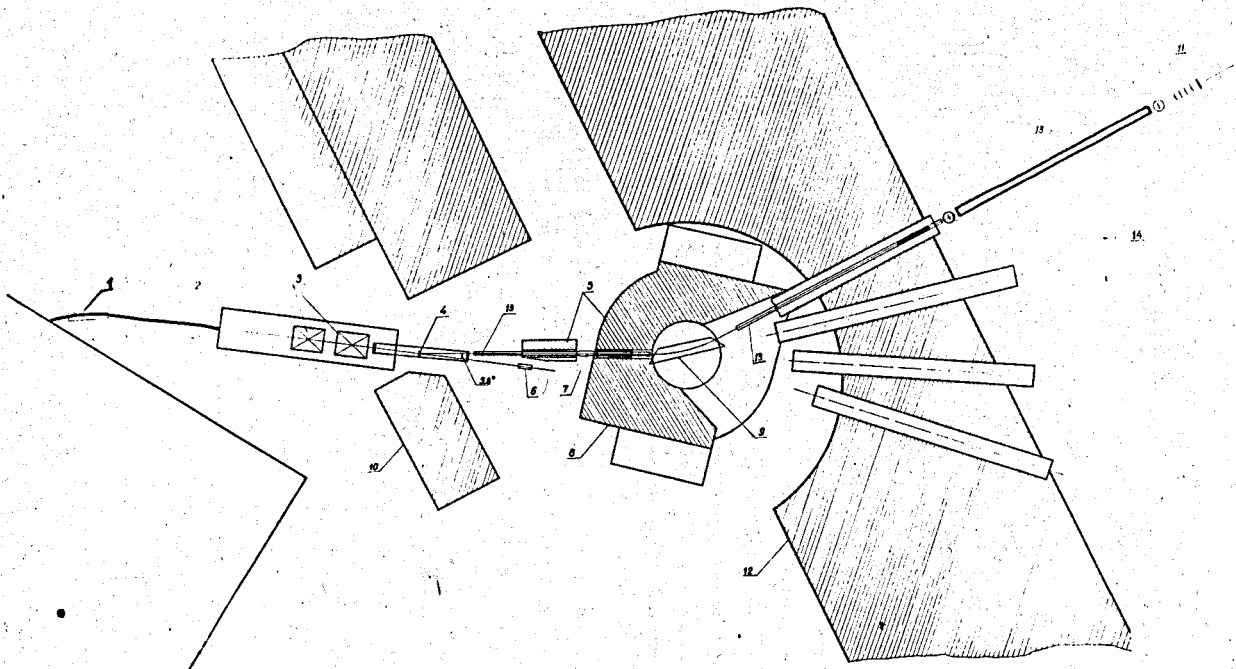
2. Полное сечение реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ при энергии π^0 -мезонов около 80 Мэв в с.д.м. не превышает полное сечение электромагнитного процесса $d + d \rightarrow He^4 + \gamma$, в то время как ожидаемое соотношение между сечениями этих процессов при отсутствии запрета должно составлять примерно 100:1.

3. Полное сечение реакции $p + He^3 \rightarrow He^4 + \pi^+$ при энергии π^+ -мезонов 80 Мэв в с.д.м. примерно в $7 \cdot 10^3$ раз превышает верхнюю границу сечения реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$, и это невозможно объяснить только различием в структуре сталкивающихся ядер.

4. Верхняя граница полного сечения реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ составляет около 3,5% от рассчитанной величины сечения "разрешенного" процесса.

5. Перечисленные факты все вместе взятые указывают на наличие сильного запрета в реакции $d + d \rightarrow He^4 + \pi^0$ и позволяют сделать вывод о том, что закон сохранения полного изотопического спина в процессах образования π -мезонов легкими ядрами соблюдается с точностью 3,5% для 90% достоверности экспериментального предела сечения этой реакции.

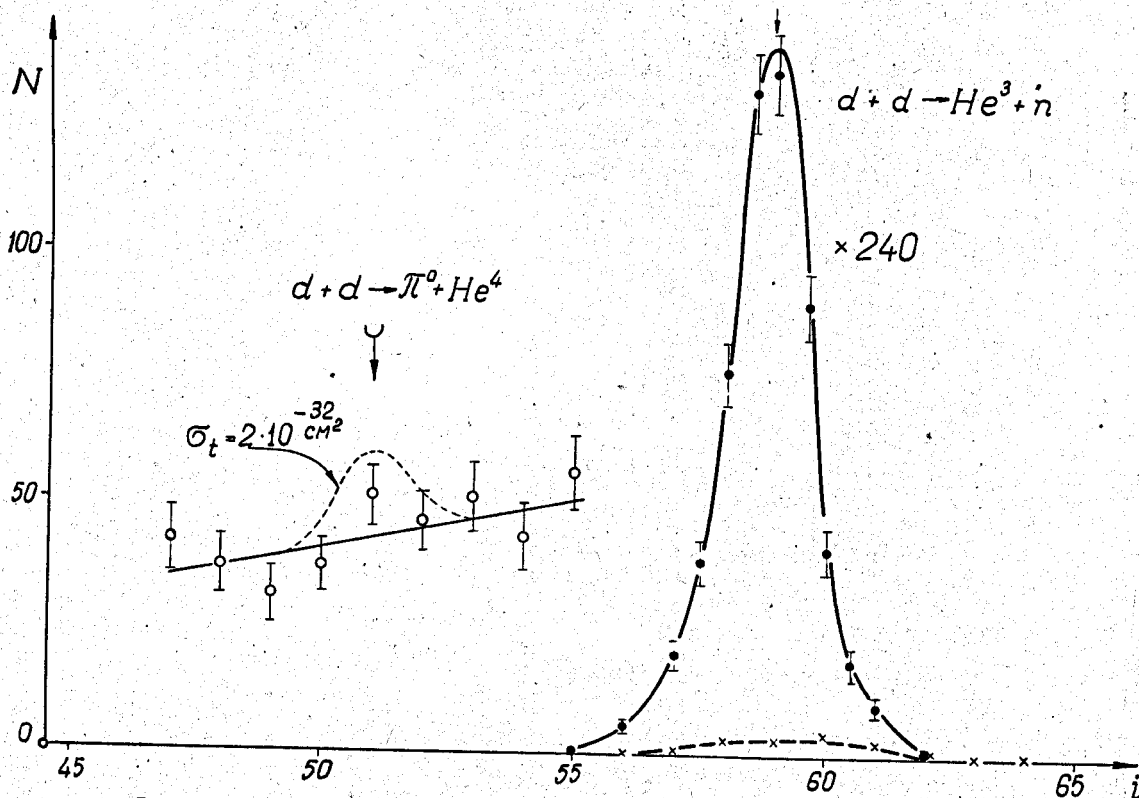
6. Изотопически скалярного π^0 -мезона с массой покоя в интервале 100-150 Мэв не существует.



12

Рис. 1. Общая схема эксперимента.

1 - отклоняющие насадки, 2 - выведенный пучок дейтронов или протонов, 3 - магнитные квадрупольные линзы, 4 - газовая мишень или мишень из тяжелого полиэтилена, обычного полиэтилена и углерода, 5 - свинцовая защита, 6 - монитор, 7 - траектория вторичных заряженных частиц, 8 - отклоняющий электромагнит, 9 - фокусирующие шиммы, 10 - бетонная защита, 11 - телескоп из пяти сцинтилляционных счетчиков, 12 - защитная стена, 13 - трубы вакуумного тракта, 14 - сцинтилляционные счетчики, осуществляющие отбор по времени пролета.



13

Рис. 2. Условия регистрации α -частиц от реакции $d + d \rightarrow He^4 + n^0$ и ядер He^3 от реакции $d + d \rightarrow He^3 + n$ при использовании жидкодейтериевой мишени. \circ - фоновые отсчеты регистрирующей аппаратуры, настроенной на α -частицы от реакции $d + d \rightarrow He^3 + n$ в зависимости от тока электромагнита. Пунктирная кривая соответствует возможному сечению этой реакции, равному $2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$. \bullet - выход ядер He^3 от заполненной мишени в зависимости от тока электромагнита, \times - выход ядер He^3 от пустой мишени.

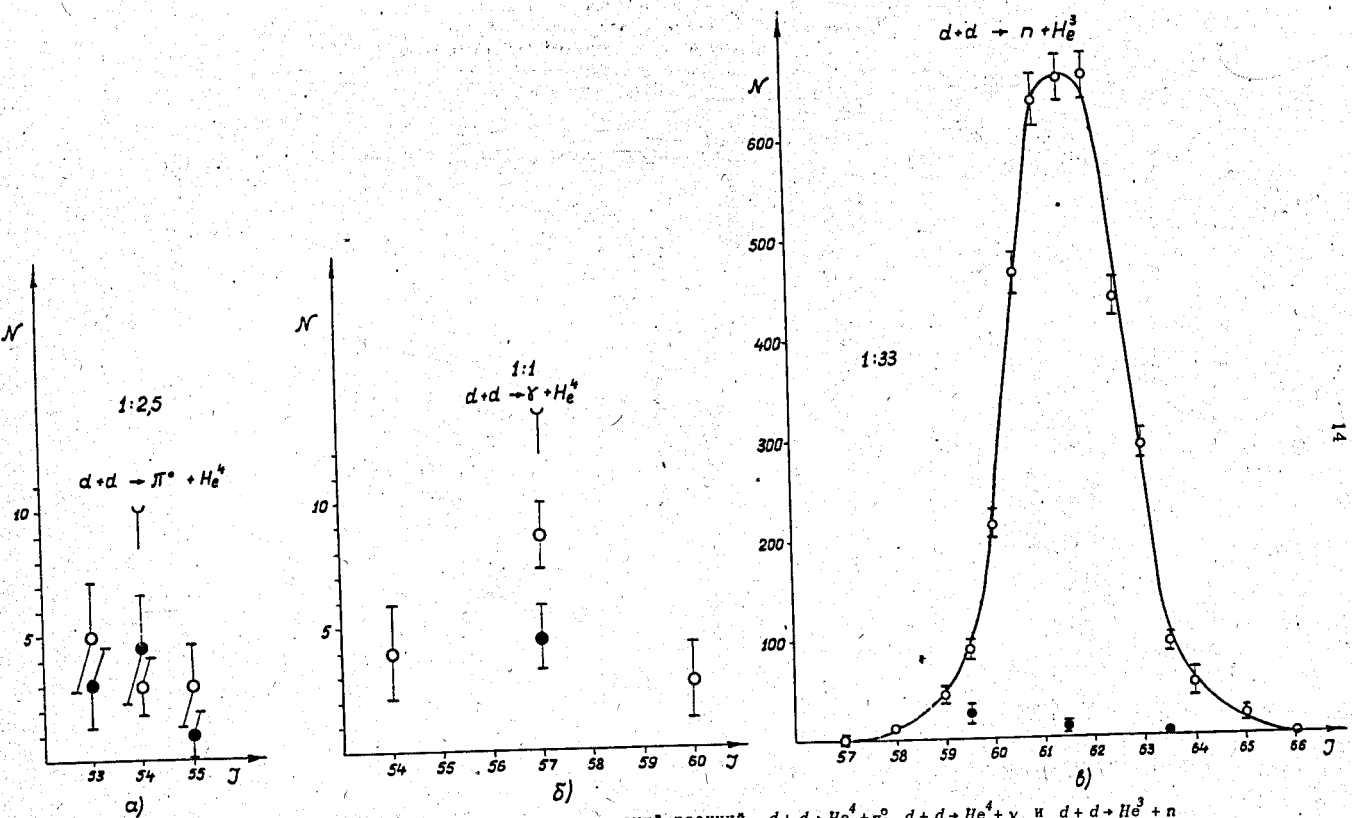


Рис. 3. Результаты последней серии измерений реакций $d+d+He^4+n$, $d+d+He^4+\gamma$ и $d+d+He^3+n$ на газовой дейтериевой мишени. \bullet - счет аппаратуры от газовой дейтериевой мишени в зависимости от тока электромагнита, \circ - счет аппаратуры от газовой водородной мишени в зависимости от тока электромагнита. Приведенные на графиках отношения (1:2,5) (1 : 1) (1 : 33) показывают изменения масштаба по оси ординат.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.К. Акимов, О.В.Савченко, Л.М.Сороко, ЖЭТФ, **38**, 304, 1980.
2. Ю.К. Акимов, О.В.Савченко, Л.М.Сороко, ЖЭТФ, **38**, 643, 1980.
3. Ю.К. Акимов, О.В.Савченко, Л.М.Сороко, ЖЭТФ, **41**, 708, 1981.
4. Ю.К. Акимов, О.В.Савченко, Л.М.Сороко, ПТЭ, № 4, 71, 1980.
5. H.S.Köhler. Phys.Rev., **118**, 1345 (1960).
6. D.Harting, J.S.Kluver, A.Kushnied, R.Nikoroilos, A.M.Sacks, G.Tibell, G.Vanderheerde, A.Welch. Phys.Rev., **119**, 1716 (1960).
7. Л.И.Ландаус. ЖЭТФ, **31**, 865, 1958.
8. А.Багдин, П.Кабир. ДАН СССР, **122**, 361, 1958.
9. А.Н.Горбунов, В.М.Спирidonov. ЖЭТФ, **33**, 21, 1957.
10. V.H.Flovers, F.Mandl. Proc. Roy. Soc., **206**, 131, (1951).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 января 1982 г.