

СЗ46.4Г  
З-175

5/II-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1923



О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев,  
И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников,  
Ю.А. Шербаков

ИЗУЧЕНИЕ ЗАХВАТА ПИОНОВ ГЕЛИЕМ-3

1. Перезарядка и радиационный захват

незят, 1965, т48, в5, с1267-1278

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

2914,3 48.  
О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев,  
И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников,  
Ю.А. Шербаков

ИЗУЧЕНИЕ ЗАХВАТА ПИОНОВ ГЕЛИЕМ-3

1. Перезарядка и радиационный захват

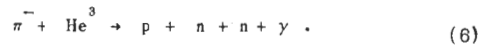
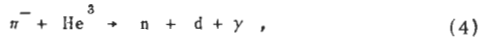
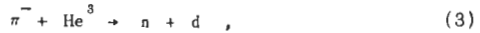
Направлено в ЖЭТФ



## 1. В в е д е н и е

Интерес к изучению захвата остановившихся отрицательных  $\pi^-$ -мезонов ядрами  $\text{He}^3$  обусловлен следующими обстоятельствами. Во-первых, ядро  $\text{He}^3$  является одной из простейших нуклонных систем, в силу чего на ее примере сравнительно легко могут быть прослежены основные черты механизма поглощения пионов ядрами. Во-вторых, существование очень близкого по энергии связи к  $\text{He}^3$  зеркального ядра  $\text{H}^3$  приводит к редкой возможности исследования процесса перезарядки пионов на ядрах. Наконец, в случае захвата пионов гелием-3 можно надеяться на заметный выход процесса радиационного захвата, идущего без развала ядра.

В соответствии с законами сохранения при захвате  $\pi^-$ -мезонов гелием-3 могут идти следующие процессы:



Теоретическое рассмотрение процесса захвата  $\pi^-$ -мезонов гелием-3 было проведено Мессиа<sup>/1/</sup> и Струминским<sup>/2/</sup>. В работе Мессиа было получено соотношение между вероятностями различных каналов и спектр  $\gamma$ -квантов. Струминским также были вычислены относительные вероятности различных процессов. Спектр  $\gamma$ -квантов и дейтронов в процессе (4) был вычислен им с учетом взаимодействия в конечном состоянии. В обеих работах при расчетах предполагалось, что захват пионов происходит только из  $S$ -состояния  $\pi^-$ -мезоатома. Это допущение влияет только на оценку абсолютной вероятности захвата. Отношение вероятностей различных каналов практически не зависит от того, с какого уровня происходит захват, так как волновая функция  $\pi^-$ -мезона не входит в отношение вероятностей, а разность энергий уровней  $\pi^-$ -мезоатома много меньше массы пиона. Значительная неопределенность результатов этих расчетов связана с известными трудностями теории сильного взаимодействия. Лишь в одном случае, а именно, в расчете так называемого отношения Пановского, т.е.

отношения между вероятностями реакций (1) и (2), удается обойти эти трудности путем привлечения экспериментальной величины отношения Панофского для водорода.

Настоящая работа, также как и наше предварительное сообщение<sup>/3/</sup>, посвящена изучению захвата пионов ядрами  $\text{He}^3$  с образованием трития в конечном состоянии. Полученная экспериментальная величина отношения Панофского для  $\text{He}^3$  используется на основе расчетов Струминского для определения ядерного формфактора и среднеквадратичного радиуса ядра, соответствующего распределению центров нуклонов.

Результаты изучения других процессов захвата пионов гелием-3 будут представлены во второй части работы.

## II. Постановка эксперимента

Для исследования захвата пионов гелием-3 использовалась диффузионная камера высокого давления в магнитном поле<sup>/4/</sup>.

Схема расположения установки на пучке пионов показана на рис. 1.  $\pi^-$ -мезоны образовывались на синхротроне ОИЯИ в результате бомбардировки внутренней бериллиевой мишени (2) толщиной 5 мм протонами с энергией 680 Мэв. Пучок  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 217 Мэв/с, сформированный спадающим полем ускорителя, до входа в камеру (8) проходил через отклоняющий магнит (4), квадрупольную линзу (5) и систему коллиматоров (3) и (6). Перед камерой, нормально к траектории пучка, располагался медный поглотитель (7) толщиной 45 мм. Величина магнитного поля в камере и взаимное расположение камеры, поглотителя и коллиматора (6) подбирались так, чтобы основная часть проходящих частиц миновала чувствительный слой камеры, а количество остановок мезонов было бы максимальным. Оптимальная величина магнитного поля оказалась равной 6000 эрстед. Для выбора толщины поглотителя была измерена дифференциальная кривая пробегов. Измерения были выполнены с помощью телескопа из трех сцинтилляционных счетчиков. На рис. 2 приведены результаты измерения. Там же показана схема измерения. По оси ординат отложена величина, пропорциональная числу остановок частиц в 2-сантиметровом графитовом блоке, помещенном между счетчиками  $S_2$  и  $S_3$ .

При торможении мезонов в камере, наполненной гелием-3 до давления 17,5 атм, одна остановка мезона в среднем приходилась на один кадр. Примесь остановок  $\mu^-$ -мезонов составляла 25% от полного числа остановок.

Диффузионная камера работала в условиях значительной ионной загрузки, создаваемой проходящими через камеру частицами и фоном в области расположения установки. Наибольшие осложнения вызывали медленные нейтроны, которые с большим сечением

( $\approx 5000$  барн) захватываются в гелии-3, образуя протон и тритий ( $n + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + p$ ). Эффективной мерой защиты от них было тщательное перекрытие бетонными блоками монтажного проема в экспериментальном зале. Кроме того, установка была окружена локальной защитой из бетона, бора и свинца. Эти меры сильно снизили фон, но все же он оставался значительным. На каждом кадре можно было наблюдать десятки случаев от реакции захвата медленных нейтронов. Наличие такого фона практически не мешало интерпретации событий захвата мезонов ядрами  $\text{He}^3$ , но приводило к увеличению времени восстановления чувствительности камеры. Цикл работы камеры составлял 25 сек.

Процесс перезарядки (1) и радиационный захват (2) являются двухчастичными реакциями со строго определенными энергиями вторичных частиц. Энергия ядер трития в этих реакциях составляет 0,19 Мэв и 3,28 Мэв соответственно. Поэтому они могут быть выделены путем измерения пробегов ядер трития.

Выделение случаев радиационного захвата может быть сделано непосредственно при измерении спектра пробегов вторичных частиц, так как пробег трития от реакции (2) равен  $5,6 \text{ мг/см}^2$  (или 22 мм при давлении 17,5 атм.).

Выделение событий перезарядки осложняется тем, что пробег трития от этой реакции мал и составляет  $0,25 \text{ мг/см}^2$  (или 1 мм при давлении 17,5 атм). Малая величина пробега трития от реакции (1) затрудняет при просмотре идентификацию случаев перезарядки в качестве однолучевой звезды. При неблагоприятной ориентации следа трития относительно следа мезона такие случаи трудно отличить от безлучевых остановок мезонов. С другой стороны, существующая по той же причине трудность точного измерения пробега и углов в пространстве не позволяет ввести такие критерии отбора, которые обеспечили бы возможность контролировать пропуски при просмотре. Поэтому отбор случаев перезарядки по пробегу вторичной частицы был дополнен анализом безлучевых остановок по массам остановившихся мезонов. В результате можно было получить полное число пионных звезд, у которых пробег вторичной частицы меньше некоторой хорошо измеряемой величины. В это число будут входить и все случаи перезарядки. Затем для определения числа событий перезарядки следует вычесть фон от других процессов в выбранном интервале пробегов.

Таким образом, для выделения реакции перезарядки необходимо иметь достаточное разрешение по массам остановившихся мезонов. Для этого был проведен эксперимент при значительно большей по сравнению с оптимальной величиной магнитного поля в камере. Выход реакции радиационного захвата ожидался почти в три раза меньшим выхода реакции перезарядки пионов (с учетом геометрической эффективности регистрации). Поэтому с целью увеличения точности определения отношения Пановского измерение выхода этой реакции было сделано как в опыте, где выделялась реакция перезарядки, так и в опыте при оптимальной величине магнитного поля, где реакция (1) не

выделялась. Наряду с этим представлялось целесообразным провести опыт и при пониженном давлении  $\text{He}^3$  в камере, который позволяет выделить реакцию (1) непосредственным измерением пробегов ядер трития. Данные об условиях опытов и объеме экспериментального материала приведены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

Номер экспозиции	H, эрстед	P, атмосфер	Число фотографий
I	12000	17,5	6400
II	6000	17,5	7650
III	12000	6,5	19100

В результате отношение Пановского для  $\text{He}^3$  определялось как отношение относительной вероятности реакции перезарядки, выделенной в экспозиции I, к относительной вероятности процесса радиационного захвата, выделенного в экспозициях I и II. Регистрация перезарядки пионов при пониженном давлении в камере не вызывала затруднений, однако при этом сильно ограничивалась возможность набора статистики из-за низкой эффективности регистрации событий радиационного захвата. Выбор величины магнитного поля в этой экспозиции не был связан с измерением отношения Пановского, а был обусловлен задачей разделения вторичных протонов и дейтронов от захвата пионов гелием-3.

### III. Экспериментальный материал и его обработка

Полученный экспериментальный материал подвергался двукратному просмотру. Просмотр производился при помощи стереолуп. Было установлено, что после двукратного просмотра эффективность наблюдения остановки мезона в камере близка к 100%. Регистрировались только такие случаи, у которых точка остановки мезона была видна на обоих кадрах.

При просмотре была введена следующая классификация событий :

I лк - однолучевая звезда, образованная остановившимся мезоном; пробег вторичной заряженной частицы должен заканчиваться в чувствительном слое камеры.

I лн - то же самое, но вторичная заряженная частица выходит за пределы чувствительного слоя камеры.

пл - многолучевая звезда.

μ е - случай распада  $\mu$ -мезона; электрон распада виден.

ост - безлучевая остановка мезона в чувствительном слое.

ост<sup>x</sup> - безлучевая остановка мезона с неявными признаками следа вторичной частицы.

$\mu e_{зв}$  - случай остановки мезона; вторичная заряженная частица по визуальной оценке имеет ионизацию, близкую к минимальной, а знак кривизны следа - неопределенный (след короткий или составляет малый угол с направлением магнитного поля).

$\pi ce$  - случай распада  $\pi$ -мезона;  $\mu$ -мезон останавливается в камере и распадается.

Все эти события легко идентифицируются по характерному изменению кривизны следа остановившегося мезона, а также кривизне и ионизации следа вторичной частицы. Идентификация затруднительна для тех случаев группы I лк, когда след вторичной частицы оказывается вблизи границы чувствительного слоя или у области провала чувствительности. В таких случаях события относились к классу событий I лн. Безлучевые остановки мезона могут быть обусловлены событиями  $\mu e$  - распада с невидимым электроном распада из-за близости остановки к области нечувствительности. Короткопробежные события захвата пиона  $He^3$ , в том числе случаи перезарядки с неблагоприятной ориентацией вторичного луча относительно следа мезона и пионные звезды с невидимым лучом, также могли имитировать безлучевую остановку мезона. К неидентифицированным событиям относились случаи, находящиеся в сложных условиях наблюдения (наложение следов и др.). Для целей определения полного числа остановок  $\pi$ -мезонов в экспозициях I и II регистрировались  $\pi ce$ -распады, которые идентифицировались в соответствии с видимостью электрона распада, т.е. так же, как и случаи  $\mu e$  - распада.

$\pi^-$ -мезоны при захвате в  $He^3$  дают только однолучевые звезды. Поэтому зарегистрированные многолучевые звезды следует отнести к захвату пионов ядрами углерода и кислорода, входящими в состав паров метилового спирта. Результаты просмотра сведены в таблицу 2.

Т а б л и ц а 2

Номер экспозиции	Число остановок мезонов по группам							Число случаев $\pi ce$ -распада			
	I лк	I лн	$\mu e$	ост	ост <sup>x</sup>	$\mu e_{зв}$	пл	неидент. $\mu e$	ост $\mu e_{зв}$	$\mu e_{зв}$	
I	1102	2828	989	648	223	286	32	115	189	75	25
II	1329	3395	1233	593	309	376	13	157	104	40	22
III	427	1272	427	764	62	185	32	62	67	78	9

Измерения пробегов выполнялись на репроекторе, при помощи которого восстанавливалась картина события в пространстве. У однолучевых звезд измерялись следующие параметры:

- 1) длина следа остановившегося мезона,
- 2) координаты точек остановок мезона и вторичной частицы,

- 3) длина и ширина следа вторичной частицы,
- 4) угол между направлением вылета вторичной частицы и горизонтальной плоскостью.

При вычислении пробега учитывалась зависимость плотности газа от распределения температуры в чувствительном слое камеры, а также вводилась поправка на усадку пленки и конечную ширину следа.

#### IV. Измерение отношения Пановского в $\text{He}^3$

##### А. Опыты при высоком давлении гелия-3 в камере

В экспозиции I для выделения событий перезарядки первоначально было определено полное число звезд, образованных остановившимися пионами с пробегом вторичной частицы  $< 0,5 \text{ мг/см}^2$ . Выбор интервала пробегов  $0 - 0,5 \text{ мг/см}^2$  был обусловлен двумя соображениями. Во-первых, пробег  $0,5 \text{ мг/см}^2$  (2 мм при давлении 17,5 атм) является тем минимальным пробегом, который поддается аккуратным измерениям. В этом можно было убедиться при измерении случаев перезарядки в опыте при пониженном давлении  $\text{He}^3$  в камере, так как пробег трития от реакции перезарядки в этом случае составляет 2,5 мм. Во-вторых, эффективность наблюдения события при просмотре, имеющего такую длину вторичного луча, была близкой к 100%.

Из группы звезд I лк события с пробегом  $< 0,5 \text{ мг/см}^2$  были извлечены непосредственными измерениями пробегов. Для выделения короткопробежных пионных звезд из безлучевых остановок (группа ост и ост<sup>x</sup>) были проведены измерения масс мезонов. Определение масс мезонов производилось по импульсу и остаточному пробегу. Измерения выполнялись на репроекторе с применением шаблонов переменной кривизны. При вычислении импульсов учитывалась неравномерность магнитного поля по высоте чувствительного слоя камеры. При измерении масс были введены следующие критерии отбора:

- 1) длина следа мезона  $L \geq 50 \text{ мм}$ ,
- 2) угол наклона следа мезона в точке измерения радиуса кривизны к плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, не превышал  $\alpha \leq 30^\circ$ .

Для определения разрешения были проведены измерения масс мезонов в группах событий  $\mu e$  I лк и I лн, т.е. по случаям достоверных остановок мюонов и пионов, отобранных в соответствии с указанными критериями. На рис. 3 показаны эти результаты. Для принятой границы разделения  $125 \text{ Мэв/с}^2$  перекрытие гистограмм мюонных и пионных масс невелико и составляет около 10%. Эти результаты были использованы при выделении пионных событий из безлучевых остановок мезонов (группы ост и ост<sup>x</sup>). Измеренные спектры масс частиц, вызвавших безлучевые остановки, приведены



на рис. 4. Из рисунков видно, что события группы ост<sup>x</sup> в основном являются остановками пионов. Относительно большое число остановок пионов содержится и в группе ост. Полное число пионных остановок, содержащихся в безлучевых остановках (группы ост и ост<sup>x</sup>), находилось с учетом коэффициента отбора. На основании измерения распределения остановок по длине следа мезона  $L$  и углу  $\alpha$  этот коэффициент был найден равным  $0,61 \pm 0,03$ .

Окончательно для выделения короткопробежных пионных звезд из безлучевых остановок была рассмотрена возможность того, что безлучевая остановка может быть обусловлена пионной звездой с быстрой вторичной частицей, луч которой не виден из-за близости к области нечувствительности. С этой целью в камере была найдена зона, ограниченная по высоте чувствительного слоя, в которой практически все электроны от  $\mu$ -распада были видны. Неэффективность наблюдения луча у пионной звезды в этой зоне была пренебрежимо малой вследствие того, что вторичные частицы от пионных звезд создают ионизацию существенно большую минимальной. Число безлучевых пионных остановок, находящихся в этой зоне, затем экстраполировалось на весь объем чувствительного слоя камеры в соответствии с полным числом остановок мезонов.

Результаты выделения пионных звезд с пробегом вторичных частиц в интервале  $0 - 0,5 \text{ мг/см}^2$  по группам остановок приведены в таблице 3.

Т а б л и ц а 3

I лк	ост <sup>x</sup>	ост	Всего
$442 \pm 21$	$182 \pm 16$	$154 \pm 19$	$778 \pm 33$

Спектр пробегов вторичных частиц из экспозиции I показан на рис. 5,а. Он получен в результате измерения длины лучей в группах событий I лк и I лн. Причем из группы звезд I лн в спектр включались только те случаи, у которых след вторичной частицы был без  $\delta$ -электронов и имел ионизацию порядка ионизации остановившегося мезона. Такие события могли рассматриваться как третьевые от реакций (1) и (2). Эти признаки отбора звезд были введены на том основании, что след тяжелой останавливающейся частицы с пробегом  $< 14 \text{ мг/см}^2$ , как это следует из анализа звезд I лк, не имеет  $\delta$ -электронов. Благодаря этому, устранялась возможность пропусков звезд с закаливающимися пробегами вторичных частиц, которые могли иметь место при идентификации событий I лк за счет нечетко видимой остановки вторичной частицы. При этом, конечно, несколько возрастает фон от монохроматических частиц. Кроме того, интервал пробегов  $0 - 0,5 \text{ мг/см}^2$  дополнен случаями, выделенными из безлучевых остановок.

При определении числа случаев перезарядки пионов необходимо вычесть фон от других процессов, дающих вклад в интервал пробегов  $0 - 0,5 \text{ мг/см}^2$ . Принятое значе-

ние фона является средней величиной между результатом линейной экстраполяции уровня фона из соседнего интервала пробегов  $0,5 - 1,5 \text{ мг/см}^2$  и результатом экстраполяции из этого интервала в нуль. Так как величина фона составляет около 8%, то неопределенность в ней существенно не влияет на точность окончательного результата. Ниже в таблице 4 приведены данные, касающиеся выделения реакции (1).

Выделение реакции радиационного захвата было проведено по материалам экспозиций I и II. Измеренный спектр пробегов вторичных частиц из экспозиции II приведен на рис. 5,б. В этот спектр, также как и в спектр пробегов вторичных частиц из экспозиции I, наряду с событиями группы I лк, включена часть событий группы I лн, удовлетворяющих указанным выше признакам. Средний пробег трития от реакции (2) оказался равным  $5,56 \pm 0,01 \text{ мг/см}^2$ . Он совпадает с ожидаемым значением пробега трития с энергией 3,28 Мэв. Эффективность регистрации для среднего пробега была рассчитана методом случайных испытаний с использованием экспериментальных данных о распределении остановок мезонов по высоте и радиусу камеры. Фон от других реакций был определен по ближайшим участкам справа и слева от пика, связанного с этой реакцией.

Результат выделения реакции радиационного захвата в экспозициях I и II содержится в таблице 4.

Т а б л и ц а 4

Реакция	Номер экспозиции	Интервал пробегов, $\text{мг/см}^2$	Зарегистрировано случаев	Фон	Эффективность регистрации	Окончательное число случаев
$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + p^0$	I	0 - 0,5	$778 \pm 33$	$61 \pm 4$	1,0	$717,2 \pm 33,0$
$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \gamma$	I	4,8 - 6,3	$320 \pm 18$	$104 \pm 9$	$0,71 \pm 0,02$	$304,5 \pm 29,2$
	II	4,8 - 6,3	$402 \pm 20$	$127 \pm 10$	$0,73 \pm 0,02$	$376,0 \pm 32,3$

Отношение Панофского для гелия-3 на основании экспериментальных данных экспозиций I и II может быть найдено из выражения

$$P_{\text{He}^3} = \frac{N_{\pi^0} (N_I + N_{II})}{N_I (N_{\gamma I} + N_{\gamma II})}, \quad (7)$$

где  $N_I$  и  $N_{II}$  - полное число остановок пионов в экспозициях I и II;  $N_{\gamma I}$  и  $N_{\gamma II}$  - число случаев радиационного захвата, зарегистрированных в соответствующих экспозициях, и  $N_{\pi^0}$  - число случаев реакции перезарядки в экспозиции I.

К полному числу пионных остановок, кроме зарегистрированных однолучевых звезд, также следует отнести и те пионные события, которые оказались среди безлучевых остановок и в группе  $\mu e \text{ зв}$ . С этой целью были использованы результаты идентифика-

ции событий  $\pi_{\mu e}$  - распада, поскольку в этом случае остановившийся  $\mu$  - мезон достоверно регистрируется по  $\pi_{\mu}$  - распаду. При этом предполагалась одинаковая эффективность наблюдения электрона для событий  $\mu e$  -распада и  $\pi_{\mu e}$  -распада. В экспозиции I число пионных событий в безлучевых остановках было получено двумя способами: непосредственно на основании измерения масс мезонов и с использованием сведений о  $\pi_{\mu e}$  -распадах. Данные о полном числе пионных остановок приведены в таблице 5.

Т а б л и ц а 5

Экспозиция	Число остановок по группам			Полное число остановок
	звезды	ост и ост <sup>x/</sup>	$\mu e$ зв	
I	3930 + 63	446 + 29 <sup>x/</sup>	155 + 33	4531 + 75
		479 + 61		
II	4724 + 69	428 + 94	115 + 65	5267 + 133

x/ На основании измерения масс мезонов.

Используя данные таблиц 4 и 5, из выражения (7) получим, что отношение Панюфского в  $He^3$  в опытах при высоком давлении в камере равно:

$$P_{He^3}^A = 2,27 \pm 0,19 .$$

#### Б. Опыт при низком давлении гелия-3 в камере

При пониженном давлении гелия-3 в камере (6,5 атм) реакцию перезарядки пионов можно выделить непосредственным измерением пробегов ядер трития. Пробег трития от реакции перезарядки в этом случае составляет 2,5 мм, а от реакции радиационного захвата - 56 мм. Измеренный спектр пробегов вторичных частиц в интервале 0-1 мг/см<sup>2</sup> приведен на рис. 6,а. Средний пробег трития от реакции (1) оказался равным  $0,247 \pm 0,003$  мг/см<sup>2</sup>. Слева от пика, соответствующего реакции (1), в интервале пробегов 0-0,1 мг/см<sup>2</sup> величина фона неизвестна в связи с тем, что при просмотре короткопробежные события в этом интервале пробегов регистрируются с эффективностью, меньшей 100%. Поэтому уровень фона, как и в опытах при высоком давлении, был определен как среднее значение результатов линейной экстраполяции из соседнего интервала справа и экстраполяции уровня фона из этого интервала в нуль. В экспозиции III было зарегистрировано небольшое число случаев радиационного захвата в связи с низкой эффективностью регистрации лучей такой длины. Спектр пробегов вторичных частиц из этой экспозиции в интервале пробегов 1 - 8 мг/см<sup>2</sup> показан на рис. 6,б. Эффективность регистрации данной длины следа вторичной частицы также была рассчитана методом случайных испытаний с использованием измеренной топографии остановок мезонов в этой экспозиции. Результат выделения реакций (1) и (2) представлен в таблице 6. На основании этих результатов отношение Панюфского в  $He^3$  получить равным:

$$P_{\text{He}^3}^{\text{B}} = 2,32 \pm 0,54 .$$

Т а б л и ц а 6

Р е а к ц и я	Интервал пробегов, мг/см <sup>2</sup>	Зарегист- рировано событий	Ф о н	Эффектив- ность ре- гистрации	Окончатель- ное число случаев
$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \pi^0$	0,1 $\pm$ 0,4	308 $\pm$ 17,6	46,2 $\pm$ 4,7	0,94 $\pm$ 0,02	278,2 $\pm$ 20,3
$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \gamma$	5,0 $\pm$ 6,0	33 $\pm$ 5,7	4 $\pm$ 1,4	0,24 $\pm$ 0,02	119,8 $\pm$ 26,4

За окончательную величину отношения Панофского в  $\text{He}^3$  принято средневзвешенное значение двух независимых измерений А и Б:

$$P_{\text{He}^3} = 2,28 \pm 0,18 .$$

Относительные вероятности реакций перезарядки и радиационного захвата получены следующими:

$$W(\text{H}^3 \pi^0) = (15,8 \pm 0,8)\% ;$$

$$W(\text{H}^3 \gamma) = (6,9 \pm 0,5)\% .$$

#### V. Обсуждение результатов

В работе Б.В. Струминского показано, что отношение Панофского в  $\text{He}^3$  может быть выражено через отношение Панофского в водороде и отношение квадратов матричных элементов (ядерных формфакторов) процессов перезарядки и радиационного захвата пионов. Отношение Панофского в водороде в настоящее время известно с хорошей точностью и равно:

$$P_{\text{H}} = 1,533 \pm 0,021^{/5/}$$

Вследствие малой величины передаваемого импульса в процессе перезарядки его матричный элемент можно принять равным единице. Поэтому отношение Панофского в  $\text{He}^3$  будет зависеть только от ядерного матричного элемента процесса радиационного захвата. В результате имеет место следующее соотношение:

$$P_{\text{He}^3} = \frac{P_{\text{H}}}{F^2} \frac{\omega + M}{\omega_{\text{H}} + m} \frac{\omega_{\text{H}}}{\omega} \left\{ \frac{EM}{E_{\text{H}} m} \left( \frac{\mu + m}{\mu + M} \right)^{3/4} \right\}^2 , \quad (8)$$

где  $P_{\text{H}}$  - отношение Панофского в водороде,  $F$  - ядерный матричный элемент процесса радиационного захвата,  $\omega$  - энергия фотона в реакции (2),  $\omega_{\text{H}}$  - энергия фотона в процессе захвата пиона водородом,  $m$  - масса нейтрона,  $\mu$  - масса  $\pi^0$  - мезона,  $M$  - масса трития,  $E$  - энергия, выделяющаяся в процессе (1),  $E_{\text{H}}$  - энергия, выделяющаяся при перезарядке  $\pi^-$  - мезона в водороде (массы и энергии частиц в Мэв/с<sup>2</sup>).

Матричный элемент процесса радиационного захвата совпадает с формфактором  $F_1$ , введенным Шиффом<sup>/6/</sup> для описания рассеяния электронов ядрами  $He^0$  и  $H^1$ . Экспериментальная зависимость формфактора  $F_1$  от передаваемого импульса, полученная в опытах Хофштадтера и др.<sup>/7/</sup> для области передаваемых импульсов  $1 - 5 \text{ fm}^{-2}$  лучше всего описывается при условии, когда одночастичные волновые функции выбираются в виде функции Гаусса или функции Ирвинга со значением среднеквадратичного радиуса:

$$r = (1,5 \pm 0,2 \text{ fm} \quad \text{для функции Гаусса,}$$

$$r = (1,7 \pm 0,1) \text{ fm} \quad \text{для функции Ирвинга.}$$

Используя эти результаты, можно вычислить величину формфактора  $F_1$  для передаваемого импульса  $q^2 = 0,47 \text{ fm}^{-2}$ , соответствующего процессу радиационного захвата пионов. С учетом неопределенности в выборе одночастичной волновой функции получим:

$$F_1^2(0,47) = 0,69 \pm 0,05.$$

После подстановки этой величины в (8) получим ожидаемое значение отношения Пановского в  $He^3$

$$R_{He^3}^{\text{теор.}} = 2,47 \pm 0,16.$$

С этой величиной следует сравнивать экспериментальный результат:

$$R_{He^3}^{\text{эксп.}} = 2,28 \pm 0,18.$$

Как видно, согласие вполне удовлетворительное, что свидетельствует о справедливости использованного метода расчета отношения вероятностей процессов перезарядки и радиационного захвата пионов  $He^3$ .

Экспериментальная величина отношения Пановского в  $He^3$  может быть использована для независимой оценки формфактора  $F_1$  для передаваемого импульса  $q^2 = 0,47 \text{ fm}^{-2}$ , т.е. для той области передаваемых импульсов, которая практически недоступна в опытах по рассеянию электронов. При этом оказывается, что

$$F_1^2(0,47) = 0,75 \pm 0,06.$$

На основании этого результата можно получить сведения о среднеквадратичном радиусе ядра. Из-за малой величины передаваемого импульса в процессе (2) разного типа одночастичные волновые функции, использованные нами (функция Гаусса, Ирвинга и экспонента), в пределах 2-процентного разброса дают одинаковые значения среднеквадратичного радиуса. Его величина равна:

$$r = (1,4 \pm 0,2) \text{ fm}.$$

Полученные относительные вероятности реакций перезарядки и радиационного захвата пионов в  $\text{He}^3$

$$W(\text{H}^3 \pi^0) = (15,8 \pm 0,8)\% ; \quad W(\text{H}^3 \gamma) = (6,9 \pm 0,5)\%$$

значительно отличаются от теоретических оценок <sup>/2/</sup> выхода этих реакций, которые получены равными:

$$W(\text{H}^3 \pi^0) = 11,4\%, \quad W(\text{H}^3 \gamma) = 4,6\%.$$

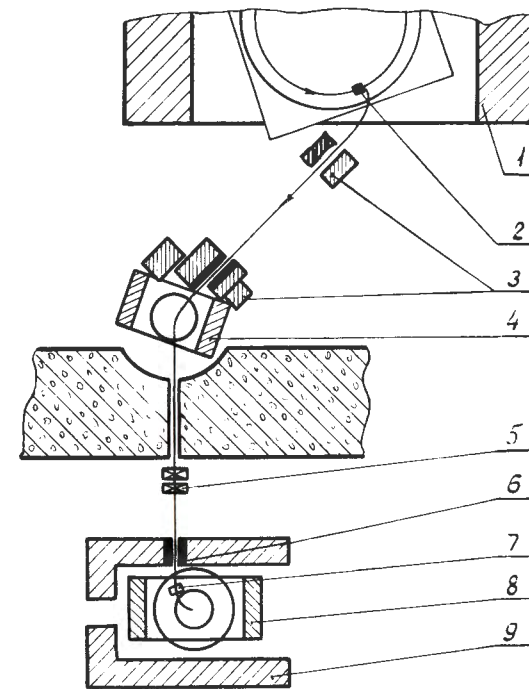
Большие отклонения этих оценок от экспериментального результата скорее всего связаны с тем, что при расчетах относительных вероятностей процессов перезарядки и радиационного захвата в отличие от расчета отношения Панофского использовалась теория возмущений, применение которой в этом случае мало оправдано.

Авторы благодарны Б. Понтекорво и Б.В.Струминскому за обсуждение результатов и А.Г. Жухову, Н.В. Лебедеву, В.И. Орехову, В.Ф. Поенко, А.Г. Потехину, А.И. Токарской, Е.А. Шваневой за помощь в измерениях и проведении экспериментов.

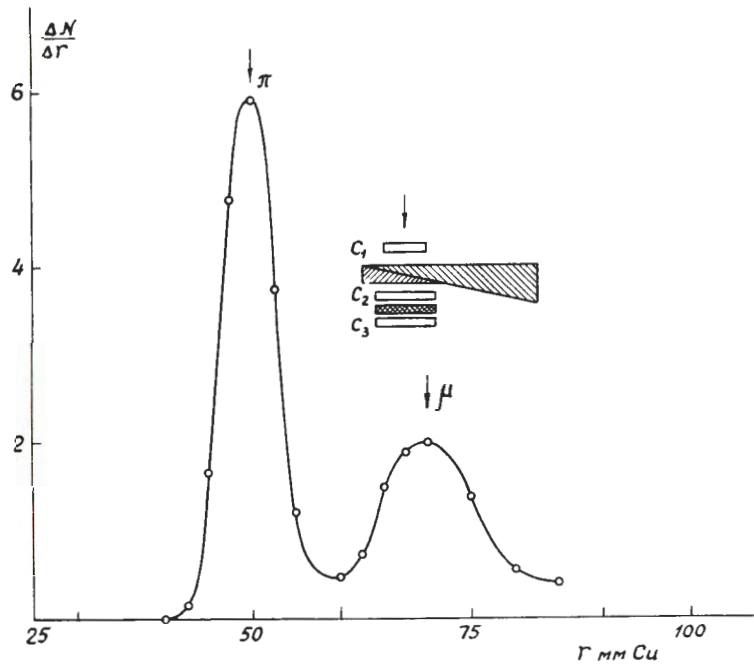
#### Л и т е р а т у р а

1. A.M.L.Messiah. Phys. Rev., 87, 639, 1952.
2. Б.В. Струминский. Препринт ОИЯИ, Е-1012, Дубна, 1962; Дипломная работа. Дубна, 1961; The 1962 Intern. Conf. on High-Energy Phys. at CERN, p.17.
3. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ, 44, 1180, 1963.
4. Г.М. Александров, О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, В.П. Пешков, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников и Ю.А. Шербаков. ПТЭ, 1, 69, 1964.
5. V.T. Cocconi, T.Fazzini, G.Fidecaro, M.Legros, N.H.Lipman, A.W.Merrison. Nuovo Cim., 22, 494, 1961.
6. L.I.Schiff. Phys. Rev., 133, B802, 1964.
7. H.Collard, R.Hofstadter, A.Johansson, R.Parks, M.Ryneveld, A.Walker, M.R.Yearian, R.B.Day and R.T.Wagner. Phys. Rev., Letters, 11, 132, 1963.

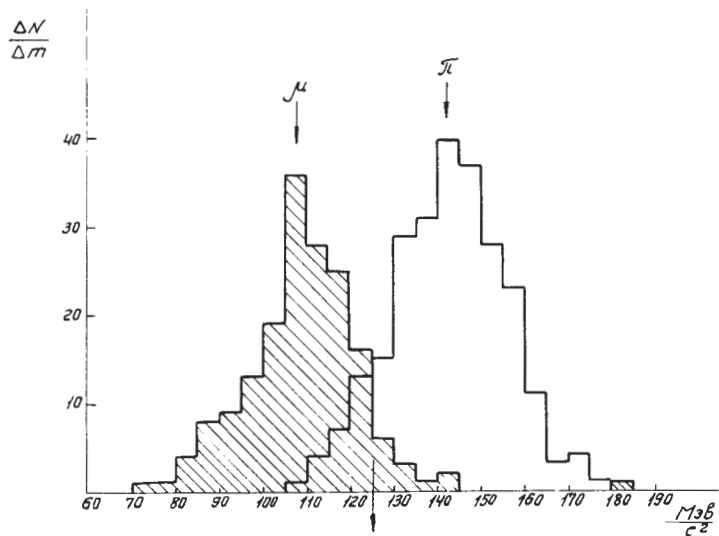
Рукопись поступила в издательский отдел  
24 декабря 1964 г.



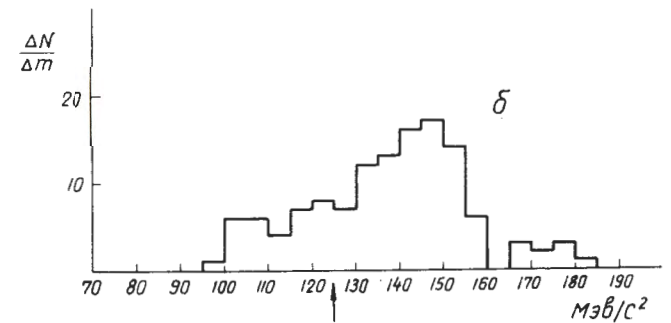
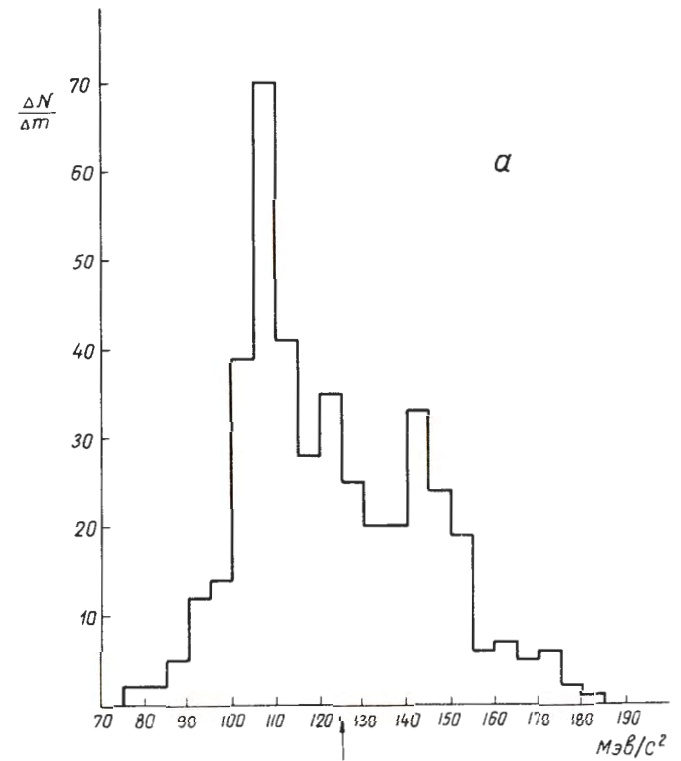
Р и с. 1. Схема расположения установки на пучке мезонов.



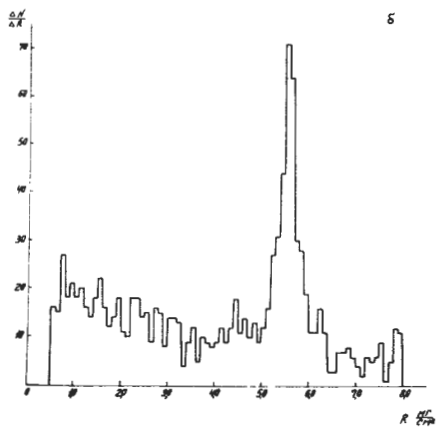
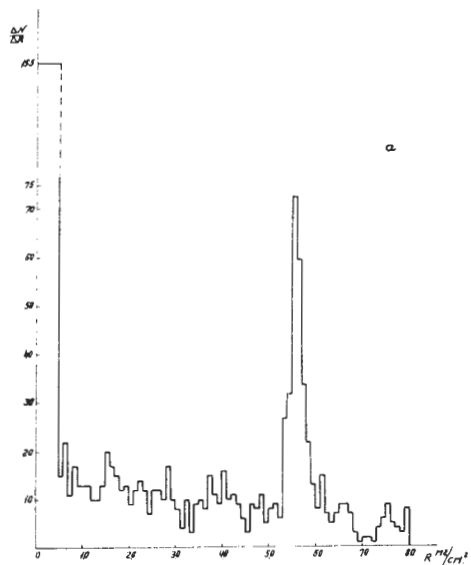
Р и с. 2. Дифференциальная кривая пробегов мезонов, измеренная с помощью схемы, показанной справа.



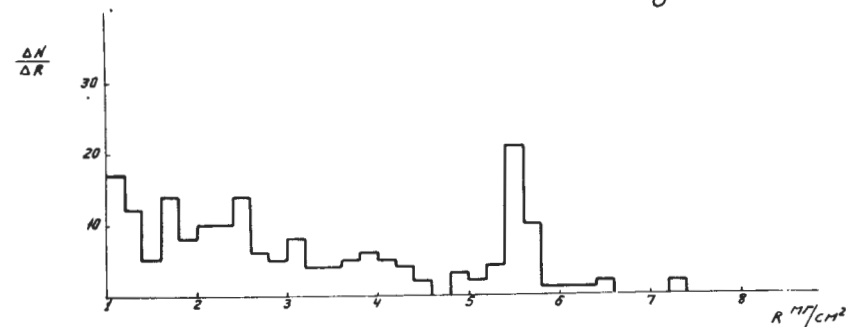
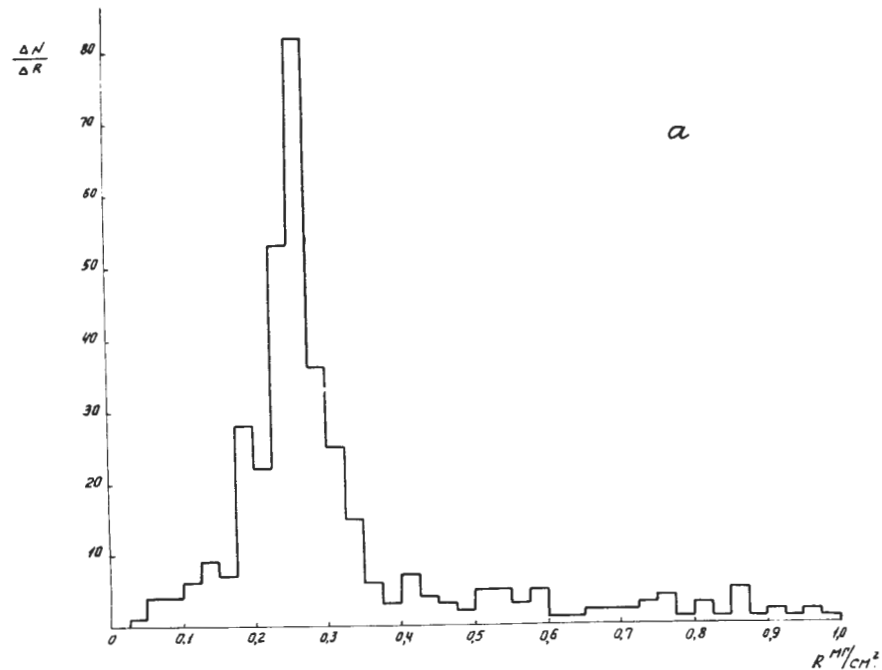
Р и с. 3. Спектр масс мезонов, измеренный по случаям достоверных остановок мюонов и пионов. Стрелкой обозначена принятая граница разделения.



Р и с. 4. а) Спектр масс мезонов, измеренный в группе событий ост<sup>А</sup>; б) то же, но в группе событий ост.



Р и с. 5. а) Спектр пробегов вторичных частиц из экспозиции I в интервале пробегов 0 - 8 мг/см<sup>2</sup>.  
 б) Спектр пробегов вторичных частиц из экспозиции II в интервале 0,5 - 8 мг/см<sup>2</sup>.



Р и с. 6. а) Спектр пробегов вторичных частиц в интервале пробегов 0 - 1 мг/см<sup>2</sup> из экспозиции III.  
 б) Спектр пробегов вторичных частиц в интервале пробегов 1 - 8 мг/см<sup>2</sup> из экспозиции III.