

K-43

ЭНЭ, ЧИТ, ЗЕЛА



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.Г. Кириллов-Угрюмов

1888

НЕКОТОРЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
МЕДЛЕННЫХ МЕЗОНОВ

Доклад, представленный на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук по совокупности работ

Дубна 1964

В.Г. Кириллов-Угрюмов

1888

НЕКОТОРЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
МЕДЛЕННЫХ МЕЗОНОВ

Доклад, представленный на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук по совокупности работ



Дубна 1964

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
В в е д е н и е	5
Г л а в а I . Исследование свойств μ -мезонов	5
§ 1. Рассеяние медленных μ -мезонов	5
§ 2. Некоторые распадные свойства μ -мезонов	13
§ 3. Вероятность захвата μ -мезонов атомами	16
§ 4. Захват μ -мезонов сложными ядрами	18
Г л а в а II . Исследование медленных π -мезонов	23
§ 1. Упругое рассеяние π -мезонов с энергией (5-22) Мэв на углероде	23
§ 2. Поглощение отрицательных π -мезонов в углероде	25
Г л а в а III . Нелептонные распады K_2^0 -мезонов	28
З а к л ю ч е н и е	32
Л и т е р а т у р а	35
Р и с у н к и и т а б л и ц ы	38

Настоящий доклад включает в себя обзор наших работ, выполненных в период 1955-64 гг. в космических лучах и на ускорителях.

В I главе представлены результаты экспериментальных работ по рассеянию μ -мезонов с импульсом ~ 100 Мэв/с на различных ядрах, а также некоторые данные о распадных свойствах μ -мезонов. Здесь же анализируются данные о захвате μ -мезонов атомами и ядрами.

II глава посвящена исследованию рассеяния π -мезонов с энергией менее 20 Мэв на ядрах и выяснению механизма захвата остановившихся π -мезонов ядрами.

В III главе изложены результаты работ по изучению нелептонных распадов K_2^0 -мезонов.

При подготовке и проведении исследований нами были созданы специальные экспериментальные установки и решены некоторые методические вопросы. Краткие сведения о них приводятся при анализе физических результатов эксперимента.

Под термином "медленные" мы в данном случае понимаем ту область энергий, где существо исследуемых физических явлений остается тем же, вплоть до значений кинетической энергии частицы, близкой к нулю.

Объем и цель настоящего доклада не позволяют рассматривать его как полный обзор свойств исследованных частиц даже в ограниченном интервале энергий. Более того, ссылки на литературу, как правило, относятся к работам, имеющим непосредственное отношение к проводившимся нами исследованиям.

Г л а в а 1

ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ μ -МЕЗОНОВ

§ 1. Рассеяние медленных μ -мезонов

Поиски явлений, которые бы указали на причину отличия масс μ -мезона и электрона, безусловно относятся к важнейшим проблемам современной физики.

Первые исследования рассеяния μ -мезонов на ядрах, выполненные с различной методикой (счетчиковые устройства, камеры Вильсона, фотоэмульсии, магнитные масс-спектрометры), дали основания авторам этих работ сделать заключение о существова-

нии "аномального" рассеяния μ -мезонов^{/1,2,3,4,5,6/}. Под аномальным рассеянием понимался избыток в экспериментальных угловых распределениях рассеявшихся μ -мезонов над ожидаемым, когда частицам приписывалось только электромагнитное взаимодействие. Рассмотрение различных моделей распределения заряда внутри ядра, а также попытки объяснить аномальное рассеяние некогерентным рассеянием, взаимодействием магнитных моментов μ -мезонов и нуклонов, оказались несостоятельными^{/1,7,8/}.

К 1955 г. возникла ситуация, когда практически все данные экспериментальных работ качественно говорили в пользу аномального рассеяния μ -мезонов, хотя количественная сторона была довольно противоречивой (см., например, обзор^{/5/}). Сообщения об обнаружении аномального рассеяния появлялись и позже^{/23/}.

Нами был проведен цикл работ по исследованию рассеяния μ -мезонов в области импульсов менее 200 Мэв/с.

В предыдущих работах оцененная величина аномального избытка в этой области импульсов достигала значения $\sim 4 \cdot 10^{-27}$ см²/нуклон.

В первой работе^{/6/}, выполненной на магнитном масспектрометре, нами было измерено рассеяние μ -мезонов в узком импульсном интервале $(0,8-1,3) \cdot 10^8$ эв/с в 2-, 3- и 5-мм пластинках меди, расположенных внутри камеры Вильсона^{/8/}. Всего было зарегистрировано 1100 случаев рассеяния при общем пробеге в меди 3,5 м. Схема установки приведена на рис. 1.

Экспериментальные данные сопоставлялись с теоретическими кривыми, вычисленными Бете^{/10/} для случая рассеяния на точечном ядре^{/11/}.

На рис. 3 показаны интегральные угловые распределения μ -мезонов, испытывавших рассеяние в пластинках меди толщиной 2 мм, для двух интервалов импульсов $(0,8-1,03) \cdot 10^8$ эв/с и $(1,04-1,28) \cdot 10^8$ эв/с. Сплошная линия - теоретическая кривая. Размеры ядра должны были сказаться в области углов $> \theta_{кр} \approx \frac{\lambda}{R}$, где λ - дебройлевская длина волны μ -мезона, а R - радиус ядра. Для исследуемого интервала импульсов $\theta_{кр} \approx 17^\circ$ в проекции на плоскость наблюдения.

В области углов (проекция $< 15^\circ$) было найдено хорошее согласие распределений μ -мезонов с теорией, что явилось в частности первой экспериментальной проверкой формул Бете. Что касается области углов, проекция которых $> 15^\circ$, то здесь в суммарном распределении наблюдался некоторый избыток случаев рассеяния (наблюдаемое число рассеяний 23, ожидаемое по теории 15,7). Этот избыток, как было показано, нельзя отнести за счет примеси π -мезонов или неточностей в измерении импульсов.

Первоначально этот избыток истолковывался как указание на наличие аномального рассеяния, однако, позже в работе^{/14/} нами были учтены дополнительно геометрические

искажения, которые из-за значительного угла входа частиц из масспектрометра в камеру Вильсона, давали существенные поправки (см. также ^{17/}). С учетом этой поправки имеет место удовлетворительное согласие эксперимента и теории во всем диапазоне углов.

Имея в виду значительные экспериментальные трудности, возникающие при исследовании рассеяния μ -мезонов, мы в 1955 г. спроектировали специальную установку для этой задачи.

Прямоугольная камера Вильсона с размером переднего стекла (60x40) см² позволяла с большой точностью измерять углы рассеяния частиц при пересечении ими расположенных внутри ее пластин ^{13/}. Схематический разрез камеры показан на рис. 4. Камера облучалась космическими μ -мезонами на уровне моря. Свинцовый блок, толщиной 1 м, отфильтровывал электроны и радиоактивные частицы. Так, примесь π -мезонов под фильтром составляла не более 0,1% от потока исследуемых μ -мезонов. Регистрация μ -мезонов, движущихся под малыми углами к вертикали, фотографирование с больших расстояний, позволили сделать пренебрежимо малыми геометрические поправки и оптические искажения.

Поскольку камера работала при относительно низком давлении (1,5 атм) были спроектированы специальные искровые клапаны, обеспечивающие быстрый сброс газа из расширительного объема камеры. Камера могла работать круглосуточно, причем термостабилизирующее устройство поддерживало постоянство температуры в пределах 0,5°.

В 1957 г. нами на этой установке были измерены угловые распределения рассеившихся μ -мезонов с импульсом (130±16) Мэв/с в пластинах бериллия толщиной 1 см ^{12/}. Если аномальное рассеяние существует и связано с некулоновскими взаимодействиями, то на легких ядрах, где "фон" кулоновского рассеяния мал, оно должно проявиться особенно четко.

Установка срабатывала от тройных совпадений и ряда счетчиков антисовпадений. Это соответствовало прохождению заряженной частицы через свинцовую пластинку и установке ее в двухсантиметровом свинцовом фильтре (рис. 5).

Среднее значение массы исследуемых частиц, измеренное по многократному рассеянию и пробегу, оказалось равным (213±10) m_e , где m_e - масса электрона.

Было зарегистрировано 2250 случаев рассеяния μ -мезонов в бериллиевых пластинах, причем не было найдено ни одного случая рассеяния на угол, проекция которого была более 6°, т.е. в той области, где фон кулоновского рассеяния был практически равен нулю.

Сопоставление экспериментальных и теоретических данных показывает хорошее согласие ($P\chi^2 = 60\%$) наблюдаемых угловых распределений с кулоновским рассеянием μ -мезонов на ядре Ве (рис. 6). Таким образом эта работа явилась первой, где не наблюдалось никакого аномального рассеяния в области малых импульсов. Набранная статистика позволила установить верхний предел для такого рассеяния $4 \cdot 10^{-28}$ см²/нукл.

На этой же установке с некоторыми изменениями (15 см фильтр установкой, иное расположение рядов совпадений и антисовпадений, дополнительный контрольный ряд антисовпадений, рис. 7) нами было измерено рассеяние μ -мезонов в 4-мм медных (интервал импульсов μ -мезонов от 85 до 144 Мэв/с) и железных пластинах (интервал импульсов μ -мезонов от 81,2 до 135 Мэв/с¹⁴). Всего было зарегистрировано 2350 случаев рассеяния. Масса рассеявшихся частиц, вычисленная по углам многократного рассеяния и пробегам, оказалась равной (209 ± 10) m_0 , т.е. в пределах ошибок совпадала с массой μ -мезона.

При вычислении остаточного пробега учитывалось отклонение угла входа μ -мезонов от вертикали. Были подробно проанализированы возможные ошибки в измерении импульсов μ -мезонов и углов рассеяния. Среднеквадратичная ошибка в измерении угла оказалась менее $0,5^\circ$. Поскольку измеренные значения углов рассеяния не превышали $\theta_{кр}$, для сопоставления с экспериментальными данными использовалась теория рассеяния на точечном ядре. Для всех импульсных интервалов, как для Си, так и для Fe, не наблюдалось разницы, выходящей за пределы статистических ошибок между теорией и экспериментом.

Представляет интерес объединить статистический материал, относящийся к различным пластинам и импульсным интервалам. Бете для точечного ядра вычислил универсальную функцию вероятности рассеяния от безразмерного параметра:

$$\phi_i = \frac{\theta_i}{B^{\frac{1}{2}} \xi}, \quad (1.1)$$

где θ_i - угол рассеяния в радианах,

B - слабо меняющаяся функция толщины пластины и импульса частицы, равная

$$B = 2G, \quad (1.2)$$

а

$$G = 5,66 + 1,24 \lg \frac{Z^{4/3} A^{-1} t}{1,13 \beta^2 + 3,76 \left(\frac{z}{137}\right)^2} \quad (1.3)$$

и

$$\xi = \frac{4\pi Ne^4 t Z(Z+1) z^2}{(p v)^2}, \quad (1.4)$$

где t - толщина пластинки,

$$\beta = \frac{v}{c} ; v - \text{скорость } \mu\text{-мезонов,}$$

Z - заряд рассеивателя,

N - число атомов в см³.

Для μ -мезона $z = 1$.

Суммарное угловое распределение для меди и железа по безразмерному параметру ϕ приведено на рис. 8. Критерий согласия эксперимента и теории $P \chi^2 = 40\%$.

Таким образом наблюдаемые угловые распределения полностью соответствуют предположению, что взаимодействие μ -мезона и ядра осуществляется электромагнитными силами.

Алиханян и Арутюнян^{/16/} измерили рассеяние медленных космических μ -мезонов в 7 мм свинцовых пластинках методом, использованном в работе^{/8/}. Общий пробег μ -мезонов составил 19 м. В области углов, где расхождение теоретических кривых для конечного и точечного ядра велико, авторы наблюдали удовлетворительное согласие с теоретической кривой, учитывающей конечные размеры ядра.

Параллельно с исследованием рассеяния μ -мезонов в космических лучах в 1956 г. нами были начаты подготовительные работы для постановки эксперимента на ускорителе^{/18/}.

На синхротроне ОИЯИ в облученной эмульсионной стопке НИКФИ-Р были изучены случаи однократного рассеяния медленных μ -мезонов. Для того, чтобы исключить фон π -мезонов, исследовались только следы частиц, имеющие на конце характерный след от $\bar{\mu} - e^-$ распада. Общая длина исследованных следов μ -мезонов в диапазоне импульсов (34-87) Мэв/с составила 90 см. Сопоставление экспериментальных результатов с формулой однократного рассеяния не обнаружило никаких отклонений от кулоновского взаимодействия μ -мезонов с ядрами (рис. 9).

Пузырьковые камеры, которые к этому времени начали использоваться в исследованиях на ускорителях, обладали целым рядом важных достоинств перед другими методами, в частности, методом фотоземельсий. Достаточно указать, что в пузырьковых камерах можно избежать усреднения при вычислении эффективного заряда рассеивателя.

Чидли и др.^{/19/} измеряли рассеяние μ -мезонов с энергией 23 Мэв в свинцовой пластинке (0,56 мм), помещенной внутри пропановой пузырьковой камеры. Авторы не наблюдали также отклонений экспериментальных данных от расчетных.

Однако при столь малых энергиях мюонов в тяжелом рассеивателе велик вклад многократного рассеяния. Кроме того необходимо учитывать потери энергии в свинцовом поглотителе после рассеяния, что трудно сделать заведомо корректным образом.

На наш взгляд представляла особый интерес возможность измерения однократного рассеяния медленных μ -мезонов в рабочем веществе пузырьковой камеры. Действительно, в пропане C_3H_8 рассеяние будет происходить в основном на углероде. Существенно, что если и имеется какое-то аномальное рассеяние, то наиболее четко оно должно проявиться на легком ядре в элементарном процессе, т.е. однократном рассеянии. Сложные пересчеты и усреднения, связанные с учетом кратного и многократного рассеяния, оставляют определенные сомнения в случаях, когда ожидаются нарушения в элементарном акте.

Пузырьковая пропановая камера размером $(370 \times 104 \times 100)$ мм^{3/21/} облучалась нами на синхротронном ОИЯИ^{/20/}. μ -мезоны, образовавшиеся от распада π -мезонов, фокусировались перед камерой магнитной лизой, задерживались и отфильтровывались от посторонних частиц слоями меди соответствующей толщины. Внутри пузырьковой камеры были также расположены 3 медные пластины по 0,5 см, чтобы увеличить диапазон импульсов рассеявшихся μ -мезонов.

Всего было зарегистрировано около 60 000 остановок отрицательных μ -мезонов. (Типичная фотография рассеяния и остановки μ -мезона приведена на рис. 10).

Для построения угловых распределений отбирались μ -мезоны, испытавшие однократное рассеяние по крайней мере за 1,5 см до остановки и распавшиеся с испусканием электрона в конце пробега. Идентификация по μ -распаду надежно отсекала фон посторонних частиц. Интервал энергий μ -мезонов, где было изучено однократное рассеяние, составил 10–30 Мэв. В окончательное угловое распределение были внесены поправки, связанные с конечными размерами пузырьковой камеры, на переброс частиц из одного углового интервала в другой, на примесь π -мезонов (π - μ -распад налету с имитацией рассеяния μ -мезона) и учет рассеяния на водороде.

Ошибка в измерении энергии μ -мезонов по пробегу составляла менее 1,5%. Два независимых просмотра позволили оценить полный поток μ -мезонов с точностью 2,3%, а пропуски случаев рассеяния оказались менее 1,5%.

Всего было прослежено свыше 2 км следов μ -мезонов в исследуемом интервале энергий и зарегистрировано 263 случая рассеяния на угол, проекция которого на плоскость фотографирования больше 15° .

Сопоставление экспериментальных данных проводилось с формулой Мотта, описывающей рассеяние дираковских частиц на точечном ядре. При проектировании распределения на плоскость эта формула имеет вид:

$$d\sigma_{\tau} = 4Z^2 \cdot r_0^2 \left(\frac{m_0 c}{p \beta} \right)^2 \left[\frac{\sin \phi + (\pi - \phi) \cos \phi}{\sin^3 \phi} - \frac{\beta^2}{2} \frac{(\pi - \phi) - \frac{\pi}{2} \cos \phi}{\sin \phi \cos \phi} \right] d\phi \dots, \quad (1.5)$$

где r_0 - классический радиус электрона,
 p и β - импульс и относительная скорость налетающей частицы,
 ϕ - проекция угла рассеяния.

Конечные размеры ядра учитывались введением формфактора F

$$d\sigma_k = F^2 d\sigma_T, \quad (1.6)$$

где σ_T - сечение рассеяния на точечном ядре, а σ_k на конечном. На основе осцилляторной модели /20/:

$$F^2 = \left[1 - \frac{a x^2}{2k^2(2+3a)} \right] \exp \left[-\frac{x^2}{4k^2} \right], \quad (1.7)$$

$x = q \cdot a$

где q - переданный импульс,

a - среднеквадратичный радиус ядра,

α - коэффициент, определяемый из экспериментальных данных по рассеянию электронов.

Экспериментальные и теоретические распределения с учетом конечного размера ядра согласуются при значении $P \chi^2 = 65\%$ (рис. 11). Согласие с моттовской кривой в диапазоне углов $85-180^\circ$ значительно хуже. Так, наблюдаемое число случаев в этом интервале углов $3 \pm 2,1$, ожидаемое по формуле Мотта - 10,25; а с учетом конечного размера ядра - 6,35. Подобный результат и следовало ожидать для μ -мезонов, если не приписывать им "аномальных" взаимодействий.

Таким образом и при изучении однократного рассеяния не обнаружено никаких отклонений при рассеянии μ -мезонов в области малых энергий от ожидаемого при учете только кулоновского взаимодействия.

К такому же выводу пришли в 1962 г. Цитрон и др., которые, используя μ -мезонный канал синхротрона в ЦЕРНе, измеряли рассеяние μ -мезонов с импульсом 240 и 180 Мэв/с в углероде /22/. Измерения проводились методом сцинтилляционных счетчиков в диапазоне углов от 30 до $72,5^\circ$. Толщина графитового рассеивателя составляла 10 и 5 см. Сравнение экспериментальных данных проводилось с формулой Мотта с учетом формфактора ядра.

Резюмируя, можно утверждать, что на основании работ /12,14,16,18,19,20,22/ наблюдаемые угловые распределения рассеявшихся на ядрах μ -мезонов в области импульсов менее 200 Мэв/с не отличаются от ожидаемых, если считать взаимодействие μ -мезонов и электронов с ядрами одинаковым. Следовательно, обнаруженное ранее "аномальное" рассеяние связано не со специфическими свойствами μ -мезонов, а обусловлено скорее всего неучтенными экспериментальными поправками.

Выполненные за последнее время эксперименты по рассеянию μ -мезонов в области больших энергий^{/24/} установили отсутствие аномального рассеяния и при больших передачах импульса q (450–850 Мэв/с). Разумеется, говоря об отсутствии аномалии в свойствах μ -мезона и электрона, мы не имеем в виду тонкие эффекты, связанные, например, с возможной нелокальностью слабых взаимодействий (промежуточный бозон, структура μ -мезон и т.д.), которые заведомо не могли проявиться в перечисленных выше экспериментах в области малых энергий.

Если предположить, что μ -мезон имеет структуру, которая характеризуется "размазкой" заряда по сфере с радиусом r_μ , то соответствующий формфактор F_μ^2 в формулах однократного рассеяния в первом приближении будет иметь вид:

$$F_\mu^2 = \left[1 - \frac{1}{6} r_\mu^2 q^2 \right].$$

Из опытов по рассеянию μ -мезонов верхний предел для

$$r_\mu \leq 0,69 \text{ ф} \quad (\text{Цитрон}^{/22/})$$

$$r_\mu \leq 0,40 \text{ ф} \quad (\text{Масек}^{/24/})$$

Измеренные с 2% точностью отношения гиромагнитного момента μ -мезона^{/25/} дают предел $r_\mu \leq 0,4 \text{ ф}^x$.

При оценке пределов r_μ в опытах по рассеянию μ -мезонов на ядрах предполагалось, что формфакторы ядер при рассеянии электронов и μ -мезонов одинаковы и электрон ведет себя как точечная частица.

Первое допущение устраняется при исследовании рассеяния μ -мезонов на электронах. Такая возможность была рассмотрена нами в работе^{/26/} применительно к μ -мезонам космических лучей. В таблице 1 приведены вычисленные значения изменения вероятности $\frac{\Delta W}{W}$ (в процентах) образования δ -электрона с энергией E , если приписать системе μ - e структуру, характеризуемую параметром "а". Как видно, в разумных пределах изменения $E = (10-100) \text{ Гэв}$ и $a = (0,3-0,7) \text{ ф}$, эффекты, связанные с введением формфактора, имеют величину порядка процентов. Главное, что ограничивает возможность постановки подобного эксперимента, — точность определения спектра космических μ -мезонов и энергии δ -электронов. Дальнейшие исследования в этом направлении продолжаются. В 1964 г. нами запущен ионизационный калориметр 10 м^2 , на котором начаты предварительные исследования. На рис. 12 показана фотография этого прибора.

x) В принципе отличие экспериментальных угловых распределений от ожидаемых может быть обусловлено нарушением законов электродинамики на малых расстояниях. При такой гипотезе обычно оценивается параметр Λ , связанный для случая опытов с μ -мезонами с r_μ соотношением $\langle r_\mu^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{6} \Lambda^{-1}$. В последней работе Рочестерской и Брукхавенской групп, доложенной Тинлотом на XII конференции по физике высоких энергий в Дубне, где изучалось рассеяние μ -мезонов с импульсами до 8 Гэв/с на водороде, предел Λ^{-1} оценивается как $0,07 \text{ ф}$.

§ 2. Некоторые распадные свойства μ -мезонов

После того, как Ли и Янг^{/31/} сформулировали идею о несохранении четности в слабых взаимодействиях, был предпринят в течение 1957 г. целый ряд экспериментов с целью проверки этой фундаментальной гипотезы.

Неинвариантность относительно операции P — пространственной инверсии должна сказываться, например, в корреляционных эффектах $(\vec{\sigma} \cdot \vec{p})$, где $\vec{\sigma}$ — спин и \vec{p} — импульс частицы.

При распаде поляризованных μ -мезонов в случае несохранения пространственной четности будет иметь место анизотропия в испускании электронов.

Ландау^{/32/}, Ли и Янг^{/33/} предположили далее, что при нарушении P четности одновременно нарушается и зарядовая четность C и, таким образом, в природе инвариантно всегда лишь (PC) преобразование, названное "комбинированной четностью". Инвариантность "комбинированной четности" соответствует нашим представлениям об однородности пространства. Нарушение четности в слабых взаимодействиях возродило идею о двухкомпонентном нейтрине. Согласно этой теории, угловое распределение электронов распада относительно спина μ -мезонов будет иметь вид:

$$dN \approx 2\epsilon^2 [(3 - 2\epsilon) \pm \xi \cos \theta (2\epsilon - 1)] d\epsilon d\Omega, \quad (1.8)$$

где ϵ — энергия электронов распада в единицах максимальной энергии при μ - e распаде, θ — угол между импульсом электрона, испущенного в пределах $d\Omega$ и спином μ -мезона,

ξ — параметр, зависящий от констант взаимодействия.

Интегрирование по всем энергиям дает:

$$dN \approx (1 \pm \frac{1}{3} \xi \cos \theta) d\Omega \approx (1 \pm a \cos \theta) d\Omega. \quad (1.9)$$

Для случая медленных μ -мезонов (с энергией равной энергии K -уровня мезоатома) система центра инерции μ -мезона совпадает практически с лабораторной системой и экспериментальные результаты могут быть непосредственно сопоставлены с (1.8) и (1.9).

Пузырьковая камера объемом 750 см^{3/34/} облучалась нами в π -мезонном пучке синхротрона ОИЯИ. π^+ -мезоны с энергией ~ 180 Мэв направлялись отклоняющим магнитом в коллиматор, а затем тормозились медным фильтром, так что остановки их происходили в рабочем объеме камеры^{/35/}. Схема опыта показана на рис. 13.

Чтобы избежать искажения углового распределения за счет прецессии остановившихся μ -мезонов в рассеянном магнитном поле ускорителя камера была заэкранирована, причем поле внутри экрана не превышало 1 гаусса. Всего было получено 8000 фотографий, на которых было обнаружено 6670 π - μ - e распадов.

Нами измерялось угловое распределение для проекций пространственных углов на плоскость наблюдения. Экспериментальное распределение удовлетворительно аппроксимировалось функцией $(1 + A \frac{\pi^2}{16} \cos \theta)$ при $A = -0,22 \pm 0,03$ (рис. 14). Коэффициент $\frac{\pi^2}{16}$ возникает при проектировании пространственных угловых распределений на плоскость. Измеренный коэффициент A не равен "а" в формуле (1.9) из-за деполяризации μ -мезонов. Если обозначить степень деполяризации через γ , то

$$A = a(1 - \gamma). \quad (1.10)$$

Значение γ было заимствовано нами из работ /36,37/, где одним методом измерялась деполяризация в углероде и пропане. При этом предполагалось, что деполяризация в чистом углероде отсутствует. Значение "а" оказалось равным $-0,33 \pm 0,06$. В таблице II приведены данные, полученные в то время по измерениям коэффициента асимметрии в пузырьковых камерах и фотоэмульсиях.

Существенно, что значения "а", полученные в разных работах и с различной методикой, совпадают в пределах статистических ошибок. Это, в частности, указывает на правильность учета деполяризации в среде.

Измеренное нами значение "а" находится в согласии с теорией двухкомпонентного нейтрино и (V-A) теорией слабых взаимодействий.

В то время представляло особый интерес исследование зависимости асимметрии в μ -е распаде от энергии электронов. Теория предсказывает эту зависимость в виде (1.8). Как следует из этой формулы, при достаточно малых энергиях электронов коэффициент асимметрии даже меняет знак.

В работе /39/ нами была предпринята попытка дискриминировать электроны распада по энергии, основываясь на многократном рассеянии частиц в рабочем веществе пузырьковой камеры.

В группу электронов с малыми энергиями были отобраны случаи, когда электроны испытали на длине пути 2 см пропана многократное кулоновское рассеяние на угол не менее 2° , что грубо соответствует граничной энергии для этих случаев (30-40) Мэв. Всего было найдено 980 таких случаев распада. Угловое распределение для этой группы распадов было практически изотропным

$$A_M = -0,01 \pm 0,08.$$

Угловое распределение для 1023 случаев "жестких" электронов (электроны, которые на протяжении 3-4 см длины пробега в пропане рассеялись не более чем на 2 мм) характеризовалось коэффициентом

$$A = -0,33 \pm 0,07.$$

Изменение коэффициента асимметрии с энергией согласуется с формулой (1.8). Качественно увеличение коэффициента асимметрии с энергией электронов распада было обна-

ружено нами также и при исследовании распада отрицательных μ -мезонов в фотоэмульсиях^{/40/}. Выполненные позже другими авторами более точные измерения позволили установить и количественное согласие изменения асимметрии от энергии при $\mu \rightarrow e$ распаде с $(V-A)$ теорией слабых взаимодействий.

Выше говорилось о задаче, где возникла необходимость оценки импульса частиц в пузырьковой камере без магнитного поля. Нами в работе^{/30/} была специально исследована возможность определения масс и импульсов заряженных частиц по многократному рассеянию в пропановой пузырьковой камере. Оказалось, что для определения импульса (точнее произведения $\Pi = p \beta c$) с точностью 15% для мезонов в области $\Pi \sim 100$ Мэв достаточно 25 см пробега в пропане, для протонов при $\Pi = 200$ Мэв 50 см. Приведенные в работе формулы на основе полученного экспериментального материала позволили оценить массы частиц, отобранных по вторичным признакам (характер распада или взаимодействие при остановке, градиент ионизации) с точностью 10-15%.

Развитый метод представляет интерес при использовании больших пузырьковых камер без магнитного поля, особенно при наполнении их тяжелыми жидкостями.

Говоря о распадных свойствах μ -мезонов, мы кратко остановимся на поисках распада μ -мезона типа $\mu \rightarrow e + \nu$.

Если предположить существование промежуточного бозона, то при разумных допущениях о величине его массы вероятность распада $\mu \rightarrow e + \nu$ будет $10^{-3} - 10^{-4}$ по отношению к обычной схеме распада $\mu \rightarrow e + \nu + \nu'$.

Тривиальным следствием распада $\mu \rightarrow e + \nu$ будет распад $\mu \rightarrow 3e$ с вероятностью, грубо говоря, в 100 раз меньшей, чем $\mu \rightarrow e + \nu$. Обнаружение такого распада и обсчет его кинематики значительно проще в обычно используемых устройствах для регистрации частиц.

Как было указано Понтекорво в 1959 г., распад $\mu \rightarrow e + \nu$ будет запрещен, если электронное и мюнное нейтрино не тождественны^{/41/}.

Обзор экспериментальных работ до 1959 г., относящийся к данной проблеме, содержится в докладе Алиханова^{/38/}.

Нами среди 60 000 $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ распадов, зарегистрированных в пузырьковой камере, был зарегистрирован один случай распада μ -мезона с испусканием трех электронов^{/42/} (рис. 15). Кинематический обсчет этого случая однако не позволяет его отождествить с $\mu \rightarrow 3e$ и естественным предположением является интерпретация этого случая как распада типа $\mu \rightarrow 3e + \nu_e + \nu_\mu$.

В настоящее время в связи с экспериментальным доказательством различия мюон-

ного и электронного нейтрино, отсутствие распадов $\mu \rightarrow 3e$ и $\mu \rightarrow e\gamma$ не может наложить запрет на существование промежуточных бозонов^{х)}.

§ 3. Вероятность захвата отрицательных μ -мезонов атомами

Судьба μ -мезона в конденсированной среде может быть подразделена на три последовательных этапа.

1) Замедление μ -мезона за счет электромагнитных потерь от начальной энергии до скоростей соответствующих скоростям орбитальных электронов.

2) Переход отрицательного μ -мезона в связанное состояние мезоатомов и достижение им конечного энергетического состояния на K -оболочке.

3) Распад или захват ядром μ -мезона с K -оболочки.

Поведение μ -мезона на первых двух этапах, с учетом сказанного в § 1, полностью описывается формулами электродинамики. На втором этапе в отличие от первого существенно большую роль играют запреты, связанные с дискретностью уровней электронов и μ -мезонов в атоме.

В настоящем параграфе мы кратко рассмотрим вопрос, который возникает при замедлении μ -мезона в веществе, представляющем химическое соединение; а именно, с какой вероятностью μ -мезон, затормозившийся до скоростей орбитальных электронов, захватится тем или иным атомом соединения.

Теоретическое рассмотрение этого вопроса было дано Ферми и Теллером в 1947 г.^{/49/}

Рассмотрев модель атома в виде вырожденного Ферми-газа, авторы показали, что энергетические потери в рассматриваемой области пропорциональны заряду Z соответствующего ядра и, предположив, что вероятность захвата W пропорциональна относительным потерям энергии, сделали заключение, что грубо должно выполняться соотношение (Z -зависимость):

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{k_1 Z_1}{k_2 Z_2}, \quad (1.11)$$

где K - концентрация атомов, а индексы 1 и 2 соответствуют номерам атомов.

Соответствующие результаты экспериментальных работ представлены в таблицах Ш, 1У и У.

В колонке 3 таблиц Ш, 1У и У указаны исследуемые компоненты смеси: компоненте в числителе приписывался индекс 1, а в знаменателе 2. В колонке 5 приведено вычисленное отношение вероятностей $(W_1 / W_2)_{\text{теор}}$ (согласно (1.11)). В 7-й колонке

х) В появившемся недавно обзоре Вайсенберга^{/48/} подробно рассмотрены вопросы, связанные с распадом μ -мезонов.

дано отношение ϕ измеренных на опыте и ожидаемых по (1,11) величин.

Как видно из таблиц, имеют место серьезные расхождения между экспериментальными данными и Z -зависимостью. Бейжаль и др.^{/57/} пытались аппроксимировать полученные результаты зависимостью типа $\frac{K_1}{K_2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} \right)^n$, где n - любое число. На рис.16 представлен график, заимствованный из этой работы. Авторы отмечают, что все их данные находятся в интервале $n = (1/2) - (3/2)$.

Нами были измерены отношения вероятностей захвата в двух галогенных соединениях LiCl и CsCl , а также в ZnO и сплаве CuAl ^{/80/}. В простейших бинарных соединениях должна четче проявляться основная закономерность.

Измерения проводились методом сцинтилляционных счетчиков. Принципиальная схема установки дана на рис. 17. Интервалы времени между остановкой μ -мезона и появлением электрона распада преобразовывались в амплитуды импульсов и измерялись 100-канальным амплитудным анализатором.

Отношение вероятностей захвата измерялось экстраполяцией кривых распада μ -мезонов, захваченных атомами, к началу отсчета времени. Обработка данных проводилась на вычислительной машине.

Результаты измерений также представлены в таблицах III и IV.

Мы обратили внимание на то, что отступление от Z -закономерности в неорганических соединениях и металлах имеет место в одну сторону, если принять во внимание сродство атомов к электрону. А именно, во всех указанных соединениях, кроме Sb_2O_3 , вероятность захвата μ -мезона у атомов с большим сродством к электрону не меньше, чем это предсказывается Z -закономерностью. Что касается Sb_2O_3 , то возможно, отклонение от замеченной тенденции связано с неточностью измерения величины сродства к электрону у сурьмы^{/58,59/}.

В органических соединениях экспериментальные данные скорее пропорциональны отношению концентрации атомов, чем отношению зарядов. Это, по-видимому, объясняется особенностями структуры органических молекул.

Итак, относительная вероятность захвата в химических соединениях в общем случае описывается более сложной зависимостью, чем прямая пропорциональность отношения зарядов.

Исследования вероятности захвата μ -мезонов атомами возможно окажется полезным для изучения и измерения параметров, характеризующих свойства молекул.

§ 4. Захват отрицательных μ -мезонов сложными ядрами

Исследование захвата μ -мезонов нуклонами является необходимым этапом проверки универсальности слабых взаимодействий, гипотезы сохранения векторного тока. Наличие в μ -захвате сильновзаимодействующих частиц приводит к перенормировке констант слабого взаимодействия и появлению в эффективном гамильтониане псевдоскалярного члена, величину которого следует измерить в эксперименте.

Измерение элементарного процесса μ -захвата в водороде



является наиболее прямым способом решения указанной программы. Однако сопоставление измеренных сечений (1.12) в жидком водороде с теорией универсального фермиевского взаимодействия (УФВ) осложняется интенсивными мезомолекулярными процессами. При сильной спиновой зависимости взаимодействия изменения состояний сверхтонкой структуры мезоатомов и мезомолекул существенно влияют на величину вероятности (1.12) /61/.

Исследования (1.12) в газообразном водороде пока не выполнены из-за огромных экспериментальных трудностей.

Что касается μ -захвата в сложных ядрах, то заведомо трудно утверждать, что эффективные константы взаимодействия будут в точности равны константам в реакции (1.12). Поэтому исследования μ -захвата в сложных ядрах имеют и определенный самостоятельный интерес.

Важная информация о μ -захвате получена при исследовании реакции



где в пределах 10% неопределенности наблюдалось согласие с теорией УФВ и был определен знак и пределы значения псевдоскалярной константы $g_{\mu p}^{\mu}$ /62/. Точность сведений о величине констант слабого взаимодействия при исследовании сложных ядер в настоящее время ограничивается не ошибками измерения вероятностей захвата λ захв. μ -мезонов, а неопределенностями в вычислении процессов, связанных с ядром.

Действительно, λ захв. в сложных ядрах зависит не только от параметров реакции (1.12), но и включает в себя члены, характеризующие атомные и ядерные свойства поглотителя.

Как известно, для точечного ядра λ захв. $\approx Z^4$. Конечные размеры ядер могут быть учтены заменой Z на Z эффект, который может быть вычислен и откорректирован данными по радиационным переходам в мезоатомах и рассеянию электронов на ядрах. Что касается волновых функций частиц в ядре и величин ядерных матрич-

ных элементов, накладываемых ограничениями на переходы $p \rightarrow n$ при μ -захвате, то при современном состоянии теории ядра они могут быть лишь грубо оценены на основании определенных модельных представлений.

При исследовании парциальных переходов типа (1.13) неопределенности расчета ядерных процессов частично обходятся за счет экспериментальных данных по β -распаду конечных продуктов.

Целью нашего исследования является анализ полных сечений захвата μ -мезонов некоторыми ядрами, где трудности учета ядерных явлений остаются в силе. Оказывается, что и в этом случае может быть получена некоторая информация о характере взаимодействий при μ -захвате. Главным же аспектом является вопрос о достоверности модельных представлений и методов расчета ядра. Можно надеяться, что измеренный с хорошей точностью и охватывающий широкий круг ядер экспериментальный материал стимулирует поиски корректных способов расчета ядерных явлений, а это, в свою очередь, позволит уточнить наши сведения о элементарных процессах слабого взаимодействия.

Нами были измерены полные вероятности захвата μ -мезонов в чистых изотопах $^{58}_{Ni}$, $^{60}_{Ni}$ и $^{50}_{Cr}$, $^{52}_{Cr}$, $^{53}_{Cr}$, $^{54}_{Cr}$ /73/. Интерес к исследованию этих ядер состоит в следующем:

1) представляется возможность проследить ход изотопического эффекта более чем на двух изотопах;

2) изотоп $^{52}_{Cr}$ содержит замкнутую оболочку по нейтронам, что может сказаться на зависимости изотопического эффекта от числа нейтронов;

3) наличие замкнутой оболочки в $^{52}_{Cr}$ по нейтронам и в $^{58}_{Ni}$ по протонам облегчает расчеты по оболочечной модели и, как будет показано ниже, даст возможность получить информацию о соотношении фермиевской G_F и гаммов-теллеровской G_{GT} констант в слабом взаимодействии.

Измерения проводились на пучке μ -мезонов синхроциклотрона ОИЯИ. Схема установки приведена на рис. 18. Методика измерений аналогична той, которая использовалась при исследовании захвата μ -мезонов атомами химических соединений (см. § 3). На рис. 19 показана типичная распадная кривая, снятая на установке.

Мишени изотопов никеля изготавливались в виде набора металлических фольг, а хрома - в виде порошка двуокиси.

При расчетах и анализе использовались следующие данные:

1) Фон случайных совпадений измерялся на опыте из временного распределения при $t < 0$.

2) При работе ширины каналов временного анализатора были равны $\Delta t = 11,3$ и $19,6$ нсек. Величина Δt определялась методом "статистической калибровки". Стабильность Δt в течение времени измерений была постоянной в пределах $0,3\%$.

3) Для контроля на данной установке были измерены λ захв. для кислорода и углерода. Соответствующее значение для кислорода было получено при исследовании захвата μ -мезонов в воде и находится в хорошем согласии с последними результатами Экхауза и др. ^{/65/} и в противоречии с более ранними измерениями Сенса ^{/66/}.

Измерение вероятности захвата в углероде использовалось в качестве рабочей калибровки всей аппаратуры и проводилось периодически во время всех измерений через каждые $1,5-2$ часа. Построенное распределение λ захв. углерода для суммы выборок, объемом $5 \cdot 10^4$ каждая, дало возможность получить ошибку измерений, включающую в себя погрешности, связанные с работой электронной аппаратуры. Аналогичная операция была проведена и для серий экспериментов с Ni и Cr. Результаты измерений приведены в таблице У1. Как видно из таблицы, изотопический эффект заметно превышает величину ошибок λ захв.

Представляет интерес сравнить полученные данные с формулой Примакова ^{/63/}. Примаков на основе статистической модели, с учетом принципа Паули, получил следующую зависимость λ захв. для ядра с числом нуклонов A от λ (1.1) усредненного по спиновым состояниям сечения захвата μ -мезонов в водороде:

$$\lambda_{\text{захв.}} = \gamma \lambda(1,1) Z^4_{\text{эфф.}} \left(1 - \delta \frac{A-Z}{2A} \right), \quad (1.14)$$

где γ - коэффициент, учитывающий изменение фазового объема нейтрино,

δ - коэффициент корреляции. При выводе (1.24) членами $\sim 1/A$ пренебрегалось.

На рис. 20 показана зависимость $\frac{\lambda_{\text{захв.}}}{Z^4_{\text{эфф.}}}$ как функция относительного избытка нейтронов. Помимо наших данных здесь были использованы результаты работ ^{/66,68/}, где измерялись λ захв. для ядер тяжелее кальция. Как видно, зависимость (1.14) близка к экспериментальным значениям в области тяжелых ядер (экспериментальные точки группируются около прямой). Однако в области средних ядер заметен значительный разброс точек, поэтому больший интерес представляет сравнение экспериментальных данных с расчетами, выполненными на основе ядерных оболочек, более детально учитывающих индивидуальные особенности ядер. Методика и анализ таких расчетов изложены подробно в работах Толхука ^{/69,70/}. Используя значения матричных элементов, полученные Толхуком для бесконечной потенциальной ямы с радиусом $R = r_0 A^{-1/3}$, где $r_0 = 1,15f$, мы получили значение λ захв., которые приведены для соответствующих ядер в таблице У1. Там же приведены значения λ захв. ^{40}Ca , двойного магического ядра, расчет для которого был выполнен в работе ^{/70/}.

Как указывает Толхук, изменение формы и глубины ямы дает эффект в конечном результате порядка нескольких процентов.

В 4-м столбце таблицы приведено отношение теоретических и экспериментальных значений $\lambda_{\text{захв}}$ для исследованных ядер. Хотя имеется значительное расхождение между расчетными и измеренными значениями, примечательно, что это отношение для различных ядер заключено в сравнительно узком интервале 1,6–1,8. Такого же масштаба расхождения наблюдаются и при расчете фотоядерных реакций по одночастичной оболочечной модели. Скорее всего причина разногласия расчетных и экспериментальных данных состоит в необходимости учета остаточного взаимодействия между нуклонами, т.е. взаимодействия, которое не сводится к самосогласованному полю ^{71,72/}. По-видимому, эта же причина приводит и к разногласию относительного хода изотопического эффекта с расчетами по одночастичной модели при переходе через замкнутую подоболочку. На рис. 21 показаны измеренные и вычисленные значения $\lambda_{\text{захв}}$ для изотопов хрома, нормированные на вероятность захвата в Cr^{52} . Таким образом, по крайней мере 5% разницы в вычисленных и измеренных значениях $\lambda_{\text{захв}}$ следует отнести за счет неучтенных индивидуальных особенностей ядер.

Как известно, полная эффективная константа G связана с фермиевской G_T и гаммов-теллеровской G_{GT} феноменологическими константами слабого взаимодействия соотношением:

$$G^2 = (\alpha_1 G_F^2 + \alpha_2 G_{GT}^2) . \quad (1.15)$$

В случае захвата μ -мезона ядром, с полностью замкнутыми оболочками, усреднение по спиновым состояниям нуклонов в теории УФВ приводит к значению $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 3$. Это соотношение должно наиболее существенно измениться для ядер, у которых заполнена лишь одна из подоболочек, например, с $j = l + \frac{1}{2}$, а другая с $j = l - \frac{1}{2}$ не заполнена. Именно такое положение осуществляется для выбранных нами изотопов с числом нуклонов $N = 28$. Действительно, при $N = 28$ подоболочка $1f_{7/2}$ полностью заполнена, а $1f_{5/2}$ – не заполнена. Таким образом, отношение вероятностей захвата ядер с замкнутой (или почти замкнутой) подоболочкой к вероятности захвата μ -мезонов двойным магическим ядром, например Ca_{40} , в принципе дает возможность установить присутствие при μ -захвате G_F и G_{GT} . Подобная попытка представляется оправданной, поскольку, как было показано выше, отношения вероятностей, измеренных на опыте и вычисленных по оболочечной модели, близки друг к другу для различных ядер.

На рис. 22 приведено распределение отклонений

$$\delta_i = \left[\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_{Ca}^{40}} \right)_a - \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_{Ca}^{40}} \right) \right] \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_{Ca}^{40}} \right)^{-1} , \quad (1.16)$$

где индекс i относится к исследуемым нами изотопам. Член с индексом a в (1.16)

вычислен для УФВ, чисто фермиевского ($G_{\text{ст}} = 0$) и гаммов-теллеровского взаимодействий ($G_{\text{F}} = 0$). Как видно, лучше всего согласуется с экспериментальными значениями расчет для случая УФВ.

x
x x

Дальнейший прогресс в исследовании свойств медленных μ -мезонов связан с использованием пучков большой интенсивности и малой примесью сильно взаимодействующих частиц ^{/75/}.

Такой канал μ -мезонов был спроектирован и создан в ОИЯИ ^{/74/}. 28 квадрупольных линз фокусируют образующиеся при распаде налету μ -мезоны вдоль оси пучка. Трехсекционный анализирующий магнит в конце 14 метрового канала отсекает оставшиеся π -мезоны и дополнительно фокусирует мюоны.

Эффективность работы канала существенно зависит от оптимального расположения канала по отношению к ускорителю. При этом в сильной степени сказываются факторы, присущие конкретным особенностям ускорителя.

На основании расчетов, проведенных нами ^{/76,77/}, было найдено наилучшее положение канала, которое впоследствии было откорректировано при измерениях потока частиц, захватываемых головной частью тракта.

При расчете траекторий π -мезонов в ускорителе была указана возможность увеличения интенсивности пучков π -мезонов при определенных смещениях мишени по радиусу за счет усиления фокусирующего действия поля ускорителя ^{/78/}.

Предварительные измерения параметров пучков частиц, которые явились завершением работ по основной настройке канала, характеризуются следующим ^{/79/}: поток μ -мезонов с импульсом 130 Мэв/с около $3 \cdot 10^4$ /сек на площадь 80 см^2 . Примесь π -мезонов среди остановившихся μ -мезонов составляет менее 0,4%. На рис. 23 приведена зависимость интенсивности частиц, как функция тока анализирующего магнита, полученная в одном из предварительных опытов.

Запуск канала для физических измерений дает возможность постановки эксперимента по захвату μ -мезона в газообразном водороде, прецизионных измерений спектра электронов при μ -распаде и целого ряда других задач либо невыполнимых при отсутствии чистого пучка μ -мезонов, либо требующих существенно больших затрат времени работы ускорителя.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕДЛЕННЫХ π -МЕЗОНОВ§ 1. Упругое рассеяние π -мезонов с энергией (5-22) Мэв на углеводе

Исследование рассеяния очень медленных π -мезонов позволяет получить данные о взаимодействии π -мезонов с ядрами в S состоянии, поскольку вклад от волн с $l \neq 0$ при энергиях в несколько Мэв практически мал.

Как известно, сдвиг уровней в π -мезоатомах позволил сделать фундаментальный вывод об отталкивании π -мезонов и нуклонов при энергиях, соответствующих нижним уровням мезоатомов. Однако, строго говоря, этот вывод относится только к отрицательным π -мезонам с энергией, фиксируемой свойствами мезоатома. Измерение рассеяния π -мезонов очень малых энергий позволяет снять эти ограничения и независимо исследовать характер взаимодействия в S -состоянии. Целесообразность таких прямых исследований подкреплялась известными противоречивыми выводами, предсказываемыми на основе разных модельных представлений.

Так, расчеты, выполненные в работе ^{/81/} на основе оптической модели ядра, которые хорошо согласовались с экспериментальными данными для энергий π -мезонов выше 30 Мэв, предсказывали небольшой по величине, но отрицательный по знаку потенциал взаимодействия при энергии π -мезона вблизи нуля. Таким образом, на основе этой модели следовало ожидать, что π -мезон и ядро должны испытывать силы притяжения вплоть до самых малых энергий.

В экспериментальном отношении измерения взаимодействий медленных π -мезонов не менее трудны, чем исследования μ -мезонов, хотя характер трудностей здесь несколько иной. Не случайно, что до появления методики пузырьковых камер данные об упругом рассеянии π -мезонов с энергией ниже 30 Мэв на сложных ядрах полностью отсутствовали. В счетчиковых устройствах в камерах Вильсона невозможно было снизить энергетический порог, используя плотную мишень, в фотоэмульсиях при огромном фоне кулоновского рассеяния бессмысленно пытаться выделить упругое ядерное рассеяние, когда заряды ядер компонент эмульсии разнятся столь широко. Нами для измерения упругого рассеяния π -мезонов была использована пузырьковая пропановая камера. Легко учитываемая поправка рассеяния на водороде позволяет получить экспериментальные данные о рассеянии π -мезонов на углеводе.

В первой нашей работе пузырьковая камера объемом 750 см^3 была облучена пучком положительных π -мезонов на синхротроне ОИЯИ ^{/82/}. Исследовались π -мезоны в диапазоне энергий от 5 до 22 Мэв. Идентификация π -мезонов проводилась по характерному $\pi - \mu - e$ распаду внутри камеры, а их энергия определялась по

остаточному пробегу после однократного рассеяния. Для построения угловых распределений отбирались случаи рассеяния, для которых проекция угла на плоскость наблюдения превышала 15° .

В работе /83/ на увеличенной статистике (8700 следов π -мезонов) был выполнен анализ полученных распределений.

Трехкратный выборочный просмотр и определенные критерии для отбора следов π -мезонов, перечисленные в работе, позволили свести к незначительной величине ошибку в измерении потока π -мезонов. Были оценены также геометрические поправки, поправки за счет распадов π -мезонов на лету, вклад неупругого рассеяния и т.д.

Сечение неупругого рассеяния быстро падает с уменьшением энергии и при энергии α менее 30 Мэв практически равно нулю /84-87/.

Фазовый анализ был проведен на основе сопоставления экспериментальных данных с формулой дифференциального углового сечения рассеяния на ядре с зарядом Z для малых энергий:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{c^2}{4k^2} \left| \frac{\exp\{-i\alpha \ln \sin^2(\Theta/2)\} + \frac{i}{\alpha} (e^{2i\eta_0} - 1) + \frac{3i}{\alpha} \frac{1+i\alpha}{1-i\alpha} (e^{2i\eta_1} - 1) \cos \Theta \right|^2, \quad (2.1)$$

где $\alpha = \frac{Ze^2}{h\theta}$; η_0 , η_1 , соответствующие сдвиги фаз для S и P волн. Вклад волн с $\ell > 1$ не учитывался. Формула (2.1) справедлива в случае бесконечно тяжелой массы ядра мишени, что при рассеянии π -мезонов на углероде выполнялось с достаточной точностью. Поскольку в нашей работе измерялись проекции углов, то для анализа экспериментальных данных зависимость (2.1) была спроектирована на плоскость.

Значения сдвигов фаз находились методом наименьших квадратов с учетом ошибок эксперимента на вычислительной машине.

Поглощением π -мезонов в исследуемом интервале и энергий пренебрегались. Анализ, данный в работе /83/, показал, что учет фазы поглощения изменит дифференциальное сечение не более, чем на 5%. Это значительно меньше ошибок измерения.

Набор фаз для трех диапазонов энергий, который отвечает критериям Колмогорова ($P\chi^2 = 80\%$) и устойчивости решений с изменением энергии, приведен в таблице УШ. Здесь исследуемый энергетический интервал разбит на три подинтервала (5-8) Мэв, (8-15) и (15-22) Мэв.

Отрицательный знак сдвига фазы соответствует положительному потенциалу, т.е. силам отталкивания в S -состоянии. Как указывалось выше, в области энергии (30-125) Мэв знак потенциала отрицателен. Кажущееся противоречие устраняется, поскольку в последнем случае, очевидно, преобладает рассеяние в P -состоянии.

Прямым способом определения знака потенциала является сравнение угловых распределений положительных и отрицательных π -мезонов при одной и той же энергии. Поскольку изоспин углерода равен нулю, сдвиги фаз для π -мезонов обоих знаков будут одинаковы. Однако в области углов, где сказывается интерференция между кулоновскими и ядерным рассеяниями, угловые распределения положительных и отрицательных π -мезонов должны быть различны в зависимости от знака π , естественно, величины сдвига фаз. С той же методикой в интервале энергий (5-15) Мэв нами было исследовано рассеяние около 20000 отрицательных π -мезонов /80/.

В данном случае идентификация π -мезонов проводилась по характерным звездам при остановке π -мезонов в пропане.

В таблице IX приведены дифференциальные сечения положительных и отрицательных π -мезонов в тех же угловых интервалах и при энергиях (5-8) и (8-15) Мэв. Из сопоставления этих данных видно, что в диапазоне углов от 15 до 120° угловые распределения положительных π -мезонов значительно превышают соответствующие распределения отрицательных. Как показывает расчет, именно в этом интервале углов существенен вклад интерференционных членов. Таким образом, можно сделать вывод о том, что знак потенциала взаимодействия между π -мезоном и ядром углерода при энергиях (5-15) Мэв положительный. Специальный фазовый анализ в случае рассеяния отрицательных π -мезонов не производился.

Вместе с тем, имея в виду, что при сложении соответствующих угловых распределений для положительных и отрицательных π -мезонов интерференционные члены выпадают, можно получить угловое распределение чисто ядерного рассеяния π -мезонов на углероде.

§ 2. Поглощение отрицательных π -мезонов в углероде

Выяснение механизма захвата π -мезонов в сложных ядрах представляет интерес как с точки зрения исследования свойств π -мезонов, так и в основном для получения информации о внутриядерных взаимодействиях.

В настоящее время имеется достаточно большое количество экспериментальных работ, посвященных этому вопросу, первые из которых выполнены вскоре после открытия π -мезонов.

Известная несогласованность выводов разных работ относится в первую очередь к вопросу - происходит ли захват отрицательного π -мезона одним из протонов ядра с последующей передачей энергии другим нуклонам, или в первичном акте захвата принимают участие несколько нуклонов /82,83,84/.

В отличие от фотоэмульсии в пропановой пузырьковой камере представляется возможность исследовать процесс захвата π -мезонов на чистом углероде, хотя энергетические пороги регистрации вторичных частиц выше, чем в фотоэмульсиях и камерах Вильсона. Нами^{/85,86/} в 4-литровой пузырьковой камере было исследовано около 3500 остановок отрицательных π -мезонов. Для анализа распределения числа лучей в звездах отбирались случаи, где в рабочем объеме камеры был четко виден градиент ионизации и многократное рассеяние, указывающие на то, что имела место остановка мезона за счет ионизационных потерь. Были учтены соответствующие поправки на звезды, образуемые μ -мезонами (примесь мюонов 10%), и имитацию однолучевых за счет распадов π -мезонов на леты (2%).

Распределения углов между направлением движения π -мезона и вторичным лучом в однолучевых звездах полностью изотропны, что соответствует, в частности, представлению о том, что нами исследуются действительно звезды от остановившихся π -мезонов. Заниженные значения ординат в этом распределении (рис. 24) в области углов около 0 и 180° объясняются тем, что однолучевые звезды, с лучом, совпадающим по направлению со следом π -мезона, частично относились к событиям безлучевых остановок. Вычисленная на этом основании поправка 12,7% была учтена при анализе π -мезонных звезд по числу лучей^{x)}.

Анализ ионизации и рассеяния следов частиц, а также данные о идентификации продуктов захвата в работе Амираджи^{/87/} позволяют предположить, что практически все следы, наблюдаемые нами в звездах, обусловлены протонами.

В таблице X сопоставлены экспериментальные значения вероятности образования звезд как функции числа лучей с вычисленными для случая захвата π -мезона в углероде парой нуклонов и последующего однократного рассеяния нуклона внутри ядра.

Расчетное значение, которое приведено в таблице, получено методом наименьших квадратов при вариации относительной вероятности захвата π -мезона (pp) и (pp) парой и вероятности столкновения быстрого нуклона с нуклонами ядра. Решения, удовлетворяющие критерию согласия, соответствуют вероятности захвата (pp) парой, в 2-3 раза превышающей вероятность (pp) , и вероятности рассеяния нуклона внутри ядра углерода (60-80%).

Остановимся более подробно на аргументах в пользу двуноуклонного механизма и сопоставим полученные оценки с другими экспериментальными данными.

x) Такая же картина наблюдалась нами при исследовании угловых распределений при π - μ распадах^{/88/}. Анализ показывает, что относительно малое число случаев испускания μ -мезонов в области углов около 0 и 180° по отношению к направлению следа π -мезона не дает оснований для заключения об анизотропии при π - μ распаде, о которой сообщалось в недавней работе Х.Голубея и др.^{/88/}.

Важную информацию о механизме захвата π -мезонов можно получить из исследования распределения углов между лучами в двухлучевых звездах и наиболее энергичным лучом и остальными в звездах с числом лучей > 2 .

Существенно, что во всех этих распределениях четко наблюдается максимум в области углов $100-160^\circ$. Если бы имело место распределение энергии π -мезонов между всеми нуклонами ядра, естественно было бы ожидать изотропии в угловом распределении. Вместе с тем в случае захвата π -мезона одним нуклоном (однонуклонный механизм) анизотропия может возникнуть при испарении протонов движущимся остаточным ядром. Простые расчеты показывают, что даже в предположении, что вторичные частицы, возможно, являются дейтонами или тритонами, максимальное значение коэффициента анизотропии для однонуклонного механизма не может превысить 1,5 в то время, как в эксперименте для двухлучевых звезд он равен 4,7.

На рис. 25 показано угловое распределение для двухлучевых звезд. Сплошной линией нанесено ожидаемое распределение для случая захвата пиона двумя нуклонами ядра (70% (pp) и 30% парами (pp)). При расчете предполагалась изотропия рассеяния нуклонов в системе центра инерции.

При тех же исходных данных, но с учетом принципа Паули был сделан расчет методом Монте-Карло на вычислительной машине. Ядро рассматривалось как вырожденный Ферми-газ в потенциальной яме 33 Мэв. Результаты приведены в таблице X1.

Представляет интерес сравнить энергетические спектры протонов в μ -мезонных звездах с данными расчета, основанного на различных предположениях о механизме захвата μ -мезонов.

Экспериментальные энергетические распределения для одно- двух- и трехлучевых звезд имеют общие закономерности:

- 1) большая часть вторичных частиц имеет энергию менее 20 Мэв,
- 2) верхняя граница спектров соответствует энергии протонов 70 Мэв.

Последнее обстоятельство прямо говорит в пользу двухнуклонного механизма поглощения пионов. Действительно, из закона сохранения энергии легко установить, что взаимодействие π -мезона даже с группой четырех нуклонов сдвинет граничную энергию до 110 Мэв.

Если учесть набранную статистику и эффективность регистрации камерой протонов с энергией ≈ 100 Мэв, можно оценить, что многонуклонный механизм (захвата комплексов нуклонов ≥ 4) не дает вклада более 20% при поглощении π -мезонов углеродом.

Существенно, что в области пробегов, соответствующих энергии протонов 70 Мэв, не могут оказаться дейтоны или тритоны, так как это противоречило бы энергетическому

балансу реакции. С другой стороны, выполненные методом Монте-Карло расчеты двух-нуклонного механизма захвата с теми же предположениями, о которых шла речь при анализе угловых распределений, дают функцию вероятности энергии протонов, близкую к наблюдаемой на опыте (таблица XII).

Таким образом, совокупность данных по числу лучей в звездах при остановках пионов в углероде, их угловые и энергетические распределения говорят в пользу двух-нуклонного механизма захвата пионов, причем вероятность захвата ($\rho\rho$) парами близка к 70%, а (ρp) парами - к 30%. Полученные данные о захвате пионов в углероде при энергии от 30 до 200 Мэв /82,98/ находятся в согласии с этим выводом и, следовательно, можно думать, что механизм захвата пионов в диапазоне энергии до 200 Мэв одинаков.

Г л а в а Ш

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ K_2^0 -МЕЗОНОВ

Разнообразие модификаций распадов K -мезонов дает широкие возможности проверки предсказаний теории на основе принципов симметрии и законов сохранения /100/. Экспериментальные данные о существовании распадов заряженных K -мезонов на два и три π -мезона послужили, как известно, толчком к открытию несохранения четности в слабых взаимодействиях.

Уже первые сведения о свойствах нейтральных K^0 -мезонов потребовали введения новых представлений, относящихся только к этим частицам. Действительно, из опыта было установлено, что K^0 -мезон имеет античастицу \bar{K}^0 , с ней не совпадающую, т.е. K^0 и \bar{K}^0 не являются собственными состояниями оператора зарядового сопряжения.

С другой стороны, K^0 и \bar{K}^0 испытывали распад на два π -мезона. Нетрудно видеть, что виртуальный процесс $K^0 \rightarrow 2\pi \rightarrow \bar{K}^0$ дает возможность перехода частиц в античастицы. Геллман и Пайс предположили, что в действительности K^0 и \bar{K}^0 -мезоны представляют суперпозицию двух компонент K_1^0 и K_2^0 , обладающих различной зарядовой четностью и, следовательно, различными схемами распада:

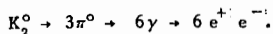
$$K^0 = \frac{K_1^0 + \bar{K}_2^0}{\sqrt{2}} \quad K^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad (3.1)$$

Нетрудно видеть, что комбинированная четность K_1^0 -мезона положительна $PC=+1$, а у K_2^0 -мезона отрицательна. Таким образом, если исходить из закона сохранения комбинированной четности (полагая спин K -мезонов равным нулю), то нужно сделать вывод, что распад на два пиона могут испытывать только K_1^0 мезоны, в то время как K_2^0 мезоны должны распадаться на $3\pi^0$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ мезоны.

Не останавливаясь далее на описании свойств K_1^0 и K_2^0 мезонов, отметим только, что если правило отбора $\Delta T = \frac{1}{2}$ справедливо, то должны существовать следующие соотношения для различных мод распада K_2^0 -мезонов:

$$\frac{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} = 1,84 \quad \frac{W(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} = 0,236. \quad (3.2)$$

Очевидна трудность обнаружения распадов $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$, так как событие регистрируется лишь по продуктам в третьем поколении:



Ситуация в эксперименте к началу наших измерений состояла в следующем: если в работах дубненской группы /101, 102/ можно было считать распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ надежно установленным, то что касается распада $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ имеющиеся опытные данные скорее можно было характеризовать как указание на его существование.

В работе /103/ наблюдавшиеся в камере Вильсона 11 одиночных электронных пар были истолкованы как пары Далица от $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ распадов. В работе /104/ два события с тремя γ -квантами идентифицировались как $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ распады.

Для исследования распадных свойств K_2^0 -мезонов нами была спроектирована и изготовлена 570 литровая пузырьковая камера, наполненная фреоном /105/.

В большой пузырьковой камере с тяжелым наполнителем появляется возможность эффективно регистрировать электронные пары, принадлежащие событиям с испусканием π^0 -мезонов или γ -квантов.

До настоящего времени эта камера является крупнейшей пузырьковой камерой с тяжелой жидкостью. Отличительной стороной ее конструкции является предельная простота и, следовательно, надежность в работе. Схематический разрез и фотография камеры приведены на рис. 26 и 27.

Как уже упоминалось, камера наполнялась равной смесью фреонов 12 и 13 при плотности $1,2 \text{ г/см}^2$. Рабочая температура смеси 28°C , упругость пара 24 атм. Камера управлялась трехступенчатым клапаном с диаметром выходного отверстия 100 мм. Цикл работы камеры после откладки был доведен до нескольких секунд /106/. Ядерный пробег в рабочей жидкости был приблизительно равен диаметру камеры, а радиационная длина $1/4$ диаметра. Возможность определения импульса частиц (точнее p/β) по многократному рассеянию при пересечении частицы диаметральной части камеры характеризуется величиной ошибки 20% при импульсе 0,5 Гэв/с.

Камера облучалась на синхрофазотроне ОИЯИ. Схема эксперимента показана на рис. 28 /107/. Пучок нейтральных частиц выводился из ускорителя под углом 90° . На расстоянии от мишени до камеры равно 15 м у нейтральных K^0 -мезонов, родившихся при соударениях 10 Гэв нуклонов, компонента K_1^0 практически полностью распадается.

Чтобы уменьшить фон от быстрых нейтронов, вблизи ускорителя устанавливался медный фильтр. Относительно обогащение нейтрального пучка K^0 -мезонами возникло за счет разницы в сечениях взаимодействия нейтронов и K^0 -мезонов.

Всего было получено около 50000 стереофотографий^{/108/}. Отбирались снимки, где находилось три и более электронные пары. Характеристикой сходимости пар, т.е. принадлежности их к событию типа $K_2^0 + 3\pi^0$ при проектировании события на плоскость фотографирования являлся параметр h .

Параметр h определялся как кратчайшее расстояние от точки пересечения направлений двух ближайших электронных пар до направления третьей пары. Если число пар было более трех, для построения гистограмм использовалось максимальное значение h .

На рис. 20 приведены гистограммы по параметру h для трех, четырех и пяти электронных пар. В последнее распределение включено также событие с 6 электронными парами.

Чтобы оценить фон случайных наложений была построена гистограмма рис. 20г), на которой величина h измерена от точки пересечения двух γ -квантов на одной фотографии до направления γ -кванта на другой, случайно выбранной фотографии, совмещенной с первой.

Из сопоставления гистограмм (сплошной линией отмечен фон случайных наложений) отчетливо выделяется максимум в области малых значений h , который несомненно связан с физическим явлением. Действительно, число частиц в максимумах за вычетом фона в пределах статистических ошибок не меняется при выборе граничного значения h от 3,5 до 10 см. Экспериментальные данные для событий с $h \leq 4,5$ см собраны в таблице XIII.

В первом столбце приведено полное число наблюдавшихся событий, а во втором - число, которое может быть связано со случайными наложениями.

В условиях нашего эксперимента часть зарегистрированных нами случаев может быть обусловлена распадами K_1^0 -мезонов, а также ядерным взаимодействием быстрых нейтронов и K -мезонов. Соответствующие оценки приведены в третьем и четвертом столбце.

Для оценки потока регенерированных K_1^0 -мезонов исследовались V события, плоскость распада которых составляла с направлением первичного пучка угол $< 15^\circ$ (угловая расходимость первичного пучка 1°). Было найдено 182 события не противоречащих кинематике распада $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Поскольку вероятность конверсии γ квантов с энергией ≈ 150 Мэв в нашей камере 0,43 можно оценить максимальный вклад, который могут внести распады K_1^0 мезонов в наблюдаемые явления.

Анализ ядерных расщеплений с испусканием быстрых π -мезонов показал, что в наших условиях в 80% такие расщепления сопровождаются следами медленных протонов. Оценка фона, соответствующая этому процессу, была получена на основании данных о следах медленных протонов в области пересечения биссектрис электронных пар.

В последнем столбце таблицы приведены данные, которые следует отнести полностью за счет распадов $K_2^* \rightarrow 3\pi^0$. Полученный результат следует рассматривать как надежное доказательство существования распада K_2^* на три нейтральных пиона.

Помимо этих событий в камере было зарегистрировано 1855 V -событий (эффективность просмотра, как было показано, оказалась одинаковой для регистрации V -событий и трех и более электронных пар). После оценки вклада в эти процессы ядерных взаимодействий и распадов $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, а также с учетом эффективности регистрации γ -квантов было получено отношение распадов ко всем распадам K_2^0 -мезонов. Оно оказалось равным $0,2 \pm 0,06$. Ошибка учитывает не только статистические погрешности, но и неопределенности в регистрации γ -квантов. Полученный результат находится в согласии с теоретическими предсказаниями (3,2).

В работе /109/ нами были исследованы также распады $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \equiv (+-0)$. Для анализа сходимости γ -квантов в этом случае строились распределения по h : расстоянию от вершины V события до направления электронной пары. (В случае двух пар до наиболее удаленной).

Соответствующие распределения приведены на гистограммах (рис. 30). Гистограмма 30б соответствует фону случайных наложений.

Исследования распадов $K_2^0(+ - 0)$ были проведены на части полученного в эксперименте материала. Поэтому для вычисления отношения $\frac{K_2^0(000)}{K_2^0(+ - 0)}$ была использована только та часть статистического материала по $K_2^0(000)$ распадам, которая относилась к обработанной серии для распадов $K_2^0(+ - 0)$. В этой серии оказалось 33 распада типа $K_2^0(+ - 0)$ и 56 распадов типа $K_2^0(000)$.

Однако для получения отношения мод распадов необходимо было более точно вычислить эффективность регистрации γ -квантов. Такие вычисления были проделаны разными способами и дали согласующиеся значения. Наиболее достоверное значение было рассчитано на вычислительной машине методом Монте-Карло и оказалось равным $0,40 \pm 0,02$.

$$\text{Соответственно отношение } \frac{K_2^0(000)}{K_2^0(+ - 0)} = 2,0 \pm 0,6 .$$

В величину ошибки включены неопределенности, связанные как со статистикой, так и с эффективностью регистрации γ -квантов.

Важно подчеркнуть, что полученные отношения мод нелептонных распадов K_2^0 -мезонов впервые получены в условиях одного эксперимента.

В заключение следует заметить, что хотя экспериментальное доказательство существования распадов $K_2^0(000)$ не является неожиданным (такие распады, как указывалось выше, предсказывались теорией) необходимость проверки даже фундаментальных положений теории является вопросом номер один физического эксперимента. Иллюстрацией этого известного положения является обнаружение принстонской группой распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- /110/$. Таким образом, если считать распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ надежно установленным фактом, встает вопрос, что либо K_1^0 и K_2^0 не являются собственными состояниями оператора РС преобразования, либо имеет место нарушение РС-инвариантности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты выполненных нами работ в период 1955-1964 г.г. можно кратко сформулировать так:

1) Различной методикой (камеры Вильсона, магнитный спектрометр) в космических лучах, методом фотоэмульсий и пузырьковой камерой на ускорителе было исследовано рассеяние μ -мезонов с импульсом около 100 Мэв/с в бериллии, меди, железе, углероде и компонентах фотоэмульсии. Не обнаружено отклонений в угловых распределениях от расчетных в предположении, что μ -мезоны рассеиваются как "тяжелые" электроны. Тем самым была показана ошибочность прежних работ, где сообщалось о существовании "аномального" рассеяния μ -мезонов.

Работа 1957 г., где измерялось рассеяние мезонов в бериллии, была первой, где не было обнаружено "аномальное" рассеяние в области малых энергий.

Измерение рассеяния на углероде остается единственной работой, где на большой статистике (суммарная длина следов около 2 км) исследовано однократное рассеяние медленных мюонов.

Проведена экспериментальная проверка формул с учетом кратного и многократного рассеяния, выведенных Мольер и Бете. Результаты содержатся в работах /8,12,14,18,20,26/

2) В 1958 г. исследована угловая асимметрия $\pi-\mu-e$ -распада в пузырьковой камере. Коэффициент асимметрии $a = -0,33 \pm 0,06$ находится в согласии с теорией двухкомпонентного нейтрино и универсального фермиевского взаимодействия (УФВ).

Исследована энергетическая зависимость коэффициента асимметрии в $\mu-e$ -распаде от энергии. Экспериментальные данные согласуются с предсказаниями УФВ /35,39,40/

3) Исследован захват μ -мезонов в чистых изотопах. Впервые измерены вероятности захвата μ -мезонов в трех изотопах никеля и четырех хрома. Проведены также точные измерения вероятности захвата в C^{12} и O^{16} .

Изотопические эффекты грубо согласуются с формулой Примакова, но не обнаруживают излома в ходе изотопического эффекта, предсказываемого одночастичной оболочечной моделью ядра при переходе через заполненную подоболочку.

Отношение вычисленных по оболочечной модели к измеренным на опыте вероятности захвата мюонов для 8 изотопов находится в пределах 1,6-1,8, что, по-видимому, указывает на роль остаточных взаимодействий нуклонов и коллективных уровней ядер ^{/73/}.

4) Показано, что экспериментальные данные по захвату мюонов в изотопах лучше согласуются с расчетными для УФВ, чем в случае чистого фермиевского или гаммов-теллеровского взаимодействия ^{/73/}.

5) Исследован процесс захвата μ -мезонов компонентами химических соединений. Обнаружено, что отступления от Z закона Ферми-Теллера, как правило, в неорганических соединениях и металлах происходят так, что относительная вероятность захвата у атомов с большим сродством к электрону больше ^{/60/}.

6) Впервые исследовано упругое рассеяние очень медленных положительных и отрицательных π -мезонов на сложном ядре. В результате фазового анализа и при прямом сопоставлении угловых распределений π -мезонов разного знака в области энергий (5-22) Мэв показано, что силы взаимодействия π -мезон-ядро есть силы отталкивания.

Для системы π -мезон-ядро углерода оценены фазы рассеяния S и P-волн при малых энергиях ^{/82,83,90/}.

7) Исследован механизм поглощения останавливающихся π -мезонов ядрами углерода. Экспериментальные данные согласуются с двунуклонным механизмом захвата. Вероятность захвата (πp) парой примерно превышает в два раза вероятность захвата (πp) парой. Роль многонуклонного механизма не превышает (10-20%) ^{/95,96/}.

8) Впервые надежно установлено существование распада K_2^0 на три нейтральных пиона.

В одном эксперименте измерены отношения мод нелептонных распадов K^0 -мезонов $K_2^0(000)$ и $K_2^0(4+0)$ (107,108,109/).

9) В период подготовки и проведения экспериментов решен ряд методических задач. Основные из них:

а) спроектированы и запущены две камеры Вильсона оригинальной конструкции объемом 10 и 36 литров^{/8,13/};

б) создана уникальная пузырьковая фреоновая камера объемом 570 литров^{/105,108/};

в) впервые исследованы возможности измерения импульсов и масс частиц по многократному рассеянию и пробегу в пузырьковых камерах^{/30/};

г) исследован пороговый черенковский счетчик, позволяющий разделить π и μ - мезоны с одинаковым импульсом^{/80/};

д) проведены некоторые расчеты и измерения, связанные с мюонным каналом синхротрона ОИЯИ^{/76-79/}.

Работы, представленные в обзоре, выполнялись в сотрудничестве с физиками, инженерами, лаборантами, механиками Физического института Академии наук СССР, Московского инженерно-физического института, Физического института Государственного Комитета по использованию атомной энергии СССР, Лабораторий ядерных проблем и Высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Выполнение ряда экспериментальных работ было бы невозможно без этого сотрудничества.

Автор считает своим долгом поблагодарить всех, кто принимал участие в проведении экспериментов и внес свой вклад при обсуждении результатов.

Значительная роль в выполнении изложенной программы работ принадлежит А.И.Алиханяну, которому автор приносит свою искреннюю благодарность.

Мне также хочется особо поблагодарить своих товарищей, внесших наиболее существенный вклад при проведении отдельных работ: А.М.Гальцера, Б.А.Долгошеина, Л.П.Котенко, Е.П.Кузнецова, А.В.Самойлова и Ф.М.Сергеева.

Л и т е р а т у р а

1. E. Amaldi et al. *Nuovo Cim.*, 7, 533 (1950).
2. M. Kannangara et al. *Phil. Mag.*, 44, 1101 (1953).
3. J. Mc. Diarmid et al. *Phil. Mag.*, 45, 933 (1954).
4. E. George et al. *Proc. Phys. Soc.*, A66, 533 (1954).
5. А.Алиханов и др. Изв. АН СССР (сер. физ.) 18, 733 (1955).
6. А.Алиханян и др. Изв. АН СССР (сер. физ.) 18, 737 (1955).
7. C. Rochester et al. *Phil. Mag.*, 45, 980 (1954).
8. D. Tidman *Proc. Phys. Soc.*, A67, 599 (1954).
9. В. Кириллов-Угрюмов и др. ЖЭТФ, 28, 603 (1955).
10. H. Bethe. *Phys. Rev.*, 89, 1256 (1953).
11. G. Moliere. *Z. Naturf.* 2a, 133; 3a 78 (1947).
12. В. Кириллов-Угрюмов и др. "Некоторые вопросы инженерной физики" МИФИ, стр. 22 (1957) ЖЭТФ 34, 322 (1958).
13. В. Кириллов-Угрюмов и др. ПТЭ № 3, 15 (1957).
14. В. Кириллов-Угрюмов и др. ЖЭТФ, 36, 416 (1959).
Nucl. Phys. II, 357 (1959).
15. G. Fowler et al. "Progress in Elem. Particles and Cosmic Ray Physics" v. IV, 107 (1958).
16. А. Алиханян и др. ЖЭТФ, 36, 32 (1959).
17. J. Cousins et al. *Nuovo Cim.*, 6, 113 (1957).
18. В. Кириллов-Угрюмов и др. Сб. "Некоторые вопросы экспериментальной физики" МИФИ. Вып. 1, стр. 3 (1959).
19. B. Chidley et al. *Can. Journ. of Phys.*, 36, 901 (1958).
20. А. Алиханян и др. ЖЭТФ 38, 387 (1960).
21. Л. Котенко и др. Материалы совещания по камерам Вильсона, диффузионным и пузырьковым камерам". Вып. III, стр. 109. Дубна (1958).
22. A. Citron et al. *Phys. Lett.*, 1, 175 (1962).
23. N. Bosh et al. *Proc. Nat. Inst. of Sc. of India A* 24, 295 (1958).
24. G. Masek et al. *Phys. Rev. Lett.*, 10, 35 (1963).
25. G. Charpak et al. *Phys. Lett.*, 1, 16 (1962).
26. В. Кириллов-Угрюмов и др. "Некоторые вопросы физики элементарных частиц и атомного ядра" МИФИ, стр. 77 (1962).
27. А. Никишов. Там же стр. 48 (1962).
28. J. Schwinger. *Ann. of Phys.*, 2, 407 (1957).
29. R. Hofstadter. *Rev. Mod. Phys.*, 28, 214 (1956).
30. В. Кириллов-Угрюмов и др. ПТЭ, № 1, 44 (1958).
Nucl. Instr., 3, 265 (1958).
31. T. Lee et al. *Phys. Rev.*, 104, 254 (1956).
32. Л. Ландау. ЖЭТФ, 32, 405 (1957).

33. T.Lee et al. *Phys. Rev.*, 105, 1671 (1957).
34. Л.Котенко и др. ПТЭ, № 1, 36 (1957).
35. А.Алиханян и др. ЖЭТФ 34, 253 (1958).
36. C.Chadwick et al. *Phil. Mag.*, 2, 684 (1957).
37. R.Swanson et al. *Bul. Am. Phys. Soc.*, 2, 205 (1957).
38. А.Алиханов. Доклад на IX конференции по физике высоких энергий. Киев, стр. 557 (1959).
39. А.Алиханян и др. ЖЭТФ, 34, 1101 (1958).
40. Ю.Иванов и др. ЖЭТФ 34, 255 (1958).
41. Б.Понтекорво. Труды IX конференции по физике высоких энергий, Киев 1959 г. стр. 600 (1961).
42. В.Кириллов-Угрюмов. Там же стр. 606 (1961).
43. J.Pless и др. Доклад на Рочестерской конференции 1957 г.
44. S.Wright. Там же.
45. M.Aliston et al. *Phil. Mag.*, 2, 1143 (1957).
46. В.Бармин и др. ЖЭТФ, 34, 830 (1958).
47. D.Wilkinson. *Nuovo Cim.*, 6, 517 (1957).
48. А.Вайсенберг "и мезон" Изд. / "Наука" Москва 1964 г.
49. E.Fermi et al. *Phys. Rev.*, 72, 399 (1947).
50. A.Fafaman et al. *Phys. Rev.*, 100, 874 (1955).
51. M.Steams et al., *Phys. Rev.*, 105, 1573 (1957).
52. J.Sens et al. *Nuovo Cim.*, 7, 536 (1958).
53. J.Lathrop et al. *Nuovo Cim.*, 15, 831 (1960).
54. A.Astbury et al. *Nuovo Cim.*, 18, 1267 (1960).
55. M.Eckhause et al., 24, 266 (1962).
56. I.Bajjal et al. *Nuovo Cim.*, 30, 712 (1963).
57. В.Варламов и др. ПТЭ 4, 63 (1963).
58. Справочник. "Энергия разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и средство к электрону". Москва. Изд.АН СССР 1962.
59. Ю.Брындин. ЖЭТФ 46, 1612 (1964).
60. В.Бобров и др. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.
61. С.Герштейн. "Вопросы физики элементарных частиц". Ереван, стр. 267 (1962).
62. О.Займидорога и др. ЖЭТФ 43, 255 (1962).
63. П.Primakoff. *Rev. Mod. Phys.*, 31, 802 (1959).
64. А.Мухин. Доклад на XII конференции по физике высоких энергий. Дубна, Пр. Р. 1791 (1964).
65. M.Eckhause et al. *Phys. Rev.*, 132, 422 (1963).
66. I.Sens. *Phys. Rev.*, 113, 670 (1959).

67. W.Cramer et al., *Nuovo Cim.*, 24, N 3 (1962).
68. Phillips et al. *Phys. Lett.*, 6, 118, (1963).
69. H.Tolhoek et al., *Nucl. Phys.*, 3, 679 (1957).
70. I.Layten et al., *Nucl. Phys.*, 41, 236 (1963).
71. T.Ericson et al., *Pr. CERN* (1962).
72. L.L.Foldy et al. *Preprint, CERN*, 1964.
73. В.Бобров и др. Труды XII конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1964 г.
74. А.Кропин. Пр. 1620 ОИЯИ (1964).
75. A.Citron et al. *Pr. CERN* 143 (1957).
Труды конференции в Бергене стр. 286 (1960).
76. В.Кириллов-Угрюмов и др. Препринт ОИЯИ Р-663 (1961).
77. В.Кириллов-Угрюмов и др. Препринт ОИЯИ Р-664 (1961).
78. В.Кириллов-Угрюмов и др. АЭ 11, 245 (1961).
79. Ю.Грашин и др. Препринт ОИЯИ (1964).
80. В.Бобров и др. ПТЭ № 3, 55 (1963).
81. R.Frank et al. *Phys. Rev.*, 101, 891 (1956).
82. В.Кириллов-Угрюмов и др. ЖЭТФ 35, 1300 (1958).
83. В.Кириллов-Угрюмов и др. ЖЭТФ 37, 1273 (1959).
84. B.Rankin et al. *Phys. Rev.*, 90, 647 (1953).
85. G.Bernardini. *Phys. Rev.*, 84, 610 (1951).
86. L.Feretti et al. *Nuovo Cim.*, 1, 512 (1957).
87. M.Minguzzi et al. *Nuovo Cim.*, 10, 1100 (1958).
88. F.Tenney et al. *Phys. Rev.*, 92, 974 (1953).
89. D.West и др. У1 Рочестерская конференция (1956).
90. В.Демидов и др. ЖЭТФ 42, 1687 (1962).
91. N.Byers. *Phys. Rev.*, 107, 843 (1958).
92. Г.Блинов и др. ЖЭТФ 35, 880 (1958).
93. Р.Салуквадзе и др. ЖЭТФ 41, 78 (1961).
94. А.Варфоломеев. ЖЭТФ 35, 540 (1958); 42, 713 (1962); 42, 725 (1962).
95. В.Демидов и др. ЖЭТФ 44, 1144 (1963).
96. В.Демидов и др. ЖЭТФ 46, 1220 (1964).
97. P.Ammiraju et al. *Nuovo Cim.*, 4, 283 (1956).
98. М.Баладин и др. ЖЭТФ, 46, 415 (1964).
99. H.Holubei et al. *Phys. Rev.*, 129, 2789 (1963).
100. Л.Окунь. Лекции по теории слабых взаимодействий.
101. Д.Нягу и др. *Phys. Rev. Lett.*, 6, 552 (1960).
102. М.Аникина и др. ЖЭТФ 45, 56 (1964).
103. М.Аникина и др. ЖЭТФ 46, 56 (1964).
104. I.Dammon et al. *Phys. Lett.*, 3, 57 (1962).

105. А. Алиханян и др. Proc. Instr. Conf. CERN. 512 (1959).
 106. А. Алексанян и др. ПТЭ, 6, 34 (1961).
 107. А. Гальпер "Вопросы физики высоких энергий" ч.Ш, 324 (1963).
 108. А. Алексанян и др. ЖЭТФ, 46, 1504 (1964).
 109. А. Алексанян и др. Труды XII конференции по физике высоких энергий. Дубна (1964).
 110. Cronin Там же.

Рукопись поступила в издательский отдел
 9 ноября 1964 г.

Т а б л и ц а I

а, ферми	Энергия E , Бэв						
	10	20	30	40	50	70	100
0,3	0,45	0,85	1,25	1,6	2	2,8	4
0,4	0,8	1,5	2,2	2,9	3,5	5	7
0,5	1,25	2,4	3,5	4,5	5,5	7,7	11
0,6	1,8	3,4	5	6,4	7,8	12	16
0,7	2,5	4,7	6,8	8,8	11	15	21

Влияние формфактора μ - e -системы на вероятность рождения космическими μ -мезонами δ -электрона с энергией E . ($\frac{\Delta W}{W}$ в %).

Т а б л и ц а II

Метод	Автор	A	a	ξ	Число случаев
Пропано- Пропановая камера	[43]	$-0,18 \pm 0,05$	$-0,27 \pm 0,08$	$-0,81 \pm 0,24$	1188
То же	[44]	$-0,19 \pm 0,04$	$-0,285 \pm 0,07$	$-0,85 \pm 0,20$	3500
"-	[45]	$-0,16 \pm 0,03$	$-0,24 \pm 0,05$	$-0,72 \pm 0,17$	3734
"-	[46]	$-0,19 \pm 0,03$	$-0,285 \pm 0,05$	$-0,85 \pm 0,16$	6760
"-	Наши данные				
	[39]	$-0,22 \pm 0,03$	$-0,33 \pm 0,06$	$-0,99 \pm 0,17$	6670
<hr/>					
Среднее		$-0,19 \pm 0,02$	$-0,28 \pm 0,03$	$-0,84 \pm 0,09$	21802
<hr/>					
Эмульсия Ильфорд G ⁻⁵	Среднее [47]		$-0,287 \pm 0,039$	$-0,87 \pm 0,12$	16000
<hr/>					
Средние значения по эмульсии и про- пановым камерам			$-0,283 \pm 0,023$	$-0,85 \pm 0,07$	
<hr/>					

Коэффициенты асимметрии при $\mu^+ \rightarrow e^+$ распаде, измеренные в пропановых пузырьковых камерах и фотоэмульсиях (1958).

Т а б л и ц а III

Авторы	Соединение	Отношение	Эксперимент W_1 / W_2	Z закон	k_1 / k_2	ϕ
I	2	3	4	5	6	7
Стирнс /51/	$Al_2 O_3$	O/Al	$1;5 \pm 0,2$	0,923	1,50	$1,63 \pm 0,22$
	Ca S	S/Ca	$0,8 \pm 0,2$	0,800	1,00	$1,00 \pm 0,25$
Сенс и др. /52/	$P_2 O_5$	O/P	$2,7 \pm 0,3$	1,333	2,50	$2,03 \pm 0,22$
	$Al_2 O_3$	O/Al	$2,3 \pm 0,2$	0,923	1,50	$1,53 \pm 0,14$
	$Si O_2$	O/Si	$2,59 \pm 0,17$	1,143	2,00	$2,26 \pm 0,15$
	KOH	O/K	$2,2 \pm 0,4$	0,421	1,00	$5,23 \pm 0,96$
	KHF_2	F/K	$1,70 \pm 0,24$	0,948	2,00	$1,79 \pm 0,25$
Латроп и др./53/	LiJ	J/Li	$15,8 \pm 2,0$	17,67	1,00	$0,89 \pm 0,11$
Астбери и др./54/	PbF_2	F/Pb	$0,208 \pm 0,014$	0,219	2,00	$0,95 \pm 0,14$
Экхаус и др./55/	$Bi F_3$	F/Bi	$0,633 \pm 0,060$	0,325	3,00	$1,95 \pm 0,19$
	$V F_4$	F/V	$0,658 \pm 0,065$	0,392	4,00	$1,63 \pm 0,17$
Бейжаль и др. /56/	Cu S	Cu/S	$1,89 \pm 0,18$	1,81	1,00	$1,04 \pm 0,10$
	$Sb_2 S_3$	S/Sb	$1,61 \pm 0,04$	0,470	1,50	$1,30 \pm 0,03$
	Pb S	S/Pb	$0,35 \pm 0,004$	0,195	1,00	$1,79 \pm 0,22$
	Cu O	Cu/O	$6,14 \pm 0,85$	3,62	1,00	$1,70 \pm 0,14$
	$Sb_2 O_3$	Sb/O	$1,86 \pm 0,10$	4,25	0,67	$0,44 \pm 0,02$
	Pb O	O/Pb	$0,219 \pm 0,025$	0,098	1,00	$2,24 \pm 0,25$
Наши данные /60/	Cs Cl	Cl/Cs	$0,566 \pm 0,031$	0,336	1,00	$1,68 \pm 0,09$
	Li Cl	Cl/Li	$7,20 \pm 1,10$	5,12	1,00	$1,41 \pm 0,22$
	ZnO	O/Zn	$0,405 \pm 0,013$	0,268	1,00	$1,51 \pm 0,05$

Отношения вероятностей захвата останавливающихся μ -мезонов в неорганических соединениях.

Т а б л и ц а IV

Авторы	Соединение	Отношение	Эксперимент W_1 / W_2	Z закон	k_1 / k_2	ϕ
1	2	3	4	5	6	7
Латрон /53/	AgZn	Ag/Zn	2,2 ± 0,7	I,57	I,00	I,40 ± 0,44
Экхаус /55/	CuAl ₂	Cu/Al	1,75 ± 0,18	I,II	0,50	I,58 ± 0,16
	CuAl ₂	Cu/Al	2,08 ± 0,25	I,II	0,50	I,89 ± 0,23
Бейжаль /58/	CuAu	Cu/Au	2,94 ± 0,28	2,02	5,50	I;45 ± 0,14
	AgLi	Ag/Li	II,7 ± 3,4	9,10	0,58	I,29 ± 0,36
/60/	CuAl	Cu/Al	I,20 ± 0,05	0,200	0,090	6,00 ± 0,24

х) Измерено двумя равными методиками.

Отношения вероятностей захвата μ - мезонов в сплавах металлов.

Т а б л и ц а V

Авторы	Соединение	Отношение	Эксперимент W_1 / W_2	Z закон	k_1 / k_2	ϕ
I	2	3	4	5	6	7
Фефаман /50/	C ₄ O ₂ N ₃		0,33 ± 0,04	0,67	0,50	0,49 ± 0,06
Сенс /52/	C Cl ₄	Cl/C	4,1 ± 0,8	II,32	4,00	0,36 ± 0,07
	C ₆ H ₄ Cl ₂ ^{x)}	Cl/C	0,44 ± 0,04	0,94	0,33	0,47 ± 0,04
	C ₆ H ₄ Cl ₂	Cl/C	0,48 ± 0,05	0,94	0,33	0,57 ± 0,05

х) Эти соединения измерены в твердой и жидкой фазе.

Отношения вероятностей захвата μ - мезонов в органических соединениях.

Т а б л и ц а VI

Авторы работ	Ядро	$\lambda \cdot 10^5$ сек эксперимент	Расчет по оболочечной модели λ^T	λ^T / λ
Наши данные /73/	Ni ⁵⁸	61,10 \pm 1,05	102	1,67
— " —	Ni ⁶⁰	55,62 \pm 0,97	96,7	1,73
— " —	Ni ⁶²	47,16 \pm 0,95		
Сенс /66/	Ni-естест	60,3 \pm 1,4		
Наши данные /73/	Cr ⁵⁰	38,23 \pm 0,50	69,0	1,8
— " —	Cr ⁵²	34,52 \pm 0,47	56,0	1,62
— " —	Cr ⁵³	32,97 \pm 0,45	54,1	1,64
— " —	Cr ⁵⁴	30,57 \pm 0,42	52,3	1,71
Сенс /66/	Cr-естест	32,4 \pm 0,8		
Крамер /87/	Ca ⁴⁰	24,4 \pm 0,23	40,4	1,66
Сенс /66/	O ¹⁶	1,59 \pm 0,14		
Экхауз /65/	O ¹⁶	0,98 \pm 0,03		
Наши данные /73/	O ¹⁶	0,95 \pm 0,04		
— " —	C ¹²	0,36 \pm 0,025		
Экхауз /65/	C ¹²	0,397 \pm 0,013		

Вероятности захвата μ -мезонов ядрами.

Т а б л и ц а VII

Ядро (i)	$(\lambda_1 / \lambda_{Ca}^v)$	$(\lambda_1 / \lambda_{Ca}^v)$ теор.		
		Фермиевское взаимодейств.	Гаммов-теллеровское взаимодействие	У.Ф.В.
Ni 58	2,51	1,44	2,74	2,52
Ni 60	2,29	1,34	2,61	2,39
Cr 50	1,57	1,35	1,78	1,71
Cr 52	1,42	0,92	1,48	1,38
Cr 53	1,35	0,88	1,43	1,34
Cr 54	1,25	0,84	1,39	1,29

Отношения $(\lambda_1 / \lambda_{Ca}^v)$ при различных вариантах слабого взаимодействия.

Т а б л и ц а VIII

$\Delta E(\text{MeV})$	(5+8)	(8+15)	(15+22)
η_0	$-8^0 \pm 4^0$	$-7^0 30 \pm 2^0$	$-4^0 \pm 3^0$
η_1	$-1^0 45 \pm 4^0$	-1 ± 3^0	$2^0 \pm 1^0$

Сдвиги фаз S и P волн положительных π -мезонов при рассеянии на углероде.

Т а б л и ц а IX

Энергия мезонов (MeV)	Интервалы проекций углов рас- сеяния $\Delta\phi^*$	Наблюд. число слу- чаев $N_{\text{эксп.}}$ (π^-)	Расчетн. число случаев $N_{\text{расч.}}$ (π^-)	$d\sigma / d\Omega$ мбн/рас	
				эксперимент	
				π^-	π^+
5 - 8	15 - 20	24	24,3	1730 ± 346	3612 ± 754
	20 - 60	15	17,9	160 ± 40	393 ± 100
	60 - 120	1	1,3	8 ± 8	141 ± 47
	120 - 180	3	3,2	19 ± 11	16 ± 16
8 - 15	15 - 20	17	19,2	433 ± 104	853 ± 181
	20 - 60	23	25	71 ± 15	159 ± 33
	60 - 120	1	0,7	1 ± 2	22 ± 12
	120 - 180	4	4,7	9 ± 4	25 ± 10

Сечения упругого рассеяния положительных и отрицательных π^- -мезонов на углероде при энергиях (5-8) Мэв и (8-15) Мэв.

Т а б л и ц а X

N	W _{экс}	W _{рас}
0	0,400 ± 0,019	0,379
1	0,401 ± 0,018	0,440
2	0,159 ± 0,012	0,160
3	0,034 ± 0,005	0,021
4	0,006 ± 0,003	0,000

Распределение по числу лучей в звездах, образованных при остановке π -мезонов в углероде. W_{рас} - вычислено для случая захвата двумя нуклонами.

Т а б л и ц а X1

Интервал проекций углов, град.	W _{эксп}	W _{расч.}	Интервал проекций углов, град.	W _{эксп}	W _{расч.}
0-20	0,014	0,015	100-120	0,136	0,142
20-40	0,045	0,010	120-140	0,156	0,203
40-60	0,044	0,011	140-160	0,184	0,248
60-80	0,065	0,011	160-180	0,284	0,289
30-100	0,071	0,071			

Угловые распределения двухлучевых π -мезонных звезд. Расчетные значения выполнены методом Монте-Карло.

Т а б л и ц а XII

Интервал энергий (MeV)	W эксп	W расч.
10 - 20	0,56	0,43
20 - 30	0,22	0,28
> 30	0,22	0,29

Энергетические спектры для двухлучевых π -мезонных звезд. Расчетное значение получено методом Монте-Карло.

Т а б л и ц а XIII

Вид события с электронно-позитронными парами	N полн $h < 4,5$ см	Число событий, появившихся в результате различных процессов, исключая распады $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$			Число распадов $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$
		N случ.	N ($K_1^0 \rightarrow 2\pi^0$)	яд. яд.	
с шестью	I X)	0	0	0	I
с пятью	8	2	0	0	6
с четырьмя	28	8	3	0	I7
с тремя	I57	46	I7	8	86
Сумма а	I94	56	20	8	II0

х) Параметр сходимости = 2,1 см

Коррелированные электрон-позитронные пары.

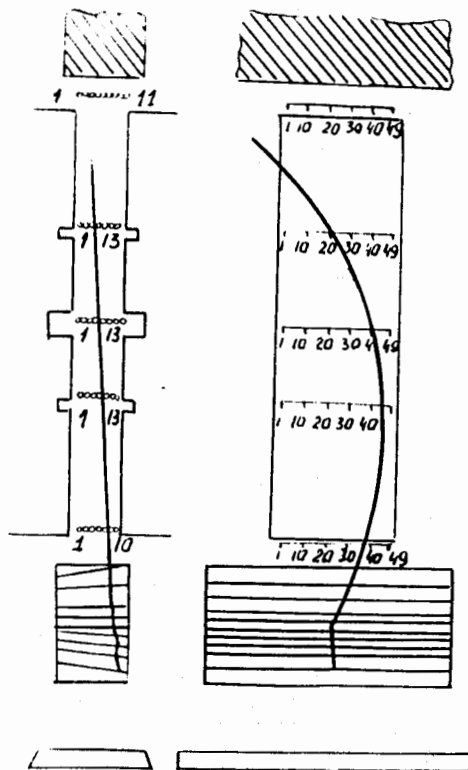


Рис. 1. Схема установки на магнитном масспектрометре. В каждой проекции из 10 рядов счетчиков показано лишь 5 рядов.

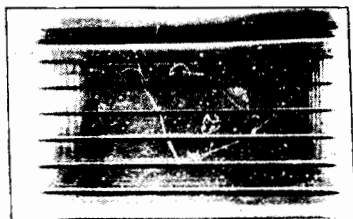


Рис. 2. Фотография остановившегося μ -мезона в камере Вильсона.

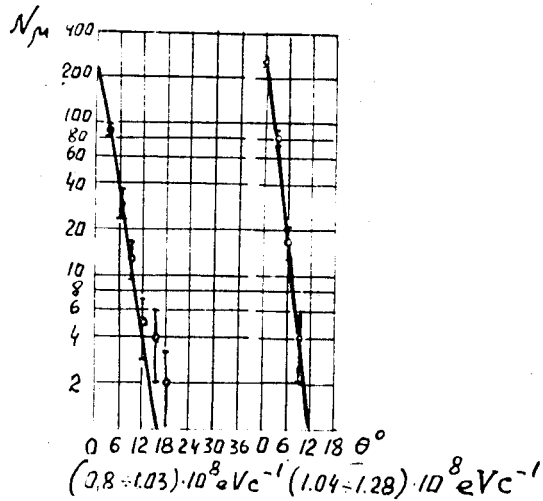


Рис. 3. Интегральные угловые распределения μ -мезонов, испытавших рассеяние в пластинках меди толщиной 2μ для двух интервалов импульсов (указаны по оси абсцисс).

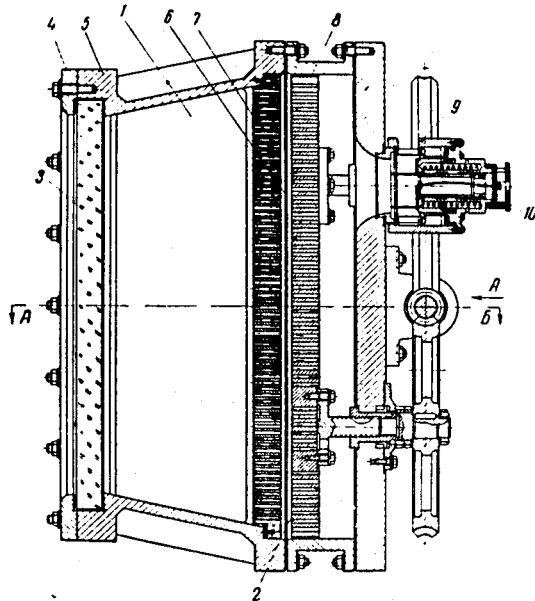


Рис. 4. Прямоугольная камера Вильсона с боковым освещением. Разрез камеры. 1 - рабочий объем, 2 - расширительный объем, 3 - переднее стекло, 4 - фланец, 5 - корпус камеры, 6 - резиновая диафрагма, 7 - плита неподвижная, 8 - плита подвижная, 9 - корпус клапана, 10 - клапан.

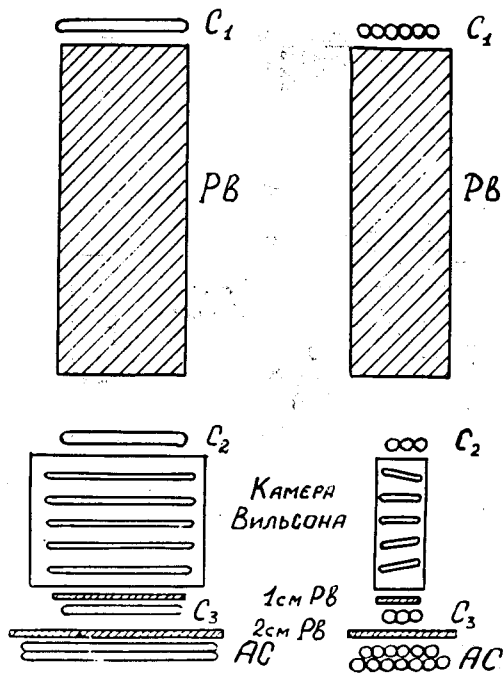


Рис. 5. Схема установки для измерений рассеяния в бериллии.

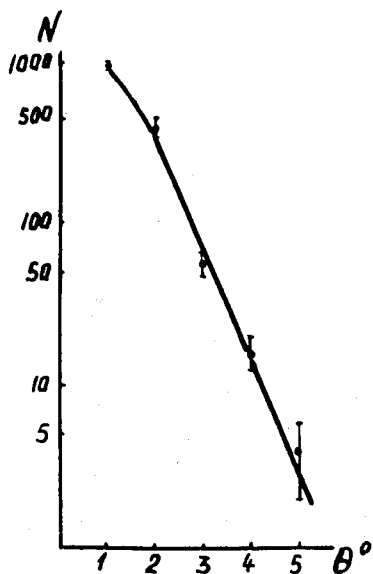


Рис. 6. Суммарное дифференциальное распределение рассеяния μ -мезонов с импульсами (130 ± 16) Мэв/с⁻¹. Сплошная линия - расчетная кривая для кулоновского рассеяния.

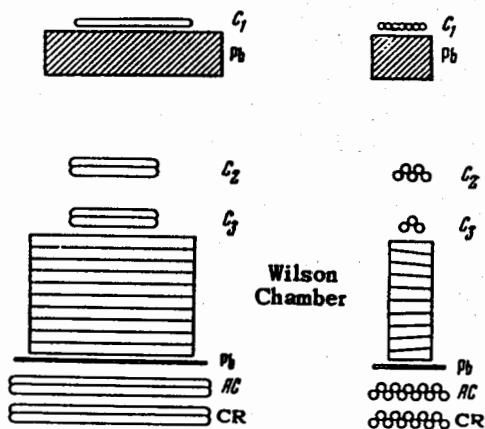


Рис. 7. Схема экспериментальной установки для исследования рассеяния μ -мезонов в меди и железе.

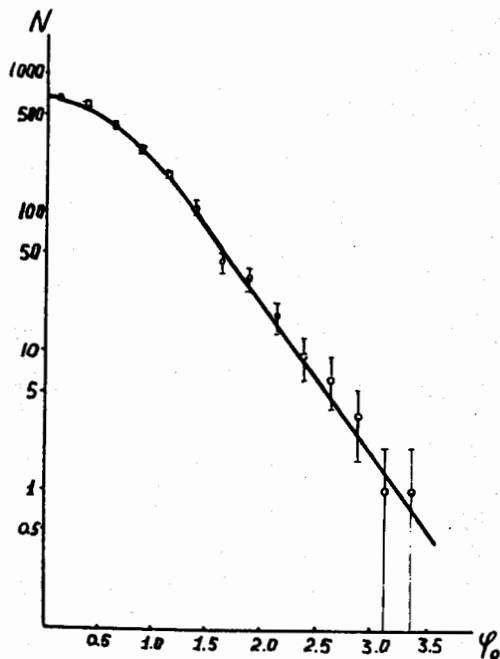


Рис. 8. Полное дифференциальное распределение рассеяния μ -мезонов по безразмерному параметру ψ_0 для меди и железа.

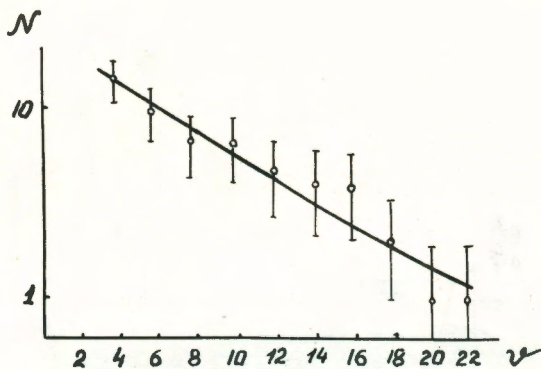


Рис. 9. Угловое распределение μ -мезонов с импульсами (34-50) Мэв/с, измеренное в фотоэмульсии. Сплошная линия - расчетная кривая для точечного ядра.

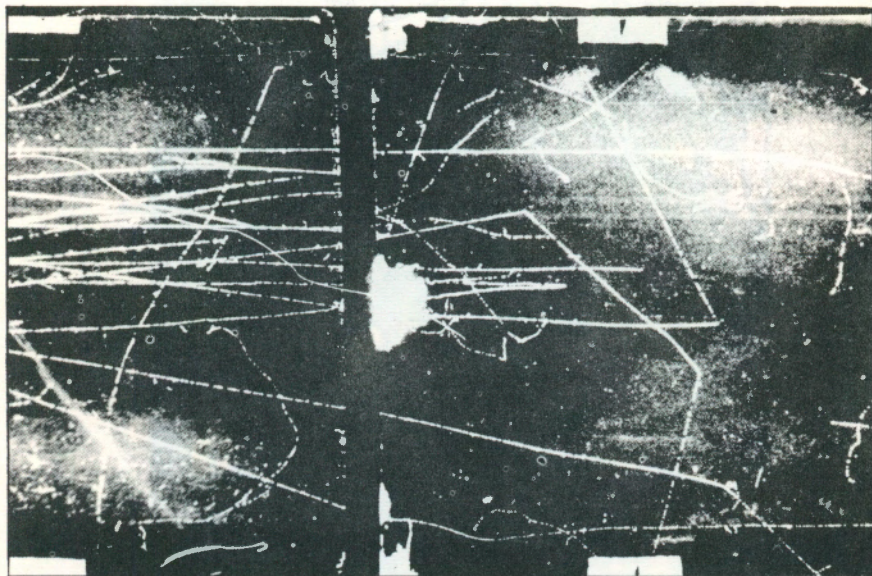


Рис. 10. Однократное рассеяние μ -мезона в пузырьковой камере.

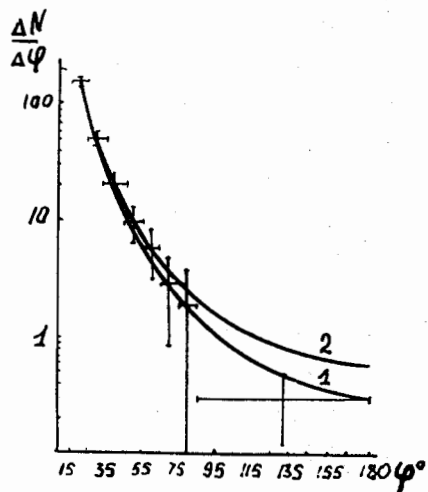


Рис. 11. Дифференциальное угловое распределение однократно рассеявшихся μ -мезонов. ϕ - проекция пространственного угла рассеяния на плоскость фотоленки. Точками обозначены экспериментальные данные. Кривые 1 и 2 - ожидаемое кулоновское рассеяние соответственно на конечном и точечном ядре углерода.

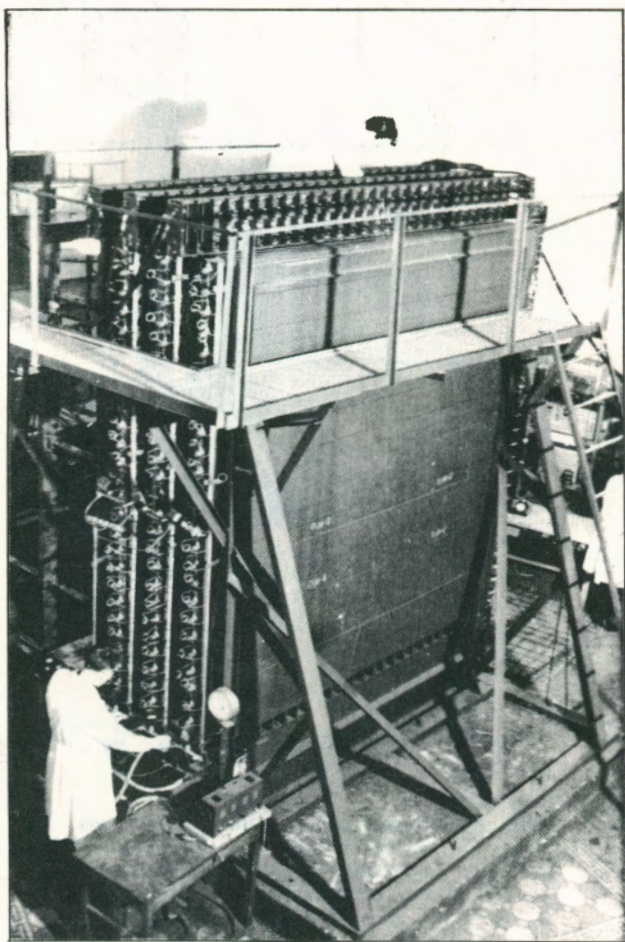


Рис. 12. Ионизационный калориметр для исследования μ -мезонов космических лучей, идущих в горизонтальном направлении.

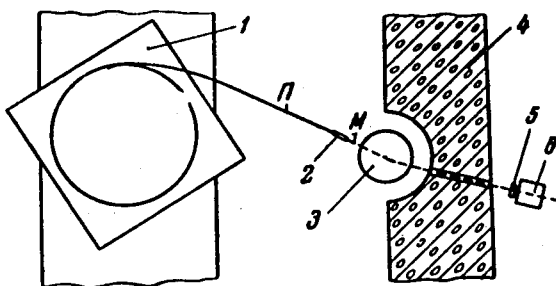


Рис. 13. Схема расположения камеры на ускорителе:

1 - вакуумная камера ускорителя, 2 - мишень,
 3 - отклоняющий магнит, 4 - защита, 5 - фильтр,
 6 - камера, П - пучок протонов, М - π^+ -мезоны.

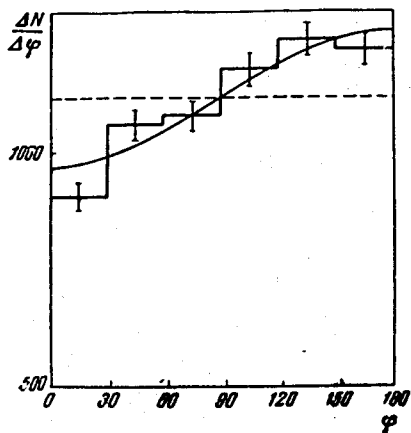


Рис. 14. Угловое распределение электронов
 в $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде. ϕ - проекция
 пространственного угла между началь-
 ным направлением импульсов e^+ и μ^+
 на плоскость пленки фотоаппарата.



Рис. 15. Распад $\mu \rightarrow 3e + \text{нейтральные}$.

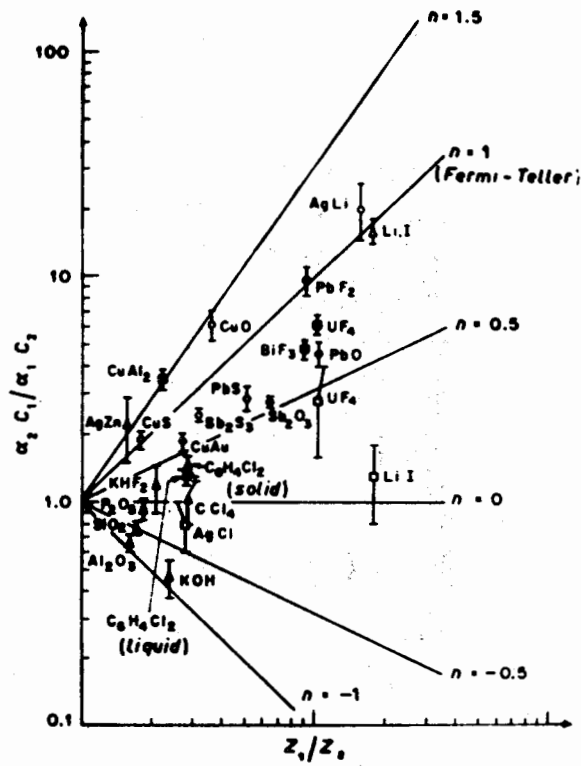


Рис. 16. Отношение вероятностей захвата μ -мезонов в различных химических соединениях. По оси ординат отложены значения $\frac{k_2 w_1}{k_1 w_2}$ по оси абсцисс $\frac{Z_1}{Z_2}$.

■ Бейжаль и др. ● Астбери и др. □ Бакенштос и др.
 △ Лагрон и др. ▲ Сенс и др.

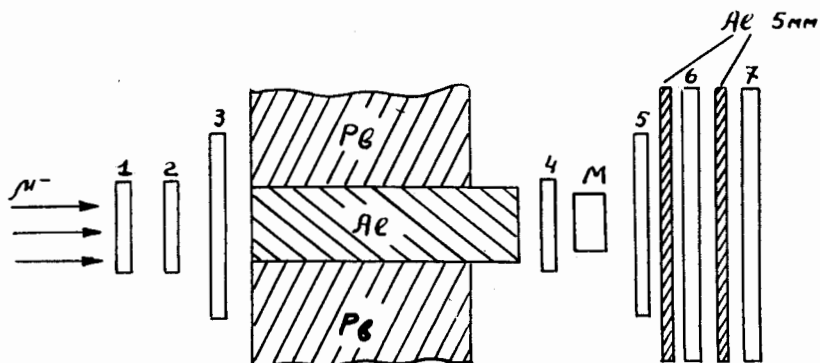


Рис. 17. Схема установки для исследования захвата μ -мезонов атомами. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 - сцинтилляционные счетчики, М - мишень исследуемого вещества.

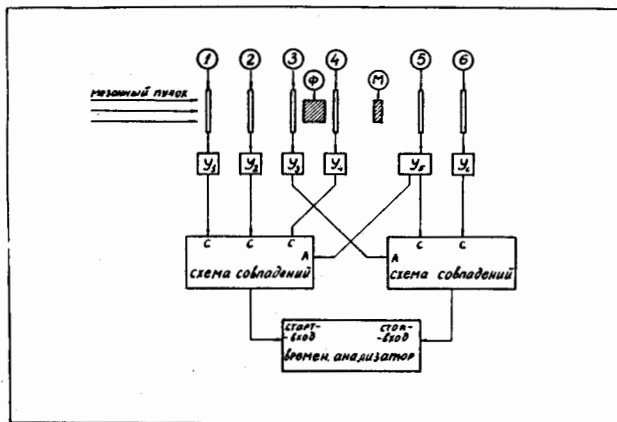


Рис. 18. Блок-схема установки для исследования захвата μ -мезонов в изотопах. 1, 2, 3, 4, 5, 6 - сцинтилляционные счетчики, М - мишень, Ф - фильтр, У - усилители.

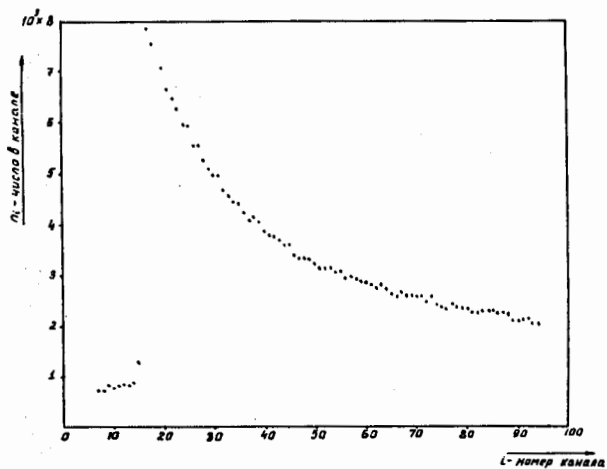


Рис. 19. Типичная распадная кривая, полученная на временном анализаторе.

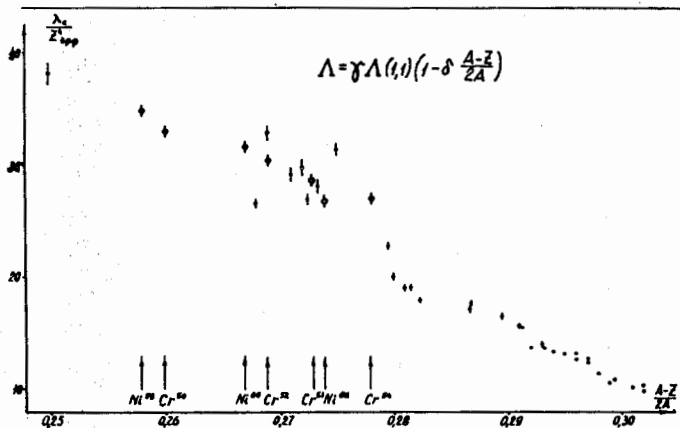


Рис. 20. Сравнение экспериментальных данных λ захв, с формулой Примакова.

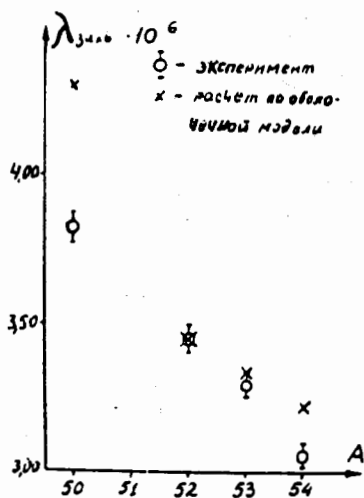


Рис. 21. Изотопический эффект для ядер хрома.

○ - эксперимент
x - расчет по оболочечной модели.

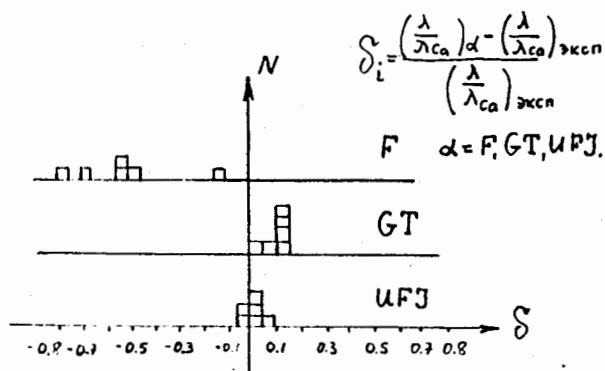


Рис. 22. Относительное отклонение от экспериментального значения $\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_{Ca}}\right)$ вычисленных отношений при различных вариантах взаимодействия.

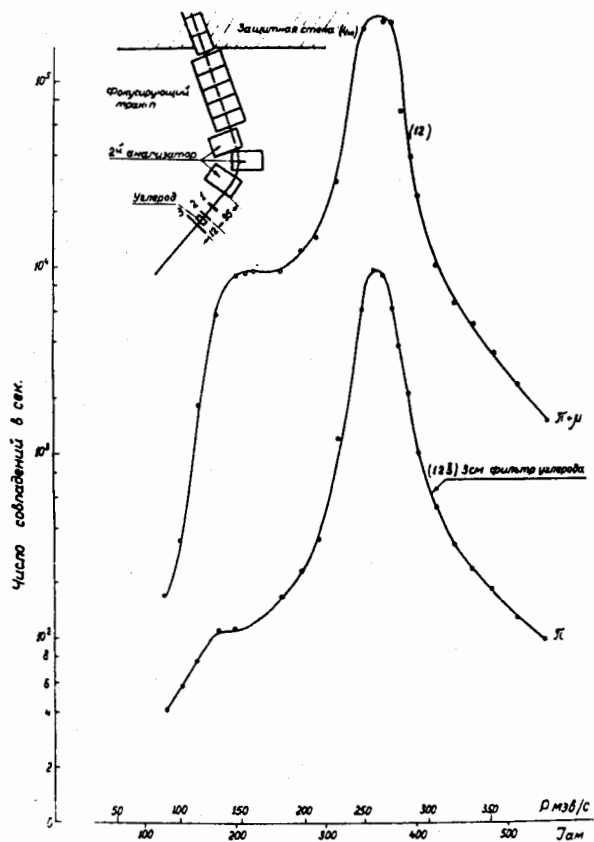


Рис. 23. Зависимости интенсивности пучка частиц от тока анализирующего магнита.

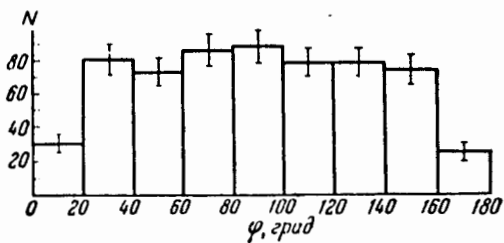


Рис. 24. Распределение по проекции угла ϕ между лучом и направлением движения первичного π -мезона для однолучевых звезд.

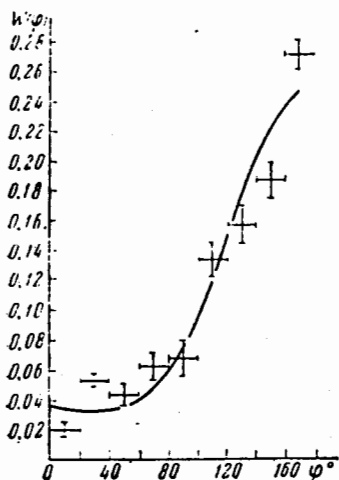


Рис. 25. Угловое распределение для двухлучевых π -мезонных звезд. Сплошная линия - расчет для двууклонного механизма захвата.

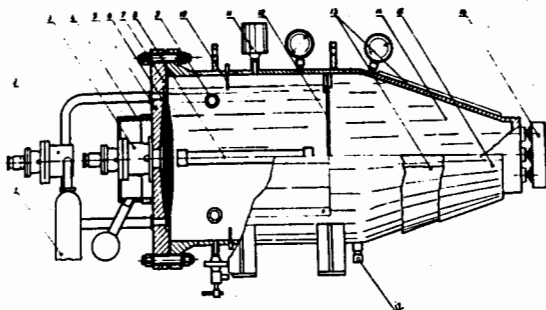


Рис. 26. Схематический разрез 570 литровой фреоновой пузырьковой камеры.

1. Объем сжатого воздуха для рекомпрессии.
2. Рекомпрессионный клапан. 3. Расширительный клапан.
4. Глушитель. 5. Задняя стенка камеры. 6. Перфорированная пластина. 7. Маслостойкая резиновая диафрагма.
8. Импульсные лампы. 9. Плексигласовые трубы, в которых монтируются импульсные лампы. 10. Температурный датчик.
11. Емкостный монометр. 12. Подвижное стекло, разделяющее жидкий фреон от воды. 13. Термостатический водяной кожух.
14. Конус, наполненный водой. 15. Асбестовая тепловая изоляция. 16. Фотоаппарат. 17. Водяной клапан.

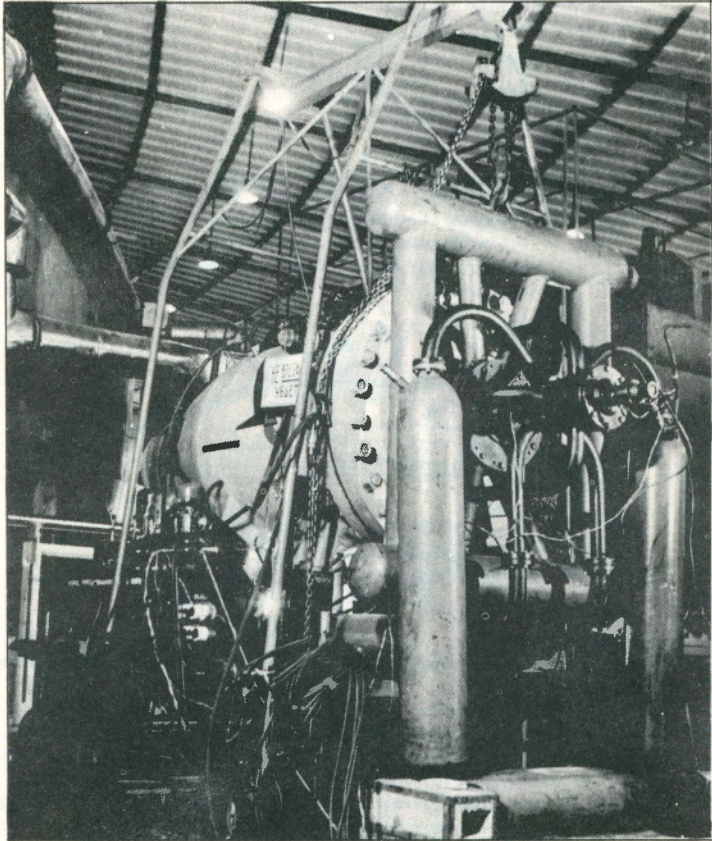


Рис. 27. Фотография 570 -литровой пузырьковой камеры.

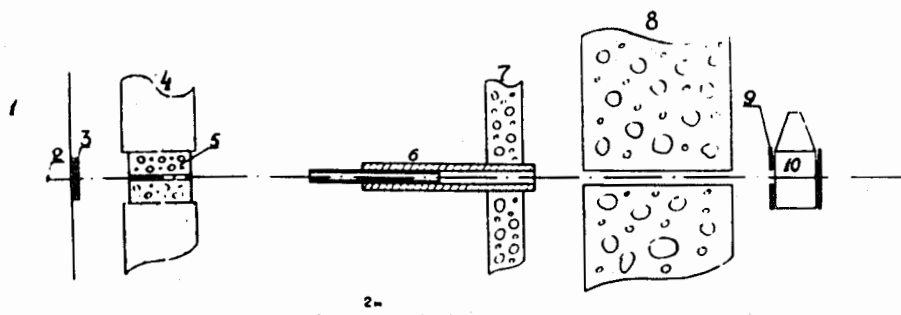


Рис. 28. Схема эксперимента: 1. Вакуумная камера ускорителя. 2. Свинцовая мишень. 3. Свинцовый поглотитель медленных нейтронов и γ -квантов. 4. Ярмо магнита ускорителя. 5. Бетонный коллиматор. 6. Железный детектор. 7. Стена здания ускорителя. 8. Бетонная защита. 9. Свинцовая защита. 10. 570-литровая пузырьковая камера.

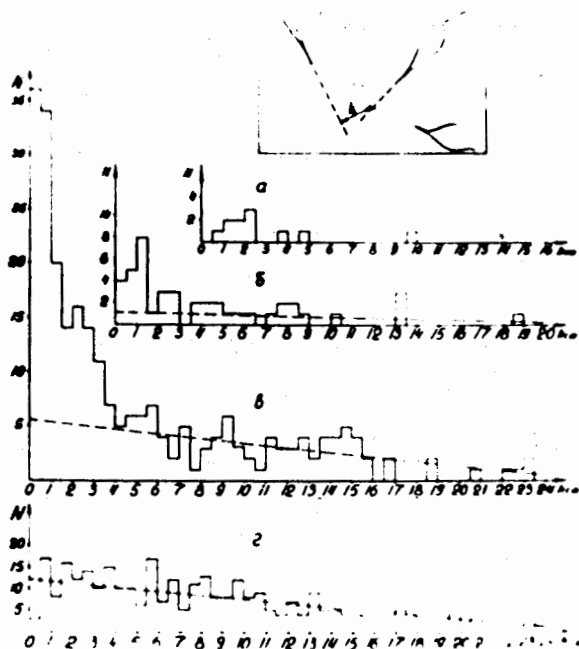


Рис. 29. Распределение событий с тремя и более электронно-позитронными парами по параметру сходимости k . (а) События с 6-ю и с 5-ю (б), с 4-мя и (в) с 3-мя электронно-позитронными парами, (г) - события с тремя электронно-позитронными парами, полученные методом случайных испытаний. Пунктирные линии на гистограммах 2б, 2в и 2г аппроксимируют распределение событий, вызванных случайными совпадениями.

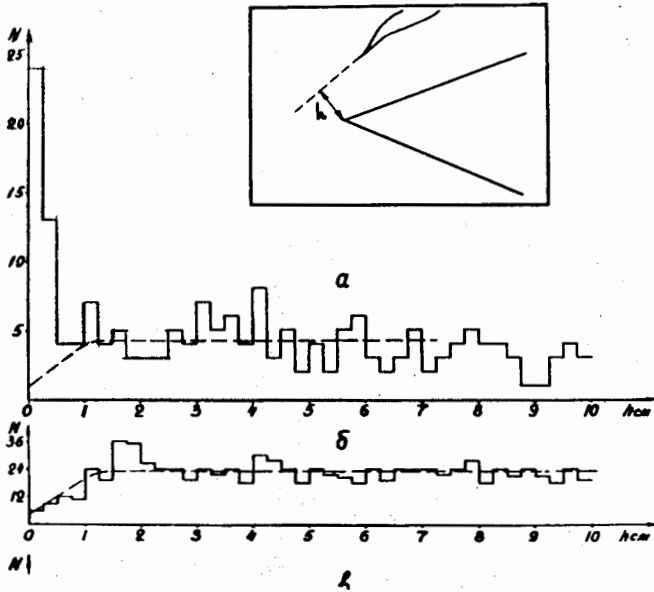


Рис. 30. Распределение V -событий, коррелированных с электронно-позитронными парами, по параметру сходимости h . (а) наблюдаемые V -события с одной или двумя электронно-позитронными парами, (б) V -события с электронно-позитронной парой, полученные методом случайных испытаний. Пунктирные линии аппроксимируют распределение событий, вызванных случайными совпадениями.