

НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О РАСПАДАХ π - и μ -МЕЗОНОВ

А. О. Вайсенберг

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	429
2. Массы и времена жизни π - и μ -мезонов	431
3. Спектр электронов при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде и асимметрия пространственного распределения электронов	432
4. Спиральность лептонов и закон сохранения лептонного заряда	447
5. Магнитный момент μ -мезона	451
6. Электронный распад π -мезона. Поиски радиационных распадов π - и μ -мезонов	458
7. Деполяризация μ -мезонов	468

1. ВВЕДЕНИЕ

В этом обзоре рассмотрены экспериментальные исследования последних двух лет, касающиеся свойств «свободных» π - и μ -мезонов. Это значит, что мы почти не будем касаться вопросов взаимодействия этих мезонов с веществом, а рассмотрим только опыты, в которых были изучены свойства π - и μ -мезонов, проявляющиеся в их распаде. Это главным образом опыты, в которых исследовалось несохранение четности при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде и опыты, ставшие возможными благодаря этому явлению. В первой работе Ли и Янга о несохранении четности в слабых взаимодействиях¹ были указаны две основные возможности экспериментальной проверки этой гипотезы: распад ориентированных ядер и распад мезонов и гиперонов, в частности $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распад. В настоящее время многие лаборатории располагают интенсивными и хорошо коллимированными пучками π - и μ -мезонов и идеи, высказанные Ли и Янгом, подверглись быстрой и всесторонней проверке. В начале 1957 г. несохранение четности при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде было уже твердо установленным фактом². Эти опыты, аналогичные опыту с поляризованными ядрами Co^{60} в ядерном β -распаде³, расширили область доступных экспериментальному исследованию явлений, где имеет место несохранение четности, и подтвердили гипотезу Ли и Янга о том, что четность нарушается во всех процессах, в которых принимает участие нейтрино.

В явлениях β -распада распад μ -мезона на электрон и два нейтрино занимает, однако, особое место в связи с тем, что в этом распаде участвуют только слабо взаимодействующие частицы, тогда как рассмотрение ядерного β -распада осложнено наличием сильно взаимодействующих нуклонов. С этим связано отсутствие перенормировки констант взаимодействия в $\mu \rightarrow e$ -распаде. Таким образом, с точки зрения теории, распад μ -мезона на электрон и два нейтрино представляет собой наиболее чистый случай взаимодействия четырех фермионов. В отношении π - и μ -

распада теории двухкомпонентного нейтрино⁴⁻⁶ и теория универсального фермиевского взаимодействия Фейнмана и Гелл-Манна⁷ сделала ряд четких предсказаний. Такие экспериментальные проблемы, как форма спектра электронов при $\mu \rightarrow e$ -распаде, существование $\pi \rightarrow e$ -распада, значение параметра асимметрии в $\mu \rightarrow e$ -распаде, поляризация и спиральность возникающих при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде частиц, оказались весьма критическими для новой теории β -распада. В течение короткого времени возникли новые экспериментальные методы и появилось большое количество экспериментальных работ, посвященных этим задачам. Эта работа шла параллельно с исследованием аналогичных проблем в ядерном β -распаде и завершилась, в конце концов, установлением вариантов взаимодействия, подтвердивших справедливость теории универсального фермиевского взаимодействия с векторной и аксиально-векторной связью.

В результате этих исследований возникли новые возможности для эксперимента. Так, например, оказалось, что пучки μ -мезонов, с которыми имеют дело на ускорителях (и даже в космическом излучении, хотя и в меньшей степени), поляризованы. Это позволило выполнить фундаментальный для понимания природы μ -мезона опыт: определить магнитный момент μ -мезона. Первые же опыты такого рода^{2,78} показали, что g -фактор μ -мезона близок к 2, т. е. что μ -мезон действительно является дираковской частицей. Точность этих измерений неуклонно возрастает и в ближайшее время следует ожидать экспериментального решения вопроса о радиационной поправке к магнитному моменту μ -мезона.

Явление асимметрии в $\mu \rightarrow e$ -распаде дало, наконец, принципиальную возможность обнаружить существование новой атомной системы—мюония—водородоподобного атома с μ -мезоном в качестве ядра.

Рассмотрению экспериментальных данных об этих явлениях и посвящен настоящий обзор. При этом предполагается, что читатель знаком с основными теоретическими идеями, изложенными в работах и лекциях Ли и Янга^{1,4,8}, Ландау⁵, Фейнмана и Гелл-Манна⁷ и в обзорах⁹⁻¹².

Обзор начинается рассмотрением полученных к настоящему времени значений масс π - и μ -мезонов и их времен жизни. Проблема массы μ -мезона приобрела особое значение в связи с измерениями его магнитного момента: при использованных до сих пор методах измерения именно ошибки в массе μ -мезона ограничивают точность измерения магнитного момента.

Затем рассматриваются экспериментальные данные о форме спектра электронов при $\mu \rightarrow e$ -распаде и об энергетической зависимости параметра асимметрии пространственного распределения этих электронов.

После этого рассмотрены данные о существовании распада π -мезона на электрон и нейтрино: $\pi \rightarrow e + \nu$. Существование этого распада следует из теории Фейнмана—Гелл-Манна, ограничивающей β -распадные взаимодействия векторным и аксиально-векторным вариантами, и эти опыты являются критическими для современной теории β -распада. В этой же главе рассмотрены поиски различных радиационных схем распада. Эта проблема становится более конкретной ввиду установления вариантов слабых взаимодействий.

В последней главе обзора рассмотрен вопрос о значении параметра асимметрии в различных веществах. Эта проблема имеет по меньшей мере двойное значение. Во-первых, теория предсказывает, что параметр асимметрии $a = -0,33$. Поэтому важно выяснить, есть ли такие вещества или такие условия эксперимента, в которых величина a действительно имеет это значение. Во-вторых, в значениях коэффициента асимметрии, измеренных в различных веществах, существует большой разброс, объясняемый деполяризацией μ -мезонов, что создает возможности выяснения механизма деполяризации.

2. МАССЫ И ВРЕМЕНА ЖИЗНИ π - И μ -МЕЗОНОВ

Здесь мы приведем известные в настоящее время значения масс легких мезонов и их времен жизни. Анализ полученных к концу 1956 г. данных выполнен в работах ^{13,14}. С тех пор эти данные практически не изменялись и в таблице I мы приводим значения масс из работы Кроу ¹⁴.

Таблица I

Заряд	π -мезон	μ -мезон	Метод измерения массы
+	$273,34 \pm 0,33$	$206,93 \pm 0,35$	Магнитное поле и пробег в эмульсии ¹⁵
—	$272,8 \pm 0,45$	$206,3 \pm 0,47$	То же
—	$272,74 \pm 0,40$	$206,33 \pm 0,41$	Спектр γ -квантов ¹⁶
—	$273,34 \pm 0,13$	$206,93 \pm 0,13$	Рентгеновское излучение мезоатомов ^{17,18}
Средние взвешенные значения	$273,27 \pm 0,11$	$206,86 \pm 0,11$	

Значение массы π^0 -мезона равно

$$M_{\pi^0} = (264,37 \pm 0,60).$$

Наиболее точные измерения масс легких заряженных мезонов выполнены в работе Баркаса и др. ¹⁵ методом отклонения мезонов в магнитном поле и последующего измерения пробега в эмульсии, отградуированной по протонам. Масса π^- -мезона была измерена также по энергии монохроматического γ -излучения, возникающего при захвате затормозившихся в водороде π^- -мезонов ¹⁶ $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$. Другой метод точного измерения массы, пригодный для отрицательно заряженных мезонов, заключается в изучении поглощения рентгеновского излучения мезоатомов. Энергия этого излучения может быть определена с точностью до нескольких электроно-вольт, если использовать явление резкого уменьшения коэффициента поглощения, которое происходит тогда, когда энергия рентгеновского кванта оказывается меньше энергии, необходимой для вырывания электрона из K -оболочки атома поглотителя. (K -край кривой поглощения.) Подобные измерения поглощения рентгеновского излучения мезоатомов были выполнены в работе Козлова и др. ¹⁷ для μ -мезоатомов и Стирса и др. ¹⁸ для π -мезоатомов. В этих опытах рентгеновское мезоатомное излучение, испускаемое мишенью, в которой останавливались мезоны, регистрировалось сцинтилляционным спектрометром. Помещая между мишенью и спектрометром различные поглотители с монотонно меняющимся значением Z , наблюдали резкое изменение интенсивности данной линии при прохождении K -края, близкого к энергии данного перехода. При энергии около 50 $кэв$ K -уровни соседних элементов отличаются приблизительно на 1,7 $кэв$, поэтому таким методом нельзя точно измерить энергию рентгеновского излучения, а можно лишь в некоторых удачных случаях, выбрав подходящие переходы в подходящих мезоатомах,

установить весьма точно значения верхнего или нижнего предела этой энергии, а следовательно, и предела значений масс легких мезонов.

Переход от энергии рентгеновских квантов к массе мезона требует учета таких факторов, как взаимодействие мезона с ядром, конечные размеры ядра, электронное экранирование и т. п. Эти поправки весьма малы для переходов между далекими орбитами в легких элементах. При этом указанными поправками можно пренебречь и наиболее существенной оказывается поправка, связанная с поляризацией вакуума¹⁹.

В работе Козлова и др.¹⁷ были исследованы $2p-1s$ -переход в S, $3d-2p$ -переход в P и $4f-3d$ -переход в Si и установлены следующие пределы для значения массы μ^- -мезона:

$$(206,77 \pm 0,04) m_e \leq M_\mu \leq (208,95 \pm 0,04) m_e.$$

K -край кривой поглощения известен с точностью около десятка электрон-вольт и основная ошибка, указанная здесь, связана с теоретической оценкой эффектов поляризации вакуума.

Аналогичным методом получены пределы для масс π^- -мезона, равные¹⁸

$$(272,2 \pm 0,30) m_e \leq M_{\pi^-} \leq (273,51 \pm 0,04) m_e.$$

Среднее время жизни легких мезонов измерялось многократно. Наиболее точное значение среднего времени жизни μ^+ -мезонов получено Беллом и Хинксом²⁰ методом сдвинутых совпадений для μ -мезонов космического излучения:

$$\tau_{\mu^+} = (2,22 \pm 0,02) 10^{-6} \text{ сек.}$$

Недавно Дадзияк и др.²² произвели аналогичные измерения на ускорителе и получили

$$\tau_{\mu^+} = (2,21 \pm 0,02) 10^{-6} \text{ сек.}$$

Время жизни μ^- -мезонов зависит от вещества, в котором они останавливаются. Измерения в веществах с малым Z (< 10), где эффектом захвата можно полностью пренебречь, показали²¹, что время жизни свободного μ^- -мезона в пределах 4% ошибок измерений совпадает с временем жизни μ^+ -мезона.

Усреднение всех данных о времени жизни μ -мезонов, полученных разными, не согласующимися друг с другом методами, дает¹⁴

$$\tau_{\mu^\pm} = (2,56 \pm 0,05) 10^{-6} \text{ сек.}$$

Существующие данные не дают каких-либо указаний на различие во временах жизни π^+ - и π^- -мезонов.

Наиболее достоверная оценка времени жизни π^0 -мезона, полученная в работе Анайда²³, такова:

$$\tau_{\pi^0} = \left(5,0 \begin{smallmatrix} +5 \\ -2 \end{smallmatrix} \right) 10^{-15} \text{ сек.}$$

3. СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -РАСПАДЕ И АСИММЕТРИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

3.1. Теоретический спектр электронов и их угловое распределение

В этой главе будут рассмотрены экспериментальные данные о форме энергетического спектра электронов, испускаемых при $\mu \rightarrow e$ -распаде, о зависимости асимметрии пространственного распределения электронов от их энергии. Прежде чем перейти к экспериментальным данным, рас-

смотрим основные выводы теории β -распада в применении к распаду μ -мезона^{4-6, 24-29}. Рассмотрим распад μ -мезона на электрон, нейтрино и антинейтрино

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}.$$

Как известно из теории β -распада, требование релятивистской инвариантности взаимодействия приводит к тому, что гамильтониан, описывающий взаимодействие четырех участвующих в распаде фермионов (μ , e , ν , $\bar{\nu}$ в случае μ -распада, n , p , e , ν — в ядерном β -распаде), состоит из суммы пяти членов, соответствующих скалярному, псевдоскалярному, тензорному, векторному и аксиально-векторному вариантам взаимодействия

$$H_{\text{вз}} = \sum_j \bar{\psi}_e O_j \psi_\mu \{C_j (\bar{\psi}_\nu O_j \psi_\nu) + C'_j (\bar{\psi}_\nu O_j \gamma_5 \psi_\nu)\} + \text{эрм. сопр. члены}, \quad (1)$$

где ψ_ν — оператор поля, описывающий уничтожение нейтрино или рождение антинейтрино, $\bar{\psi}_\nu$ — оператор, описывающий уничтожение антинейтрино или рождение нейтрино; аналогичный смысл имеют операторы электронного и мезонного полей ψ_e и ψ_μ . Каждый такой оператор представляет собой четырехкомпонентный дираковский спинор, а между каждой парой спиноров находится оператор O_j (или $O_j \gamma_5$ в членах, не сохраняющих четность). Оператор O_j имеет следующие значения:

$$O_j = \begin{cases} 1 & \text{— скалярное взаимодействие} \\ \gamma_\mu & \text{— векторное} \\ \frac{1}{2i} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu) & \text{— тензорное,} \\ i\gamma_\mu \gamma_5 & \text{— аксиально-векторное} \\ \gamma_5 & \text{— псевдоскалярное,} \end{cases}$$

где γ_ν — дираковские матрицы, и $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$.

В выражении (1) C_j и C'_j — константы взаимодействия, соответствующие пяти указанным вариантам. Константы C_j соответствуют части взаимодействия, происходящей с сохранением пространственной четности, C'_j — с ее нарушением. Таким образом, β -распад μ -мезона в самом общем случае определяется набором десяти комплексных констант взаимодействия. Если пренебречь массой электрона ($m_e = 0$), то приведенный гамильтониан дает следующую форму спектра и углового распределения электронов при $\mu \rightarrow e$ -распаде:

$$R_i(x, \Omega) dx d\Omega = \frac{1}{\tau} 12 x^2 dx \frac{d\Omega}{4\pi} \left\{ (1-x) + \frac{2}{9} \varrho (4x-3) \mp \cos \vartheta \left[\alpha (1-x) + \frac{2}{9} \zeta (4x-3) \right] \right\}. \quad (2)$$

В этой формуле, дающей отнесенную к единице времени вероятность распада μ -мезона, x — энергия электрона, выраженная в долях максимальной энергии, которую он может получить при распаде ($0 < x < 1$); ϱ (параметр Мишеля), α (параметр асимметрии) и ζ (параметр асимметрии Мишеля) — три параметра, которые определенным образом зависят от пяти пар констант взаимодействия, входящих в гамильтониан (1).

Первый член формулы (2), не содержащий $\cos \vartheta$, дает спектр электронов распада

$$R(x) dx = \frac{1}{\tau} 12 x^2 dx \left\{ (1-x) + \frac{2}{9} \varrho (4x-3) \right\}.$$

Второй член, возникающий из-за несохранения четности, пропорционален

$$\mp \cos \vartheta \left[\alpha (1-x) + \frac{2}{9} \zeta (4x-3) \right]$$

и определяет асимметрию пространственного распределения электронов. Здесь ϑ — угол между направлениями спина μ -мезона, возникающего при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде, и направлением импульса электрона в момент $\mu \rightarrow e$ -распада; знаки $-$ и $+$ относятся к μ^- и μ^+ -мезонам соответственно.

Семейство кривых на рис. 1 изображает спектр электронов распада при различных значениях параметра Мишеля q . Эти кривые пересекаются при $x = 3/4$ и дают весьма близкие значения средней энергии электронов распада, заключенные в пределах $x = 0,6 - 0,7$. Из рис. 1 видно, что

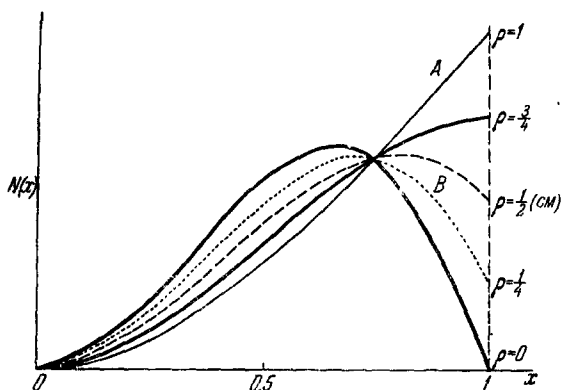


Рис. 1. Спектр электронов от $\mu \rightarrow e$ -распада при различных значениях параметра Мишеля q . Ось абсцисс — энергия x , ось ординат — вероятность распада.

параметр q характеризует жесткость спектра: чем меньше q , тем больше в спектре медленных электронов. Изменяя на опыте спектр электронов распада, можно сравнением этого спектра со спектрами рис. 1 определить значение параметра q . Но мы видели выше, что этот параметр представляет собой всего лишь одну связь, наложенную на десять неизвестных констант взаимодействия, описывающих $\mu \rightarrow e$ -распад, и поэтому измерение q дает очень мало для определения констант C . Так, например, в общем случае, если осуществляются пять вариантов вза-

имодействия для распада по схеме $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, величина q заключена между 0 и 1, а при испускании двух одинаковых нейтрино q может лежать между 0 и $3/4$.

Положение значительно упрощается в двухкомпонентной теории нейтрино, где для $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ -распада эти десять параметров сводятся к двум параметрам C_V и C_A . Действительно^{4, 6, 9}, эта теория может рассматриваться как частный случай четырехкомпонентной теории, если положить $C_S = C'_S = C_P = C'_P = C_T = C'_T = 0$, $C'_V = -C_V$, $C'_A = -C_A$ в двухкомпонентной теории нейтрино параметр Мишеля q должен быть равен $q = 3/4$, если существуют нейтрино и антинейтрино, и $q = 0$ при неразличимости этих частиц, т. е. при распаде по схеме $\mu \rightarrow e + 2\nu$ или $\mu \rightarrow e + 2\bar{\nu}$.

Таким образом, исследование формы спектра является критическим опытом для двухкомпонентной теории: если теория справедлива, необходимо, чтобы $q = 0$ ($\nu = \bar{\nu}$) или $3/4$ ($\nu \neq \bar{\nu}$). Разумеется, если на опыте будет обнаружено, что $q = 0,75$ или $q = 0$, то этого отнюдь не достаточно, чтобы установить справедливость двухкомпонентной теории и произвести выбор между двумя возможностями: $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ и $\mu \rightarrow e + \nu + \nu$. Действительно, такие значения q могут быть получены бесконечным числом комбинаций констант взаимодействия C и в четырехкомпонентной теории.

Мы рассмотрим теперь опыты, в которых был измерен спектр электронов распада и определена величина параметра q .

3.2. Спектр электронов при $\mu \rightarrow e$ -распаде. Определение параметра q

Первое измерение спектра позитронов от $\mu \rightarrow e$ -распада было произведено Лейтгоном, Андерсеном и Шерифом³⁰. Эти авторы работали с μ^+ - и μ^- -мезонами космического излучения и использовали метод «падающей» камеры Вильсона, помещенной в магнитном поле. В этом опыте было показано, что энергии электронов распада образуют простирающийся до 50—60 Мэв непрерывный спектр. К аналогичному выводу пришли Г. Б. Ждапов и А. А. Хайдаров³¹ и Штейнбергер³² на основании анализа кривой поглощения электронов от распада μ -мезонов космического излучения. Из непрерывного характера спектра следовало, что при распаде возникает более двух частиц. Энергия, уносимая всеми электронами распада, оказалась близкой к $\frac{1}{3}$ всей энергии, выделяющейся при распаде, откуда с большой степенью достоверности вытекало, что при распаде возникают три легкие и слабо взаимодействующие частицы.

Опыты Хинкса и Понтекорво³³ и Сарда и Алтауса³⁴ показали, что образующиеся при $\mu \rightarrow e$ -распаде незаряженные частицы не являются γ -квантами.

В последующие годы форма спектра позитронов распада исследовалась многими авторами. Для большинства первых работ характерны, однако, недостаточно хорошая статистическая точность и плохое разрешение по энергии. Кроме того, в этих работах имела место значительная систематическая ошибка в определении параметра q , вызванная тем, что масса μ -мезона, а следовательно, и граница спектра были в те годы известны недостаточно точно. Произведенные измерения формы спектра удобно рассмотреть в соответствии с использованной методикой.

Фотоэмульсионный метод. В этом методе энергия электронов от $\mu \rightarrow e$ -распада измеряется по их многократному рассеянию в кулоновском поле ядер эмульсии. В обычных условиях (слои фотоэмульсии толщиной 400—1000 μ) отбираемые для измерения следы электронов имеют минимальную длину 1—1,5 мм, определяемую возможностью разбиения следа на 15—20 независимых ячеек по 50—100 μ , а их максимальная длина, определяемая выходом электронов из тонкого слоя эмульсии из-за рассеяния, очень редко превосходит 5 мм. В этих условиях статистическая точность измерения энергии методом многократного рассеяния лежит, в зависимости от длины следа и энергии электрона, в пределах 8—20%. Кроме этой дисперсии измерений, при сравнении излученного спектра с теорией необходимо иметь в виду радиационные потери электронов в эмульсии. Радиационная длина в эмульсии близка к 3 см и флуктуации этих потерь начинают играть роль, сравнимую с дисперсией измерения рассеяния, для следов длиной в несколько миллиметров.

Значения параметра q , полученные фотоэмульсионным методом, приведены в начале таблицы II (строки 2—5).

Следует отметить, что параметр q может быть определен и не по полному спектру, а по ходу спектра в области малых энергий. В методе фотоэмульсий такой способ определения параметра q обладает значительным преимуществом перед обычным анализом всего спектра. Действительно, во-первых, область малых энергий наиболее чувствительна к величине этого параметра. Из спектра позитронов распада (формула (2), рис. 1) легко получить, что если q меняется от 0 до 0,75, то относительное число частиц малой энергии ($x < 0,3$ —0,4) меняется приблизительно в два раза, тогда как характеристики спектра, зависящие от больших энергий, меняются с изменением q гораздо слабее. Так, например, при тех же

Таблица II

Сводка данных об измерении параметра Мишеля q

Авторы	Год	Источник мезонов	Метод	Знак заряда	Числа случаев	Приведенное $h m_{\mu} = 209,6$
Лейтон и др. ³⁰	1949	К. Л.	Камера Вильсона в магн. поле	+ и —	75	0,4
Брамсон и др. ^{35,36}	1952	УСК	Фотоэмульсии	+	301	$0,48 \pm 0,13$
Бонетти и др. ³⁷	1956	К. Л.	»	+ и —	506	$0,57 \pm 0,14$
Бессон и др. ³⁸	1958	УСК	»	+	915	$0,67 \pm 0,14$
Вайсенберг ¹⁴²	1959	»	»	+ и —		$0,72 \pm 0,10$
Вайлейн и др. ⁴⁰	1954	»	Камера Вильсона в магн. поле	+	280	$0,50 \pm 0,13$
Розенсон ³⁹	1958	»	Диф. камера в магн. поле	+	1300	$0,67 \pm 0,05$
Сарисент и др. ⁴¹	1955	»	То же	—	415	$0,64 \pm 0,10$
Кроу и др. ⁴²	1956	»	Спектрометр с двойной фокусировкой	+		$0,62 \pm 0,03$
Друпсак и др. ⁴¹	1959	»	Спектрометр со спиральной орбитой	+		$0,74 \pm 0,03$
Андерсон и др. ⁴³	1959	»	Спектрометр	+		$0,74 \pm 0,03$

пределах изменения q средняя энергия электронов распада меняется всего лишь от 0,6 до 0,7. Второе обстоятельство, благоприятствующее определению параметра q по ходу спектра в области малых энергий, заключается в том, что эта область энергий в наименьшей степени искажена разбросом измерений рассеяния и тормозным излучением в самой эмульсии, так что соответствующие поправки малы. Наконец, принципиальное, но из-за малой статистики еще далеко не реализованное, преимущество измерений в области малых энергий заключается в том, что радиационные поправки к спектру сильнее всего сказываются в области малых энергий, а так как эти поправки весьма чувствительны к вариантам взаимодействия, то измерения начала спектра могли бы дать дополнительный материал о константах взаимодействия при $\mu \rightarrow e$ -распаде. В работе¹⁴² был измерен спектр для 1099 электронов распада и рассмотрены все полученные методом фотоэмульсий данные о ходе спектра в области малых энергий ($x < 0,3 - 0,4$). Эти данные оказываются хорошо согласующимися друг с другом. После введения незначительных поправок на «эффект плоской камеры», заключающийся в том, что из-за рассеяния следы позитронов малой энергии присутствуют в относительно меньшем числе, чем следы позитронов большей энергии, и на размытые спектров ошибками измерений было получено значение параметров Мишеля $q = 0,72 \pm 0,10$.

Камеры, помещенные в магнитное поле. Точность измерения энергии электронов распада может быть значительно увеличена по сравнению с фотоэмульсионным методом, если использовать камеру Вильсона или пузырьковую камеру, поместив ее в магнитное поле в несколько килогаусс. Отбирая следы электронов распада длиной в несколько сантиметров, можно достичь 3—5% дисперсии в измерении импульса. Одной из работ такого типа является работа Розенсона³⁹. Диффузионная камера, наполненная водородом при давлении 20 атм и помещенная в магнитное поле 7000 гаусс, была экспонирована в пучке медленных μ -мезонов. В среднем камера регистрировала около двух остановок μ -мезонов в импульсе, содержавшем 10—20 мезонов. Наиболее существенным критерием отбора позитронных следов было то, чтобы их длина пре-

восходила 5 см. На 13 снимков в среднем приходился один пригодный для измерения след позитрона. Из 25 000 снимков было отобрано 1300 позитронов, вошедших в спектр, показанный на рис. 2. По оси абсцисс отложена величина импульса x , выраженного в долях максимального импульса $P_{\max} = 52,8 \text{ Мэв/с}$, по оси ординат—число частиц на интервал $\Delta x = 0,025$. Статистический анализ показывает, что значением q , наилучшим образом согласующимся с приведенными данными, является $q = 0,67 \pm 0,05$.

Спектр электронов распада измерялся также и в водородной пузырьковой камере в поле 8000 гаусс, при поисках электронного распада π -мезона⁹². Соответствующие спектры приведены на рис. 27, описание

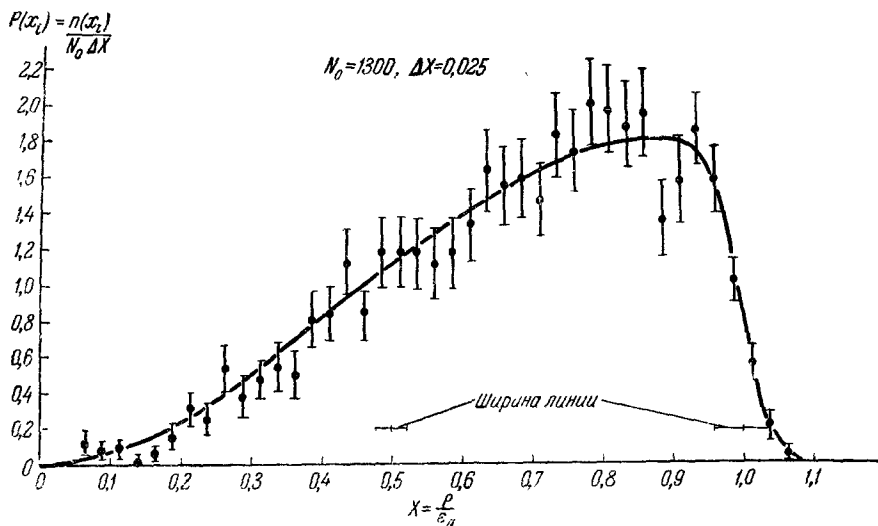


Рис. 2. Спектр электронов от $\mu \rightarrow e$ -распада по измерениям Резенсона в магнитной камере Вильсона. Ось абсцисс—энергия x , ось ординат—число позитронов на интервал энергии $\Delta x = 0,025$.

установки дано на стр. 462. Из рис. 27 следует, что полученный спектр хорошо согласуется со значением q , близким к 0,75.

Магнитные спектрометры. Наконец, следует рассмотреть данные, полученные с помощью магнитных спектрометров⁴²⁻⁴⁴. На 6-й рочестерской конференции 1956 г. сообщалось о работе Кроу и др.⁴². Эти авторы работали с магнитным спектрометром с двойной фокусировкой, предварительно испытанным и откалиброванным на измерениях рассеяния электронов. Они получили $q = 0,62 \pm 0,05$. Андерсон и др.⁴³ при поисках $\pi \rightarrow e$ -распада тщательно промерили спектр $\mu \rightarrow e$ -позитронов. Их прибор описан в гл. 6, а на рис. 30 приведен полученный ими спектр, который удовлетворяет значению $q = 0,74 \pm 0,03$. В работе Дуджак, Сеган и др.⁴⁴, работавших со спектрометром со спиральной орбитой, получено $q = +0,741 \pm 0,027$.

Рассматривая данные таблицы I, мы приходим к выводу, что за исключением первых работ приведенные значения q довольно хорошо согласуются друг с другом, а малые значения параметра q , полученные в ранних работах, в значительной мере объясняются неверным значением известной в то время массы μ -мезонов. Средние значения q , полученные тремя рассмотренными методами, приведены в таблице III.

Мы видим, что средние значения q , полученные тремя методами, лежат в пределах 0,65—0,70. Из этих данных во всяком случае следует, что вероятность того, что q больше $3/4$, пренебрежимо мала.

Таблица III
Значения параметра Мишеля ϱ

Фотоэмуль- сии	Камеры в магнитном поле	Магнитные спектромет- ры
$0,67 \pm 0,07$	$0,65 \pm 0,04$	$0,70 \pm 0,02$

Одной из причин некоторого уменьшения наблюдаемого на опыте параметра ϱ являются радиационные эффекты. Они заметно увеличивают интенсивность спектра в области малых энергий и уменьшают ее в области больших энергий. Такое смягчение спектра проявляется в уменьшении эффективной величины ϱ , оцениваемой

сравнением формулы (2) с экспериментальными данными. Из вычислений Берендса и др.⁴⁵, В. Кузнецова⁴⁶, Киношита и Сирлина⁴⁷, Бермана⁴⁸ следует, что радиационные эффекты могут уменьшить $\varrho = 0,75$ на 5—6%, т. е. довести его до 0,71. Следует еще иметь в виду, что в большинстве экспериментальных методов всегда имеется некоторая тенденция к уменьшению измеряемой энергии. Поэтому, несмотря на различие между $\varrho = 0,75$ и измеренным значением ϱ , в настоящее время можно считать, что рассмотренные экспериментальные данные не противоречат требованию двухкомпонентной теории $\varrho = 0,75$ для распада на электрон, нейтрино и антинейтрино.

3.3. Асимметрия пространственного распределения электронов от $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распада

В этом параграфе будут рассмотрены данные об асимметрии пространственного распределения электронов при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде. Наряду с опытами по β -распаду Co^{60} открытие такой асимметрии явилось основным опытом, продемонстрировавшим несохранение четности в слабых взаимодействиях. Здесь мы рассмотрим вопрос о зависимости асимметрии от энергии. Вопрос о величине коэффициента асимметрии, связанный с проблемой деполаризации, будет рассмотрен в гл. 7.

Несохранение пространственной четности приводит, как мы видели выше, к тому, что вероятность распада зависит от косинуса угла Φ между направлением спина μ -мезона и импульса электрона распада. В теории двухкомпонентного нейтрино⁴⁻⁶ выражение (2) для угловой зависимости вероятности распада упрощается и принимает следующий вид:

$$R(x, \Omega) dx d\Omega = \frac{1}{2\pi} x^2 [(3 - 2x) \mp \xi (1 - 2x) \cos \Phi] dx d\Omega. \quad (3)$$

В этой формуле ξ — параметр, следующим образом зависящий от констант связи C_V и C_A двухкомпонентной теории:

$$\xi = \frac{C_V C_A^* + C_A C_V^*}{|C_V|^2 + |C_A|^2}. \quad (4)$$

Заметим, что для μ^- -мезона с тем же направлением спина коэффициент ξ в (3) берется с другим знаком. Так как направление спина μ^- -мезона обратно направлению спина μ^+ -мезона, то это означает, что если мы на опыте наблюдаем определенную пространственную асимметрию для μ^+ -распада, то знак этой асимметрии не изменится, если от μ^+ -мезонов перейти к μ^- -мезонам: если позитроны при $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде летят преимущественно назад, то же будет и для электронов при $\mu^- \rightarrow e^-$ -распаде.

Из формулы (4) следует, что возможные значения ξ лежат между -1 и $+1$. В частности, если $|C_V| = |C_A|$, т. е. если распад μ -мезона обусловлен только векторным и аксиально-векторным вариантами взаимо-

действия с равными значениями констант, как это имеет место в теории Фейнмана — Гелл-Манна, то $|\xi| = 1$.

Рассмотрим некоторые следствия из формулы (3), удобные для сравнения данных опыта с теорией.

1. Коэффициент асимметрии для электронов с данной энергией равен

$$a(x) = \xi \frac{2x - 1}{3 - 2x}. \quad (5)$$

При $x = 1$ $a(1) = \xi$, при уменьшении x $a(x)$ уменьшается до 0 в середине спектра (при $x = 1/2$) и при дальнейшем уменьшении энергии меняет знак, достигая при малых энергиях значения

$$a(0) \cong -\frac{1}{3} \quad (\text{см. рис. 3}).$$

2. Коэффициент асимметрии для электронов с энергией, меньшей данной:

$$a(<x) = \frac{\xi}{2} \left(\frac{-2x^2 + 3x}{2x^3 - x^4} \right). \quad (6)$$

Отсюда следует, что усредненный по всему спектру электронов коэффициент асимметрии равен в теории Фейнмана — Гелл-Манна: $a(<1) = -1/3$.

3. Коэффициент асимметрии для электронов с энергией, большей данной:

$$a(>x) = \frac{\xi}{3} \left(\frac{1+x+x^2+3x^3}{1+x+x^2-x^3} \right).$$

На рис. 3 даны графики этих величин.

Приведенные значения коэффициентов $a(x)$, $a(>x)$ и $a(<x)$ получены в теории, не учитывающей радиационных поправок. Соответствующие поправки были вычислены в работах Киношита и Сирлина^{47, 49} и В. Кузнецова⁴⁶. На графике $a(<x)$ пунктиром показана величина $a(<x)$, вычисленная с учетом радиационных поправок^{46, 47}. Мы видим, что радиационные поправки существенны в области малых энергий, где они снижают коэффициент асимметрии на 30 — 40%, но не влияют на коэффициент асимметрии при больших энергиях.

Первым опытом, обнаружившим пространственную асимметрию при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде, был опыт Гарвина, Ледермана и Вейнриха². Его схема приведена на рис. 4. Пучок монохроматических π^+ -мезонов ($E = 85 \text{ МэВ}$), выведенный обычным образом из ускорителя, содержал около 10% μ^+ -мезонов, возникших главным образом при распаде π^+ -мезонов на лету вблизи мишени циклотрона и на всем протяжении их пролета в отклоняющей и коллимирующей системе. Разделение π - и μ -мезонов производилось обычным методом поглощения в графитовом блоке, останавливающем π^+ -мезоны, но пропускающем μ^+ -мезоны с тем же начальным импульсом. μ -мезоны окончательно останавливаются в графитовой мишени. Попадание μ -мезонов в мишень регистрируется импульсом совпадений от сцинтилляционных счетчиков 1 — 2. Последующий $\mu \rightarrow e$ -распад в графитовой мишени отмечается электронным телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков (3 — 4). На схеме показан телескоп

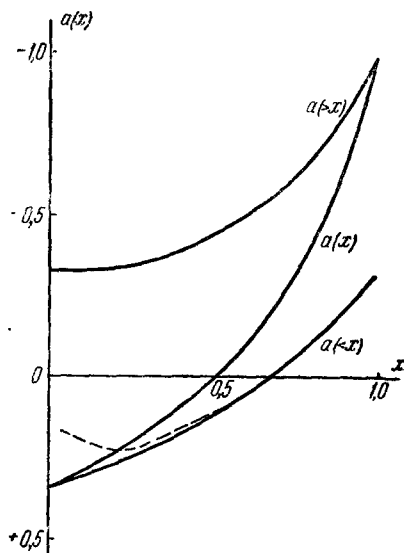


Рис. 3. Коэффициенты асимметрии при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде в двухкомпонентной теории нейтрино. $a(x)$ — коэффициент асимметрии для электронов с энергией x , $a(<x)$ — с энергией от 0 до x , $a(>x)$ от x до 1.

из трех счетчиков 3—4—5, что соответствует более позднему варианту опыта, когда измерялась зависимость асимметрии от энергии позитронов распада.

Импульс совпадений 1—2 сдвигался по фронту на $0,75 \mu\text{сек}$ и отпирал радиотехническую схему на $1,25 \mu\text{сек}$. Таким образом, система

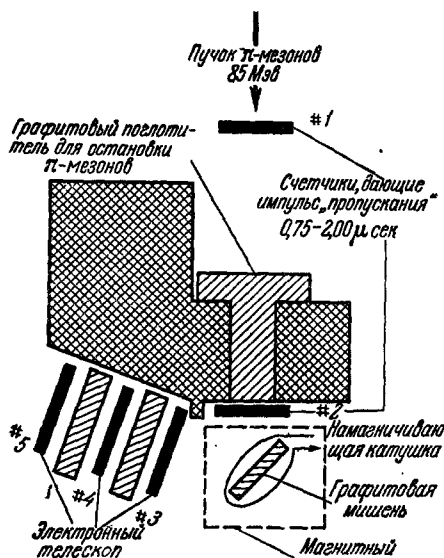


Рис. 4. Схема опыта Гарвина, Ледермана и Вейриха² по изучению несохранения четности при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде.

считала электроны, вылетевшие из графитовой мишени в интервале времени от $0,75$ до $2,00 \mu\text{сек}$ после остановки μ^+ -мезона в мишени. Предположим, что μ -мезоны поляризованы в направлении своего движения. Задачей опыта является поиск асимметрии пространственного распределения электронов относительно этого направления, характеризуемого (см. формулу (1)) углом ϑ между направлениями движения μ -мезона и вылета электрона распада. В отсутствие вблизи углеродной мишени магнитного поля электронный телескоп регистрирует, как видно из рисунка, электроны, для которых угол ϑ близок к 100° . Если через петлю, показанную на рис. 4, пойдет ток, то в постоянном магнитном поле H , перпендикулярном к плоскости рисунка, спин μ^+ -мезона будет прецессировать с частотой $\omega = g \frac{eH}{2m_\mu c}$

радиан/сек (g -гиромагнитное отношение для μ -мезона, m_μ — его масса) и угловое распределение будет поворачиваться вокруг направления пучка μ -мезонов, вместе со спином. Таким образом, угловое распределение электронов распада может быть получено при

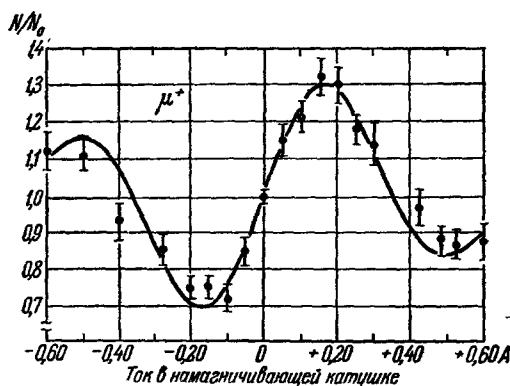


Рис. 5. Асимметрия пространственного распределения электронов при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде в графите. Ось абсцисс — ток в намагничивающей катушке, ось ординат — число отсчетов электронного телескопа.

неизменной геометрии опыта изменением тока в катушке: каждому значению тока отвечает свой средний угол поворота спина μ -мезона. Экспериментальная кривая, полученная для мишени из графита, приведена на рис. 5. По оси абсцисс отложен ток в намагничивающей катушке

(максимальная напряженность поля в области мишени достигала 50 гаусс), по оси ординат — отношение числа сосчитанных импульсов N к числу импульсов N_0 , сосчитанных за тот же интервал времени в отсутствие магнитного поля. Сплошная кривая соответствует теоретическому распределению типа $1 + a \cos \theta$ при значении $a = -1/3$ и для гиромагнитного отношения μ^+ -мезона, равного $+2,00$. При этом учтен телесный угол телескопа, регистрирующего электроны, и экспоненциальный спад числа μ^+ -мезонов за то время, что схема отперта. Мы видим, что экспериментальные данные прекрасно совпадают с этой кривой, что привело авторов к ряду хорошо известных в настоящее время выводов:

1. Четность не сохраняется как при $\pi \rightarrow \mu$ -, так и при $\mu \rightarrow e$ -распадах.

2. Имеет место весьма сильная асимметрия распределения μ -мезонов, распадающихся в графите, близкая к максимальной асимметрии $a = -1/3$, предсказанной теорией.

3. Гиромагнитное отношение для μ -мезона оказалось совпадающим с g для частицы, описываемой уравнением Дирака.

Последующие опыты, выполненные во многих лабораториях, значительно расширили и уточнили эти результаты. В этих опытах была изучена зависимость коэффициента асимметрии от вещества, в котором останавливаются μ -мезоны, изучен ход коэффициента асимметрии с энергией позитронов и измерен магнитный момент μ -мезона.

Мы обратимся к этим опытам в соответствующих частях обзора, но предварительно рассмотрим качественное объяснение опыта Ледермана с точки зрения теории двухкомпонентного нейтрино.

В теории двухкомпонентного нейтрино, как известно, спин нейтрино должен быть направлен по импульсу (либо против импульса) нейтрино. В соответствии с этим для нейтрино вводится новое квантовое число — спиральность H , которое равно $H = +1$ или $H = -1$, в зависимости от того, какая из этих двух возможностей реализуется в действительности. С помощью представления о спиральности нейтрино явление поляризации при $\pi \rightarrow \mu$ -распаде и асимметрия последующего $\mu \rightarrow e$ -распада может быть наглядно иллюстрирована. Так как спин π -мезона равен нулю $l = 0$, а спин нейтрино направлен вдоль или против его импульса, то из закона сохранения спина следует, что у μ -мезона, вылетающего в направлении, противоположном направлению вылета нейтрино, должна быть одинаковая с ним спиральность $H_\mu = H_\nu = 1$ или $H_\mu = H_\nu = -1$ (рис. 6).

В последующем распаде μ -мезона

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$$

ограничимся рассмотрением крайнего случая, когда электрон получает максимальную энергию, возможную при распаде. При этом нейтрино и антинейтрино обладают равными импульсами, а импульс электрона

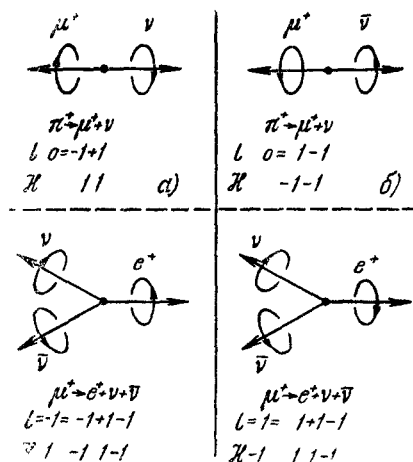


Рис. 6. Спиральность частиц при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде.

им противоположен. Суммарный момент количества движения, уносимый испущенными в одинаковом направлении нейтрино и антинейтрино, будет равен нулю (спиральность антинейтрино противоположна спиральности нейтрино) и на долю электрона останется весь спин μ -мезона. Но электрон, так же как и нейтрино, обладает продольной поляризацией, т. е. определенной спиральностью. Поэтому направление его вылета может быть только коллинеарным направлению вылета μ -мезона при $\pi \rightarrow \mu$ -распаде: оно будет совпадать с этим направлением, если спиральности μ -мезона и электрона совпадают, или будет ему противоположно, если электрон имеет спиральность, противоположную спиральности μ -мезона.

Таким образом, спиральность легких частиц, образующихся при распаде, наглядно объясняет возникновение асимметрии.

Опыт Гарвина и др.² показал, что позитрон при $\mu \rightarrow e$ -распаде вылетает в направлении, противоположном направлению вылета μ -мезона в предшествующем $\pi \rightarrow \mu$ -распаде. Отсюда сразу следует, что его спиральность противоположна спиральности μ -мезона, а значит и спиральности нейтрино, возникающих при $\pi \rightarrow \mu$ -распаде.

Однако опыт Гарвина и др. не позволяет сделать выбор между возможностями

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad \text{и} \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu},$$

показанными на рис. 6, и для решения вопроса—какая частица вылетает при $\pi \rightarrow \mu$ -распаде, нейтрино или антинейтрино, необходимо непосредственное измерение спиральности частиц, возникающих при β -распаде. Мы вернемся к этой проблеме в главе об измерении спиральности легких частиц.

Теперь рассмотрим исследования энергетической зависимости коэффициента асимметрии.

Опыты, выполненные электронными методами с помощью счетчиков и магнитных спектрометров. Известно, что первый опыт Гарвина и др. не подтвердил предсказываемого теорией резкого возрастания коэффициента асимметрии с ростом энергии. Так, например, помещая между счетчиками электронного телескопа 3, 4 (рис. 4) поглотители, соответствующие пробегу электронов 8 г/см² (электроны с энергией $E_e > 25 Mэв$) и пробегу 16 г/см² ($E_e > 35 Mэв$), авторы практически не обнаружили возрастания отношения $\frac{\text{максимум}}{\text{минимум}}$: в первом случае оно было равно $1,86 \pm 0,20$, а во втором $1,92 \pm 0,19$ вместо ожидаемого 2,5. Причина столь слабого роста коэффициента асимметрии в этих измерениях связана с излучением электронами γ -квантов в поглотителе. Возникшие γ -кванты регистрируются счетчиками благодаря вторичным явлениям, главным образом комптон-эффекту. Это ложным образом увеличивает пробег медленных электронов, смазывая рост коэффициента асимметрии. Во второй работе Колумбийской группы⁵⁰ уже были приняты меры против регистрации электронов через их тормозное излучение: число сцинтилляционных счетчиков в телескопе было увеличено до трех (см. рис. 4) и графитовый поглотитель разбит на две части. Еще дальше в этом направлении пошли Мухин, Озеров и Понтекорво⁵¹, в установке которых электронный телескоп состоял из 5 рядов сцинтилляционных счетчиков, между которыми помещались 4 слоя полиэтиленовых поглотителей. Результаты этих авторов приведены на рис. 7 и 8, где по оси абсцисс нанесены толщины поглотителей в г/см² и соответствующие этим толщинам минимальные энергии электронов, а по оси ординат—величины измеренной асимметрии; в первом случае это отношение максимума и минимума интенсивности на кривых.

подобных кривым рис. 5, во втором—непосредственно величина коэффициента асимметрии. Сплошные кривые на обоих рис. дают теоретический ход асимметрии по теории двухкомпонентного нейтрино, поправленный на энергетическую и угловую эффективность системы регистрации. Как видно из этих кривых, экспериментальные данные находятся в согласии с теорией двухкомпонентного нейтрино.

Крюгер и Кроу⁵² изучали зависимость коэффициента асимметрии от энергии методом магнитного спектрометра. Схема их опыта показана на рис. 9. Пучок μ -мезонов, предварительно очищенный поглощением от π -мезо-

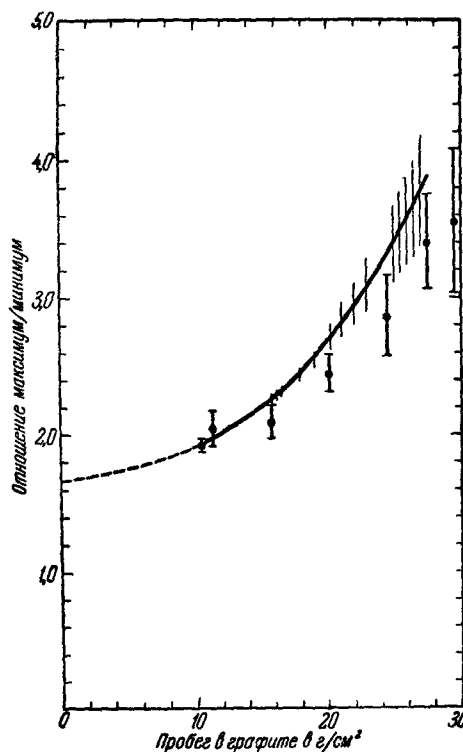


Рис. 7. Энергетическая зависимость асимметрии при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде по данным Вейнриха^{50, 143}.

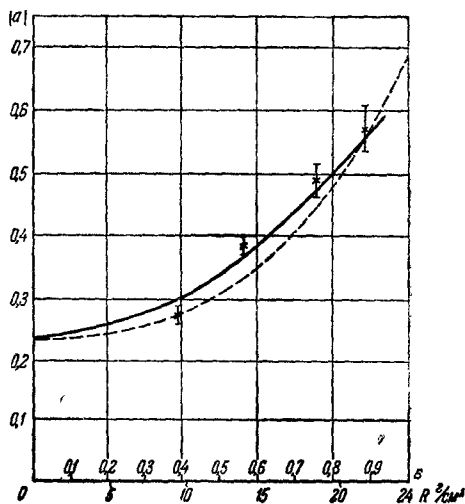


Рис. 8. Энергетическая зависимость асимметрии при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде по данным Мухина, Озерова и Понтекорво⁵¹.

нов, тормозился в мишени, которая вместе с катушками Гельмгольца находилась в магнитном экране. В отсутствие тока в катушках μ -мезоны сохраняли свою поляризацию и попадающие в магнитный спектрометр электроны соответствуют испущенным «вперед», т. е. минимальной интенсивности $I(0)$. При включении катушек Гельмгольца возникало вертикальное поле в 55 гаусс, заставляющее прецессировать μ -мезоны и вызывавшее полную деполяризацию. Интенсивность $I(H)$ при поле H отвечала симметричному члену формулы (1). Зная $I(0)$ и $I(H)$ и угловое и энергетическое разрешения прибора, можно вычислить коэффициент асимметрии для данной энергии, регистрируемой спектрометром. Полученная в этой работе энергетическая зависимость $a(\tau)$ приведена на рис. 10. Она обнаруживает хорошее согласие с теорией двухкомпонентного нейтрино. Энергетическая зависимость коэффициента асимметрии была измерена также в работе Кассельса и др.⁵³ (Ливерпульская группа). Для определения энергии электронов распада эти авторы использовали большой кристалл NaI диаметром 15 и длиной 12,5 см, в котором происходило практически полное поглощение электронов (рис. 11) или их вторичного излучения

Этот скintилляционный спектрометр электронов отличает эту установку от другой установки Ливерпульской группы исследователей, в которой измерялись асимметрия распада в различных веществах и магнитный момент μ -мезона (см. рис. 35).

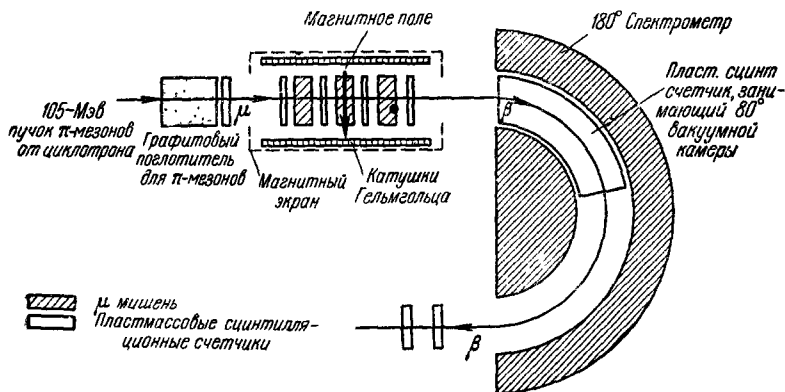


Рис. 9. Опыт Крюгера и Кроу по измерению энергетической зависимости асимметрии при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде с помощью магнитного спектрометра

Измеренное отношение коэффициентов асимметрии в этом опыте для случаев, когда сцинтилляционный спектрометр регистрирует электроны с энергией, большей 48 Мэв, и все попадающие в него электроны распада,

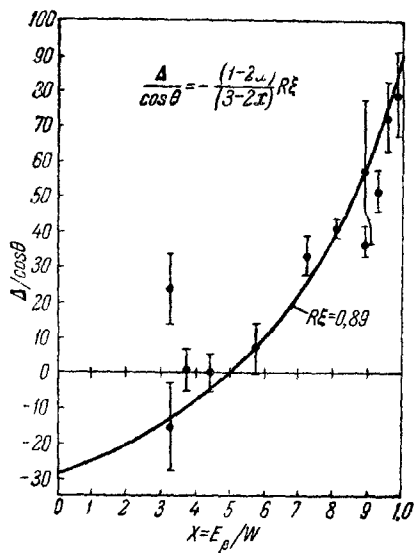


Рис. 10. Зависимость коэффициента асимметрии по энергии $a(x)$ по данным Крюгера и Кроу. Сплошная кривая— $a(x)$ по теории двухкомпонентного нейтрино.

равно $2,79 \pm 0,39$, тогда как теория двухкомпонентного нейтрино после введения поправок на условия опыта требует отношения, равного $2,32 \pm 0,06$. Таким образом, и в результатах, полученных этим методом, можно констатировать согласие с двухкомпонентной теорией.

Опыты, выполненные методом фотоэмульсий. При изучении энергетической зависимости пространственной асимметрии электронов метод фотоэмульсий имеет ряд преимуществ перед другими методами. Во-первых, он обладает чрезвычайно хорошим угловым разрешением: угол между направлениями μ -мезона и электрона распада может быть легко измерен с точностью около 1° . Во-вторых, след электрона в фотоэмульсии виден от точки распада до точки выхода из фотоэмульсии. Это значит, что отсутствует «мертвое» пространство, характерное для опытов с мишенями, в которых поглощаются μ -мезоны, и отсутствует нижняя граница энергий, доступных рассмотрению; метод фотоэмульсий позволяет регистрировать весь спектр электронов распада, начиная с энергии в несколько Мэв с практически одинаковой эффективностью. В-третьих, энергия позитрона распада в фотоэмульсии опре-

дetermined by the energy of the positron in the photoemulsion.

деляется прямым методом на основании его кулоновского рассеяния в поле ядер, тогда как в опытах с электроникой (выполненных без магнитного анализа) эта энергия определяется по поглощению, с помощью сравнительно косвенного метода. Прибавим к этому, что рассмотренные выше опыты, выполненные электронными методами, потребовали многих десятков и сотен часов работы ускорителя, тогда как соответствующие экспозиции эмульсий отнимают часы. Первые измерения энергетической зависимости коэффициента асимметрии были выполнены в работе Вайсенберга

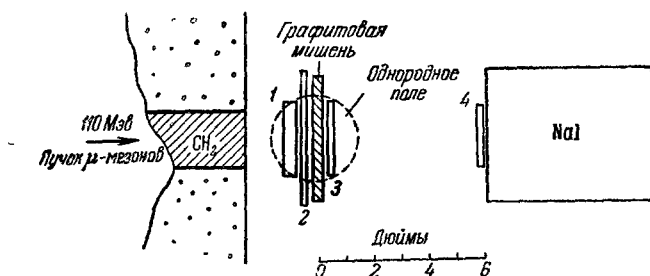


Рис. 11. Опыт Кассельса и др.⁵³ по измерению энергетической зависимости асимметрии при $\pi \rightarrow \mu_1^+ \rightarrow e$ -распаде

и Смирнитского⁵⁴. На рис. 12 приведены полученные в этой работе данные. По оси абсцисс этого графика отложена энергия x , по оси ординат—коэффициент асимметрии, измеренный по среднему значению $\cos \theta$, где θ —угол между проекциями на плоскость эмульсии углов испускания μ -мезона и электрона. Сплошная кривая (1) на рисунке даст теоретическую зависимость коэффициента асимметрии, заштрихованная область

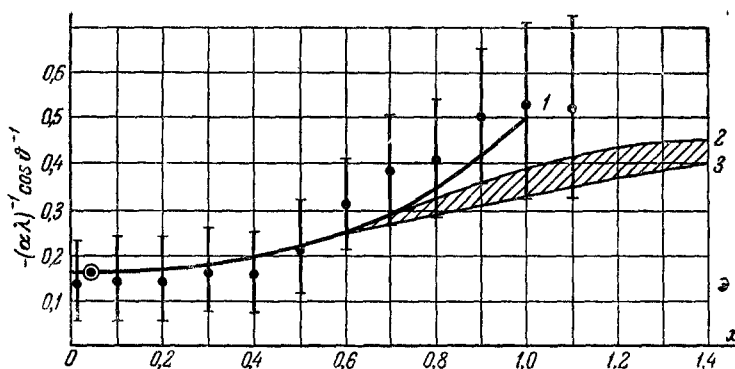


Рис. 12. Интегральный коэффициент асимметрии $a(>x)$ по измерениям в эмульсии⁵⁴

(2 и 3) соответствует теоретической кривой, размытой дисперсией наблюдений (верхняя кривая—самая малая, нижняя—самая большая дисперсия). Приведенная кривая показывает быстрое увеличение интегрального коэффициента с ростом энергии, что находится в согласии с предсказаниями двухкомпонентной теории. Аналогичные результаты были получены в работах Бабаяна и др.⁵⁵, Кастаньоли и др.^{56, 57} и Бессен и Бриссо³⁸.

Значительно более точные данные удалось получить, помещая фотоэмульсии в сильное магнитное поле, устраняющее деполаризацию

и увеличивающее тем самым наблюдаемый коэффициент асимметрии (см. главу 7). На рис. 13 приведен дифференциальный спектр значений

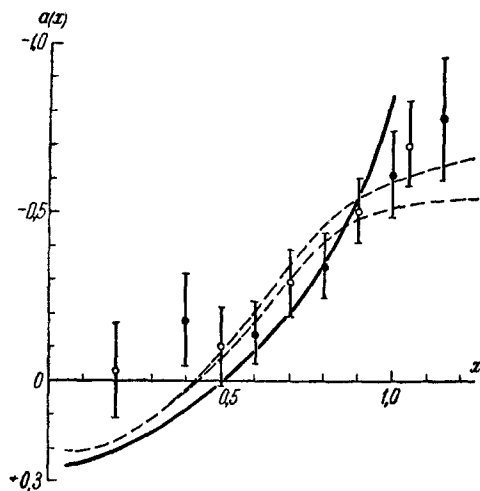


Рис. 13. Энергетическая зависимость асимметрии $a(x)$ по измерениям в эмульсии, помещенной в сильное магнитное поле ⁵⁸.

коэффициента асимметрии, измеренный в фотоэмульсии, помещенной в магнитное поле 17 000 гаусс ⁵⁸. При этом коэффициент асимметрии возрос от $a \cong -0,08 \pm 0,01$ до $a = 0,28 \pm 0,02$ (см. главу 7). По оси абсцисс рис. 13 отложена энергия позитронов, по оси ординат — измеренный коэффициент асимметрии в соответствующем энергетическом интервале. Пунктирными кривыми показана размытая крайними условиями измерения теоретическая зависимость, предсказываемая двухкомпонентной теорией; экспериментальные данные находятся в согласии с теорией двухкомпонентного нейтрино.

Энергетическая зависимость коэффициента асимметрии изучалась также в пузырьковых камерах по многократному рассеянию

позитронов ⁵⁹⁻⁶¹. Полученные этим методом данные также находятся в качественном согласии с теорией двухкомпонентного нейтрино.

3.4. Асимметрия пространственного распределения позитронов в области малых энергий

Теория двухкомпонентного нейтрино требует весьма характерного поведения коэффициента асимметрии в области малых энергий (см. рис. 3): при энергии, близкой к нулю, коэффициент асимметрии $a(x)$ равен по величине и обратен по знаку (т. е. положителен) среднему коэффициенту асимметрии $a (< 1)$, и по мере возрастания энергии уменьшается. В середине спектра при $x = 1/2$ коэффициент асимметрии $a(x) = 0$, а коэффициент асимметрии $a (< x)$ обращается в нуль при $x = 2/3$. Проверка теории в области малых энергий затруднена тем, что электроны малых энергий представлены в спектре весьма скудно: при малых энергиях число частиц с энергией, меньшей x , пропорционально x^3 . При приведенных выше данных об энергетической зависимости коэффициента асимметрии действительно следует, что к середине спектра асимметрия исчезает. Чтобы обнаружить ожидаемую перемену знака асимметрии при самых малых энергиях, необходимо рассмотреть измерения, выполненные методом фотоэмульсий или пузырьковых камер, где измерению доступны начальные участки траектории электронов.

В работе ⁶² было выполнено такое рассмотрение всех известных результатов, полученных при определении энергии медленных позитронов по измерениям многократного рассеяния в фотоэмульсионных или пузырьковых камерах. В таблице IV мы приводим выводы этой работы, в которой использованы данные работ ^{63, 38, 55, 56, 64}.

В интервале энергий 0—0,3 всего в этих работах наблюдалось 600 частиц (320 были испущены вперед, 280 — назад). Это соответствует

избытку $\delta = (N_{\text{в}} - N_{\text{н}})/(N_{\text{в}} + N_{\text{н}}) = 0,07 \pm 0,04$. В интервале $0 - 0,6$ наблюдаемое значение избытка равно $\delta = (879 - 900)/1779 = -0,01 \pm 0,02$.

Таблица IV

	Интервал энергии Δx					
	0—0,3			0—0,6		
	общее число частиц N	испу- щено вперед $N_{\text{в}}$	испу- щено назад $N_{\text{н}}$	N	$N_{\text{в}}$	$N_{\text{н}}$
	600	320	280	1779	879	900
Избыток $\delta = \frac{N_{\text{в}} - N_{\text{н}}}{N}$	$+0,07 \pm 0,04$			$-0,01 \pm 0,02$		
Ожидаемый по тео- рии избыток	$+0,04$			0		

Если принять во внимание размытие теоретических спектров, вызванное условиями измерений, различия в средних значениях коэффициента асимметрии и в геометрии опыта в работах ^{63, 38, 55, 56, 64}, а также уменьшение коэффициента асимметрии в области малых энергий из-за радиационных поправок, то ожидаемое значение избытка равно $\sim 0,04$ в области энергий $0 - 0,3$ и ~ 0 в области энергий $0 - 0,6$. Таким образом, в области малых энергий полученные данные не противоречат предсказаниям двухкомпонентной теории.[†]

4. СПИРАЛЬНОСТЬ ЛЕПТОНОВ И ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА

Здесь мы рассмотрим экспериментальные данные, подтверждающие гипотезу о сохранении лептонного заряда. Начнем с явлений ядерного β -распада. Назовем нейтрино нейтральную частицу, возникающую при захвате электрона протоном (K -захват)

$$p + e^- \rightarrow n + \nu. \quad (7)$$

Тогда очевидно, что нейтральная частица, возникающая при вынужденном распаде протона,

$$p \rightarrow e^+ + n + \nu, \quad (8)$$

также будет нейтрино. Будем считать, что лептонный заряд нейтрино равен $+1$, т. е. что нейтрино лептон. Тогда, если справедлив закон сохранения лептонов, из (7) и (8) следует, что позитрон есть антилептон и соответственно электрон является лептоном.

Из распада нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

следует, что возникающая при этом распаде нейтральная частица есть антинейтрино (антилептон).

Рассмотрим распад μ^+ -мезона:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}.$$

Если лептонный заряд сохраняется, то лептонные заряды μ -мезона и позитрона равны. Следовательно, μ^+ -мезон является антилептоном. Отсюда следует, что нейтрино, возникающее при распаде π^+ -мезона

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu,$$

является лептоном (оно имеет отрицательную спиральность так же как и нейтрино, образующееся при ядерном K -захвате), а при распаде π^- -мезона возникает антинейтрино.

Таким образом, назвав нейтрино из реакции (7) лептоном и допустив сохранение лептонного заряда, мы должны приписать частицам следующие лептонные заряды:

Лептон (+1)	Антилептон (-1)
$\nu \left(\begin{array}{l} p + e^- \rightarrow n + \nu \\ p \rightarrow e^+ + n + \nu \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \end{array} \right)$	$\bar{\nu} \left(\begin{array}{l} n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu} \end{array} \right)$
$\begin{array}{c} e^- \\ \mu^- \end{array}$	$\begin{array}{c} e^+ \\ \mu^+ \end{array}$

Вопрос о спиральности этих частиц может решить опыт. Известно, что в ядерном β -распаде теория двухкомпонентного нейтрино предсказывает две возможности:

1. В β -распаде имеют место V - и A -взаимодействия и испускается нейтрино с отрицательной спиральностью.

2. Осуществляются S -, T -, P -взаимодействия, а нейтрино обладает положительной спиральностью.

Наиболее прямые измерения спиральности нейтрино в β -распаде были выполнены Гольдгабером и др.⁶⁵, измерившими методом резонансного рассеяния γ -лучей поляризацию нейтрино, испускаемых при захвате K -электронов. Из этих опытов следует отрицательная (левая) спиральность нейтрино, что совместно с опытами по угловой корреляции электрон—нейтрино при β -распаде⁶⁶ подтверждает первую предсказываемую теорией возможность.

Зная спиральность нейтрино из ядерного β -распада и воспользовавшись законом сохранения лептонного заряда, мы можем предсказать спиральность частиц, участвующих в цепи $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов. Действительно, анализ опыта Гарвина и др.² с точки зрения представлений двухкомпонентной теории о спиральности легких частиц (см. рис. 6) показывает, что если закон сохранения лептонов справедлив, то электрон из μ -распада и нейтрино из π -распада должны иметь противоположные спиральности. Но нейтрино из π -распада есть лептон, в отношении которого опытами Гольдгабера и др.⁶⁶ доказана отрицательная спиральность. Это значит, что позитрон из μ^+ -распада (электрон из μ^- -распада) должен иметь обратную, т. е. положительную (отрицательную) спиральность.

Если измерить на опыте спиральность электронов из $\mu \rightarrow e$ -распада, то ее совпадение с предсказанной явится подтверждением того, что в распаде легких мезонов и в β -распаде участвуют одни и те же нейтрино, и что при этих распадах выполняется закон сохранения лептонного заряда.

Теперь рассмотрим опыты, в которых была измерена спиральность электронов из μ -распада^{67,68}. Эти опыты основаны на том, что тормозное излучение, испущенное продольно поляризованными электронами, сохраняет спиральность электронов, т. е. имеет круговую поляризацию, направление которой однозначно связано со спиральностью электронов. Направление же круговой поляризации тормозных γ -квантов может быть измерено по комптоновскому рассеянию γ -квантов в намагниченном железе⁶⁹: если γ -кванты распространяются в железе по направлению приложенного поля, то перемена направления поля увеличивает или уменьшает прозрачность железного поглотителя для γ -квантов, в зависимости от направления их круговой поляризации.

Степень продольной поляризации электронов от $\mu \rightarrow e$ -распада вычислялась многими авторами^{24,29}. Мы приведем результат в форме, полученной Юбераллем²⁹ для теории двухкомпонентного нейтрино

$$P = \frac{\{[\xi(3-2x) + (1-2x)\cos\vartheta]^2 + (1-\xi^2)\sin^2\vartheta\}^{\frac{1}{2}}}{3-2x+\xi(1-2x)\cos\vartheta}.$$

Здесь λ — параметр асимметрии, ϑ — угол между спином μ -мезона и направлением вылета электрона. Из этой формулы следует, что если параметр асимметрии $\xi = 1$, то электроны имеют 100% поляризацию, которая не зависит от угла ϑ . Последнее означает, что даже неполяризованные μ -мезоны являются источником полностью поляризованных электронов.

Спиральность электронов, возникающих при $\mu \rightarrow e$ -распаде, была измерена с помощью указанной выше методики в работе Каллигэна и др.⁶⁷, выполненной на ливерпульском ускорителе, и в работе Мака и др.⁶⁸ в Беркли. На рис. 14 приведена схема опыта из работы⁶⁷. π^+ -мезоны останавливались в углеродной мишени C , где происходила последовательность $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов. (При измерении спиральности электрона в мишени останавливались μ^- -мезоны, возникшие из π^- -мезонов при распаде на лету.) Вышедшие из мишени электроны тормозились в свинцовой пластине. Поляризация возникших при этом γ -квантов исследовалась анализатором состоявшим из блока железа, намагничиваемого при помощи катушки, и сцинтилляционного счетчика γ -квантов (NaI), измерявшего прозрачность железного поглотителя при двух противоположных направлениях намагничивания — по и против направления распространения γ -квантов. Одна из основных трудностей в этом опыте заключалась в устранении влияния магнитного поля на сцинтилляционные счетчики. С этой целью все умножители были тщательно экранированы мягким железом и μ -металлом, а рассеянное поле магнита вблизи γ -счетчика компенсировалось специальными обмотками, показанными на рис. 14. Проверка показала, что влиянием рассеянного поля на работу фотоумножителя можно пренебречь.

Для градуировки системы Ливерпульская группа⁶⁷ воспользовалась тормозным излучением β -частиц Y^{90} , о которых известно, что они в высо-

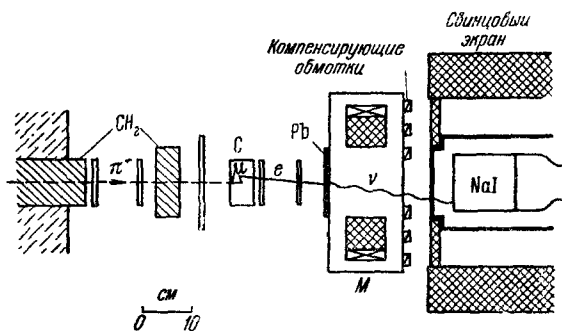


Рис. 14. Измерение спиральности электронов при $\mu \rightarrow e$ -распаде (опыт Ливерпульской группы)⁶⁷

кой степени поляризованы. При градуировке на месте углеродной мишени помещали источник в 150 mc Y^{90} и измеряли спектр импульсов в счетчике γ -квантов при двух направлениях магнитного поля. Полученный резуль-

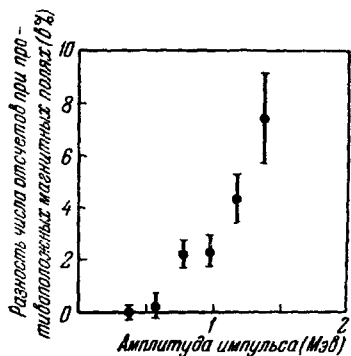


Рис. 15. Градуировка анализатора «спиральности» по γ -квантам от тормозного излучения β -электронов Y^{90} . Ось абсцисс — амплитуда импульса в счетчике γ -квантов ($Мэв$), ось ординат — разность в числе отсчетов при противоположных направлениях магнитного поля (в %).

тат приведен на рис. 15, где по оси абсцисс отложена величина импульса в счетчике γ -квантов (в $Мэв$), а по оси ординат — разность отсчетов при противоположных направлениях магнитного поля. Кривая ясно показывает как наличие эффекта, так и его увеличение по мере роста степени поляризации γ -квантов с увеличением их энергии. Экспериментальные результаты для μ^+ - и μ^- -мезонов приведены на рис. 16. Здесь по осям отложены те же величины, что и на рис. 15. Мы видим, во-первых, что эффект магнитного поля существует и что для μ^+ - и μ^- -мезонов он имеет противоположный знак. Интегральный эффект для энергии γ -квантов, больших 12 $Мэв$, составляет $+4,7 \pm 1,2\%$ для μ^+ -мезонов и $-5,6 \pm 2,3\%$ для μ^- -мезонов. В работе ⁶⁸ эта же величина для γ -квантов с энергией, большей 8 $Мэв$, составляет соответственно $+6,1 \pm 0,7\%$ и $-4,9 \pm 1,5\%$, что согласуется с теоретически ожидаемым значением асимметрии для 100% поляризации электронов. В случае μ^+ -мезонов прозрачность магнита больше в том случае, когда его северный полюс обращен к источнику γ -квантов. Так как сечение комптоновского рассеяния меньше, если направления спинов γ -кванта и электрона совпадают, этот результат означает, что в данном случае кванты γ а значит и создавшие их позитроны, обладают положительной спиральностью. Соответственно спиральность электронов от μ -распада отрицательна.

Рассмотренные результаты согласуются, таким образом, со следующими предположениями:

- 1) справедлива двухкомпонентная теория, в которой нейтрино имеет отрицательную спиральность;
- 2) справедлив закон сохранения лептонов;
- 3) существует универсальное фермиевское взаимодействие с V - и A -вариантами;
- 4) e^+ и e^- полностью поляризованы при $\mu \rightarrow e$ -распаде. Рассмотренные опыты показывают, что нейтральная частица, возникающая при распаде π^+ -мезона, имеет отрицательную спиральность, что позволяет из двух возможностей, указанных на стр. 448, выбрать первую:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \text{нейтрино}.$$

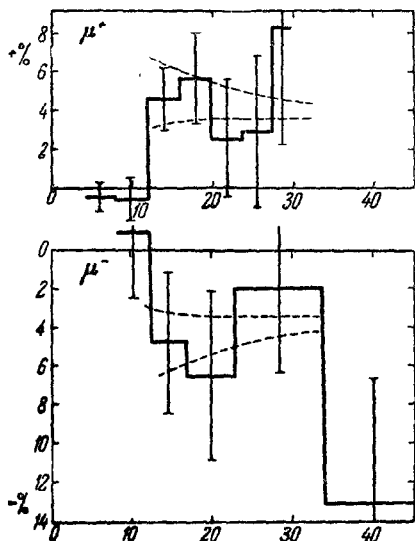


Рис. 16. Экспериментальные данные по измерению спиральности электрона; по осям то же, что и на рис. 14.

что позволяет из двух возможностей, указанных на стр. 448, выбрать первую:

5. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ μ -МЕЗОНА

Измерение магнитного момента μ -мезона имеет фундаментальное значение для понимания природы этой частицы. В слабых взаимодействиях μ -мезон участвует как лептон, т. е. по отношению к слабым взаимодействиям он обладает всеми свойствами электрона, за исключением массы, которая в 207 раз больше массы электрона. Это является самым удивительным парадоксом в физике элементарных частиц, для разрешения которого теория, по-видимому, не имеет никаких средств. Если μ -мезон действительно является «тяжелым электроном», то и его магнитный момент должен описываться уравнением Дирака подобно тому, как это имеет место для электрона.

Магнитный момент дираковской частицы равен

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc}.$$

Дираковская частица с таким магнитным моментом благодаря взаимодействию с нулевыми колебаниями электромагнитного поля приобретает дополнительный магнитный момент. Вычисления этого дополнительного момента, вызванного радиационными поправками, были произведены в работах Каплуса и Кролла⁷¹, Зомерфельда⁷² и Петермана⁷³ с точностью до поправок четвертого порядка. Принятые в настоящее время теоретические значения магнитных моментов электрона и μ -мезона равны^{72, 73}

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2} \right) = 1,0011596 \mu_0$$

$$(g_e = 2 \cdot 1,0011596)$$

для электрона и

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} + 0,75 \frac{\alpha^2}{\pi^2} \right) = 1,0011654 \mu_0$$

$$(g_\mu = 2 \cdot 1,0011654)$$

для μ -мезона. Здесь постоянная тонкой структуры α^{-1} принята равной $\alpha = 137,039$ ⁷⁴, а гиромагнитное отношение g , как всегда, выражено в единицах $\frac{e}{2mc}$.

Наиболее точное непосредственное измерение магнитного момента электрона было выполнено недавно в работе Шуппа и др.⁷⁵. Эти авторы использовали для определения магнитного момента электрона наблюдение разности частоты прецессии спина и циклотронной частоты. Поляризация электронов достигалась моттовским рассеянием; этим же методом анализировалась степень поляризации после прохождения электроном магнитного поля. Полученное значение

$$g_e = 2 \cdot (1,0011612 \pm 0,0000024)$$

находится в хорошем согласии с предсказаниями теории, а точность этих измерений приблизительно в 5 раз превосходит точность известных определений магнитного момента электрона^{76, 77}, где его магнитный момент сравнивался с магнитным моментом протона.

После этих предварительных замечаний перейдем к работам, где был измерен магнитный момент μ -мезона.

Как мы видели в первой же работе Гарвина, Ледермана и Вейнриха, обнаружившей несохранение четности при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде²,

был измерен и магнитный момент μ -мезона (см. стр. 439). Эти измерения сводятся к измерению частоты ω прецессии спина μ -мезона в магнитном поле H . Частота этой прецессии равна

$$\omega = g \frac{eH}{2m_{\mu}c} \text{ радиан/сек},$$

откуда, зная массу μ -мезона m_{μ} и измерив поле H , можно определить и величину гиромангнитного отношения $g_{\mu+}$. В работе ² для величины $g_{\mu+}$ было получено значение

$$g_{\mu+} = 2,00 \pm 0,02.$$

С помощью этого же метода прецессии спина в постоянном магнитном поле Кассельс и др. на ливерпульском синхроциклотроне ⁷⁸ получили

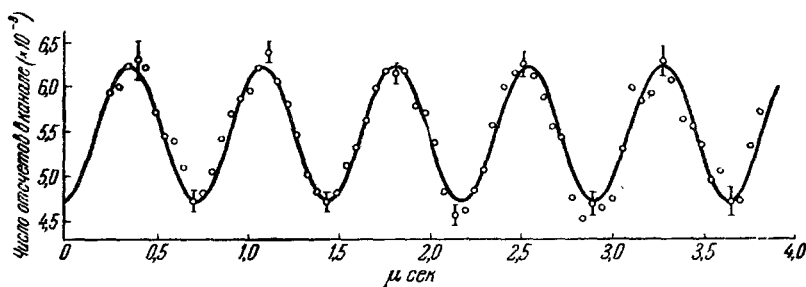


Рис. 17. Прецессия спина μ -мезона в магнитном поле ⁷⁸. Ось абсцисс—время, ось ординат—число электронов распада.

более точное значение величины гиромангнитного отношения для μ -мезона. Схема из опыта рассмотрена в главе о деполяризации μ^+ -мезонов, а экспериментальные данные, по которым был определен магнитный момент μ^+ -мезона, т. е. распределение импульсов в счетчике электронов по времени, исправленные на экспоненциальный распад μ -мезонов за время наблюдения, приведены на рис. 17. Анализ этой кривой методом наименьших квадратов показывает, что если пытаться удовлетворить приведенным данным зависимостью вида

$$A + B \cos(2\pi/t + \delta),$$

то наилучшее согласие получается при

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = (1,382 \pm 0,006) \text{ Мгц/сек}.$$

При использовании поле $H = 101,9 \pm 0,3$ гаусс и массе мезона, равной $(206,84 \pm 0,12)$, т. е. этой частоте отвечает гиромангнитное отношение

$$g_{\mu} = 2(1,002 \pm 0,007).$$

Приведенная ошибка включает в себя как статистические флуктуации (0,4%), так и ошибку в значении магнитного поля, неопределенность, связанную с дрейфом электронной схемы, и ошибку, связанную с неопределенностью в массе μ -мезона. Таким образом, значения магнитного момента μ -мезона, измеренные по частоте его прецессии в постоянном поле, подтверждают, при точности около 0,7%, что магнитный момент μ -мезона совпадает с магнитным моментом дираковской частицы. Однако такой точности еще недостаточно для того, чтобы почувствовать радиа-

ционную поправку к магнитному моменту, величина которой близка к 0,1%.

Следует отметить, что во всех методах, где магнитный момент μ -мезона определяется по прецессии его спина в магнитном поле, точность измерения магнитного момента ограничена точностью, с которой известна масса μ -мезона. Мы видели (стр. 431), что в настоящее время наилучшим значением массы является $(206,86 \pm 0,11)$. Даже если устранить или сильно уменьшить все ошибки измерений, эта неопределенность останется и даст ошибку в величине магнитного момента, близкую к 0,05%. Такая точность и была достигнута в работе Лунди и др.⁷⁹, в которой был использован предложенный Телегди весьма эффективный и остроумный метод «стробоскопических совпадений».

Идея метода заключается в следующем. Пучок поляризованных вдоль своего импульса μ -мезонов останавливается в момент времени $t = 0$ в мишени, помещенной в магнитное поле, перпендикулярное спину мезонов (см. рис. 18).

Тогда вследствие прецессии спина в магнитном поле интен-



Рис 18 Идея метода стробоскопических совпадений

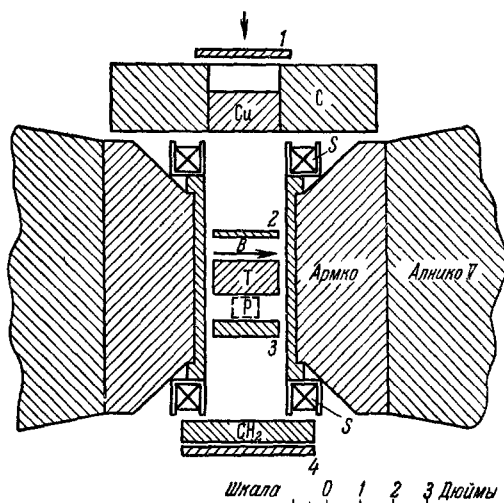


Рис 19. Измерение магнитного момента μ -мезона методом стробоскопических совпадений

сивность испускаемых из мишени в данном направлении TS электронов меняется по закону

$$\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)(1 - a \cos \omega_{II} t),$$

где τ — время жизни μ -мезона, a — коэффициент асимметрии, и

$$\omega_{II} = g \frac{eH}{2m_{\mu}c} \text{ радиан/сек.}$$

Поместим в S счетчик электронов. Тогда его будет пересекать $\omega/2\pi$ раз в секунду пучок электронов, выходящих из мишени в направлении TS в те моменты времени, когда спин μ -мезонов имеет противоположное направление. Если с помощью радиотехнической схемы первый раз открыть счетчик в момент времени $t = 0$ и затем периодически открывать электронный счетчик с частотой $\omega/2\pi$, то максимум отсчетов счетчика, регистрирующего электроны больших энергий, будет наблюдаться тогда, когда частота открывания счетчика совпадает с частотой прецессии спина μ -мезона. Схема опыта показала на рис. 19. Пучок μ -мезонов (показан стрелкой) останавливался в мишени (графит или бромформ, 8 г/см^2). Магнитное поле, создаваемое большим постоянным магнитом, было перпендикулярно направлению мезонного пучка и, тем самым, направлению спина μ -мезона. Остановка μ -мезонов в мишени отмечалась совпадениями счетчиков 1, 2, 3, электрон распада отмечался совпадениями 2, 3, 4. Радиотехническая часть установки была выполнена таким образом, что

импульс совпадений 1, 2, 3 включался на 6 $\mu\text{сек}$ генератором с частотой около 48,63 Мгц/сек. Этот дуг высокочастотных колебаний поступал на запараллельные входы двух схем совпадений R и AR , открывшихся от отрицательных импульсов. На другие два входа схемы совпадений поступали импульсы от счетчика электронов 3, сдвинутые с помощью линии таким образом, чтобы импульс, физически одновременный с импульсом в счетчике 2, достигал блока совпадений в момент прохождения высокочастотных колебаний через максимум, а блока AR на половину

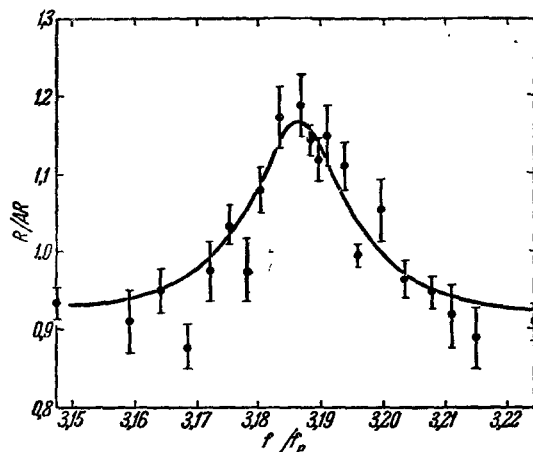


Рис. 20. Резонансная кривая, полученная методом стробоскопических совпадений.

по оси абсцисс отложено отношение $f_{\text{оск}}$ к f_p — частоте протонного резонанса. Для величины этого отношения в максимуме кривой получено значение

$$\frac{f_{\mu^+}}{f_p} = 3,1830 \pm 0,0011.$$

Чтобы получить из этого отношения величину гироманнитного отношения g_{μ^+} для μ^+ -мезона, необходимо знать его массу, а также массу m_p и магнитный момент μ_p протона:

$$g_{\mu^+} = 2 \frac{m_{\mu^+}}{m_p} \frac{f_{\mu^+}}{f_p} \cdot \mu_p.$$

Принимая $m_{\mu} = 206,86 \pm 0,11 m_e$, $m_p = 1836,1 m_e$ и $\mu_p = 2,7927$ ядерного магнетона⁸⁰, получаем

$$g_{\mu} = 2(1,0015 \pm 0,0006).$$

В работе Гарвина и др.⁸¹ сообщается, что Чикагская группа несколько уточнила полученное в этой работе значение $\frac{f_{\mu}}{f_p}$ для мишени из Al и бромформы. Новому значению

$$\frac{f_{\mu}}{f_p} = 3,1838 \pm 0,0008$$

отвечает гироманнитное отношение

$$g_{\mu} = 2(1,0017 \pm 0,0006),$$

что следует сравнивать с теоретическим значением $2 \cdot 1,00116$ *). Таким образом, и этим методом удалось достичь точности, близкой к 0,06%, причем почти вся эта ошибка обусловлена погрешностью измерения массы μ^- -мезона. Точность метода «стробоскопических совпадений» была заметно улучшена в работе Гарвина и др. ⁸¹. Эти авторы увеличили частоту прецессии и значительно улучшили точность регистрации интервала времени между попаданием в мишень μ -мезона и вылетом из нее электрона. Благодаря этому точность определения резонансной частоты увеличилась до 0,007%, так что вся ошибка в определении магнитного момента μ -мезона в настоящее время связана с неопределенностью в его массе.

Полученные ими данные имеют следующий вид:

Мишень	Измеренное отношение $\frac{f_{\mu^+}}{f_p}$
Алюминий . .	$\left\{ \begin{array}{l} 3,1847 \pm 0,0003 \\ 3,1848 \pm 0,0003 \end{array} \right.$
Бромформ . .	$3,1846 \pm 0,0002$

Отсюда, если воспользоваться приведенными выше значениями массы μ -мезона и магнитного момента протона $\mu_p = 2,7927$ ядерного магнетона получаем

$$g_{\mu^+} = 2(1,0020 \pm 0,0005),$$

что на 1,6 стандартной ошибки больше гиромангнитного отношения, предсказываемого теорией. Если использовать приведенное на стр. 432 значение нижнего предела массы μ -мезона, известное с большей точностью,

$$m_{\mu^+} > (206,77 \pm 0,04),$$

то получим

$$g_{\mu^+} \geq 2(1,00154 \pm 0,00022),$$

что также не совпадает с теоретическим значением. Коффин, Гарвин и др. ⁸² измерили магнитный момент μ^+ -мезона методом магнитного резонанса. В этих измерениях сигналом, свидетельствующим о происшедшей переориентировке спина μ^+ -мезона, было изменение асимметрии испускания позитронов в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде. Схема опыта показана на рис. 21. Мишень, помещенная в соленоид, в котором возбуждалось высокочастотное поле, и сцинтилляторы находились между полюсами электромагнита, создававшего постоянное магнитное поле, параллельное спину μ^+ -мезонов. Мезоны, предварительно подторможенные в графитовом поглотителе, расположенном в канале одного полюса электромагнита, останавливались в мишени. Остановка μ^+ -мезонов мишени отмечалась совпадениями 1, 2, 3, 4. Импульс 1, 2, 3, 4, кроме того, служил для подачи на катушку высокочастотного импульса и для открывания схемы регистрации электронов распада. Эта схема открывалась на 3 $\mu\text{сек}$ через 2 $\mu\text{сек}$ после совпадения 1, 2, 3, 4. Схема регистрировала испущенные назад позитроны

*) Аналогичные измерения, но со значительно меньшей точностью были выполнены для μ^- -мезонов (в графите) в поле 300 гаусс ($f_{\text{osc}} = 3,945 \text{ Мгц/сек}$), созданном катушками Гельмгольца. Полученное значение гиромангнитного отношения равно

$$g_{\mu^-} = 2(0,9993 \pm 0,0042).$$

распада, отмеченные совпадениями 2, 3, $\bar{1}$, $\bar{4}$ и попавшие в указанный $3 = \mu\text{сек}$ интервал времени. Пульсирующее радиочастотное поле H_1 , возбуждаемое в соленоиде, окружающем мишень, вызывало переориентировку мезонных спинов. В резонансе, когда частота поля в соленоиде равна $\omega = g \frac{eH_1}{2mc}$ радиан/сек, угол поворота спина за время t равен

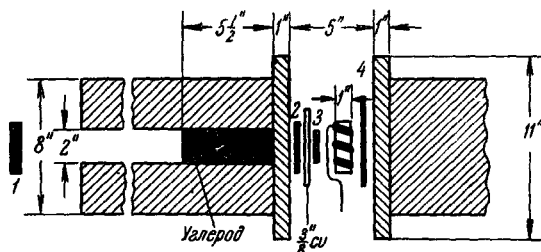


Рис. 21. Измерение магнитного момента μ -мезона методом магнитного резонанса.

$$\vartheta = \frac{1}{2} \int_0^t g \left(\frac{eH_1}{2mc} \right) dt.$$
 Поворот на 180° , соответствующий с квантовомеханической точки зрения 100% вероятности перехода из состояния $m_s = \pm 1/2$ в состояние $\pm 1/2$, требует импульса высокочастотного поля $\int_0^t H dt = 70$ гаусс $\mu\text{сек}$. Схема регистрировала электроны распада, испущенные в направлении назад. Поэтому в отсутствие переходов регистрировалась максимальная интенсивность; уменьшение интенсивности указывало на возникновение магнитных переходов.

Полученная в этом опыте резонансная кривая показана на рис. 22, где по оси абсцисс отложено отношение частоты осциллирующего поля в соленоиде f , к частоте протонного резонанса в том же постоянном поле, а по оси ординат — число отсчетов электронного телескопа 2, 3, $\bar{1}$, $\bar{4}$, приходящееся на 64 000 остановок μ^+ -мезонов в мишени. Сплошной кривой показана ожидаемая форма резонансной кривой. Центр экспериментального распределения точек, по которому определялась частота резонанса, находился методом наименьших квадратов в предположении, что распределение экспериментальных точек должно быть симметричным относительно этого

Таблица V

Измерения магнитного момента μ^+ -мезона

Авторы	Метод	Принятое значение массы (в m_e)	g_{μ^+}
Гарвин и др. ²	Прецессия в постоянном магнитном поле	$206,84 \pm 0,12$	$2,00 \pm 0,02$
Кассельс и др. ⁷⁹	То же	$+0,12$	$2,044 \pm 0,014$
Лунди и др. ⁷⁰	Прецессия в постоянном магнитном поле (стробоскопические совпадения)	$206,86 \pm 0,11$	$2(1,0015 \pm 0,0006)$
Гарвин и др. ⁸¹	Прецессия в постоянном магнитном поле (стробоскопические совпадения)	$206,86 \pm 0,11$ $206,77 \pm 0,04$	$2(1,0020 \pm 0,0005)$ $2(1,00154 \pm 0,00022)$
Коффин и др. ⁸²	Магнитный резонанс	$206,86 \pm 0,11$	$2(1,0026 \pm 0,0009)$

центра. Для величины резонансной частоты получено значение $\frac{f_\mu}{f_p} = 3,1865 \pm 0,0022$, откуда для $m_\mu = 206,86 \pm 0,11$ получаем

$$g_{\mu^+} = 2(1,0026 \pm 0,0009).$$

Сводка всех выполненных измерений магнитного момента μ -мезона приведена в таблице V, из которой видно, что в наиболее точных измерениях имеет место систематический сдвиг измеренных величин g_{μ^+} в сторону значений, больших чем $g_{\mu^+} = 2(1,0012)$, предсказываемое теорией для дираковской частицы. Для решения этой проблемы, имеющей

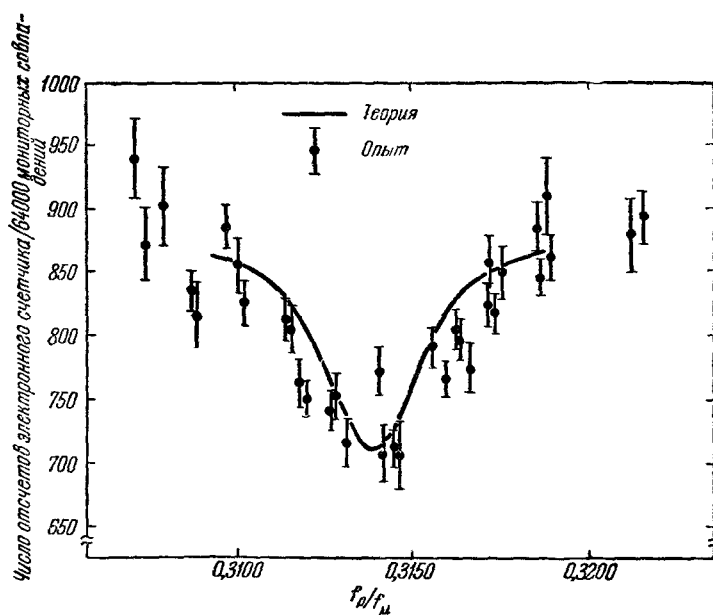


Рис. 22. Резонансная кривая, полученная методом магнитного резонанса. По оси абсцисс—отношение частот генератора к частоте протонного резонанса в том же магнитном поле, ось ординат—число отсчетов электронных счетчиков.

первостепенное значение, необходимо значительное уточнение массы μ^+ -мезона, либо переход к другим методам определения g_{μ^+} , позволяющим исключить эту массу. Одним из таких методов является сравнение частоты прецессии спина в магнитном поле

$$\omega = g \frac{eH}{2mc}$$

с «циклотронной» частотой орбитального движения μ -мезона в том же постоянном поле

$$\omega = \frac{eH}{m_\mu c}$$

подобно тому, как это сделано для электрона⁷⁵.

Отношение этих частот не зависит от массы μ^+ -мезона. Такой опыт в настоящее время подготавливается в нескольких лабораториях.

6. ЭЛЕКТРОННЫЙ РАСПАД π -МЕЗОНА, ПОИСКИ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ π - И μ -МЕЗОНОВ

6.1. $\pi \rightarrow e + \nu$ -распад

Основным вариантом распада для π -мезона является распад на μ -мезон и нейтрино

$$\pi \rightarrow \mu + \nu.$$

Мы видели, что по всем своим измеренным до сих пор свойствам μ -мезон является «тяжелым электроном»: так, подобно электрону он существует в двух зарядовых состояниях, причем масса положительно заряженного μ -мезона равна массе отрицательного μ -мезона, магнитный момент μ -мезона, как и электрона, совпадает, в пределах точности измерений с магнитным моментом дираковской частицы, и в слабых взаимодействиях свойства μ -мезона также аналогичны свойствам электрона. Это следует, например, из существования двух аналогичных слабых взаимодействий, происходящих с участием четырех фермионов:

$$e^- + p \rightarrow n + \nu,$$

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu.$$

Первое из этих взаимодействий представляет собой хорошо известный в β -распаде K -захват электрона. Второе явление — захват μ -мезона протоном. Еще в 1948—1949 гг.^{83, 84} было обращено внимание на то, что константы связи, входящие во взаимодействия, описывающие обе эти реакции, имеют весьма близкие значения. Это обстоятельство является основой идеи об «универсальном взаимодействии» между четырьмя фермионами μ , e , ν и $\bar{\nu}$. Из наличия такого универсального взаимодействия следует, что наряду с обычным распадом π -мезона на μ -мезон и нейтрино должен происходить и распад на электрон и нейтрино:

$$\pi \rightarrow e + \nu.$$

Теоретические оценки вероятности такого распада основаны на рассмотрении π -мезона как промежуточного состояния нуклон-антинуклонной пары. Эта пара аннигилирует на μ -мезон и нейтрино:

$$\pi \rightarrow N + \bar{N} \rightarrow \mu + \nu. \quad (9)$$

Универсальность четырехфермионного взаимодействия делает возможным электронный распад π -мезона

$$\pi \rightarrow N + \bar{N} \rightarrow e + \nu. \quad (10)$$

Так как π -мезон — псевдоскалярная частица, такой переход возможен только в теории слабых взаимодействий с псевдоскалярной или аксиально-векторной связью.

Соответствующие расчеты были выполнены еще в работах Рудермана и Финкельштейна⁸⁵ и Штейнбергера⁸⁶, где было показано, что для псевдоскалярной связи отношение вероятностей распадов по схемам (9) и (10) равно:

$$w = \frac{\pi \rightarrow e + \nu}{\pi \rightarrow \mu + \nu} \cong \frac{M_\pi^2 - M_e^2}{M_\pi^2 - M_\mu^2} = 5,4,$$

что позволяет сразу отказаться от этого варианта, тогда как для акси-

ально-векторного взаимодействия

$$\omega = \frac{\pi \rightarrow e + \nu}{\pi \rightarrow \mu + \nu} \cong \frac{M_\pi^2 - M_e^2}{M_\pi^2 - M_\mu^2} \cdot \frac{M_e^2}{M_\mu^2} = 1,36 \cdot 10^{-4}.$$

Этот результат приобрел особенное значение в последнее время, когда в связи с открытием несохранения четности появилась теория Фейнмана — Гелл-Манна, ограничившая все возможные взаимодействия в β -распаде векторным и аксиально-векторным вариантами⁷. Почти все экспериментальные данные в β -распадах в конце концов оказались в согласии с этой теорией и лишь отсутствие $\pi \rightarrow e + \nu$ -распада могло явиться критическим для теории экспериментом.

Поискам $\pi \rightarrow e$ -распада было посвящено несколько трудных экспериментальных исследований. В первых работах (Фридман и Рейнвотер⁸⁷, Локанатан и Штейнбергер⁸⁸, Андерсон и Лайтс⁸⁹) $\pi \rightarrow e$ -распад не был обнаружен, так как чувствительность и надежность экспериментальных методов была недостаточной, или находилась на пределе необходимой. Лишь в работах, выполненных в 1958 г.^{90, 92, 93}, существование $\pi \rightarrow e$ -распада было показано с достаточной убедительностью.

Работа Фридмана и Рейнвотера⁸⁷, представляющая собой, по-видимому, первый поиск $\pi \rightarrow e$ -распада, была выполнена в начальный период работы ускорителей, когда еще не было интенсивных и хорошо сколлапсированных выведенных пучков π -мезонов. В этом опыте пластинки Илфорд G-5 помещались неподалеку от внутренней мишени Колумбийского 164 ускорителя, бомбардируемой пучком протонов с энергией 385 Мэв. Рассеянное магнитное поле ускорителя фокусировало медленные π^+ -мезоны на пластинке. Каждой точке входа π^+ -мезона в пластинку соответствовал определенный пробег π^+ -мезона в эмульсии. Среди отобранных таким образом по пробегу и импульсу 1419 π^+ -мезонов, давших $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ -распад, была обнаружена лишь одна частица, остановившаяся в эмульсии и испустившая вместо μ^+ -мезона электрон распада. Эта частица могла быть однако и μ^+ -мезоном, возникшим от распада π -мезонов на лету.

Таким образом этот опыт, чувствительность которого невелика, показал, что отношение вероятностей $\pi \rightarrow e + \nu$ и $\pi \rightarrow \mu + \nu$ -распадов меньше 10^{-3} .

В последующих работах чувствительность методов была сильно увеличена. Экспериментальная задача заключается в выделении монохроматической линии электронов с энергией, близкой к 70 Мэв, возникающих от $\pi \rightarrow e$ -распада, на фоне значительно большего числа электронов от $\mu \rightarrow e$ -распада, обладающих непрерывным энергетическим спектром, обрывающимся около 53 Мэв.

Схема опыта Локанатана и Штейнбергера⁸⁸ показана на рис. 23. Пучок 60 Мэв π^+ -мезонов от ускорителя Колумбийского университета, предварительно подторможенных в графите, останавливался в полиэтиленовой мишени. Вылетевшие из этой мишени электроны регистрировались электронным телескопом из четырех счетчиков, разделенных слоями графитового поглотителя. Совпадение импульсов в счетчиках 1, 2 (импульс M) служило монитором пучка. Прохождение частицы через электронный телескоп отмечалось совпадениями 3, 4, 5, 6 (импульс D), выделявшимися с разрешающей способностью $\tau \sim 10^{-6}$ сек. Кроме того, радиотехническая схема позволяла разделить «быстрые» совпадения MD , (импульс D запаздывает по отношению к импульсу M на время, меньшее 10^{-7} сек) от «медленных» совпадений (интервал времени между импульсами D и M меньше $1,8 \cdot 10^{-6}$ сек).

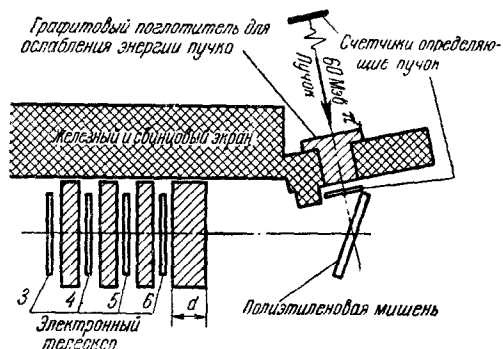
Отделение монохроматических электронов $\pi \rightarrow e$ -распада от электронов непрерывного спектра производилось методом поглощения, для чего

в электронном телескопе 3, 4, 5, 6 соответствующим образом подбирались толщина фильтров. Дополнительным критерием отбора являлось разделение электронных импульсов на импульсы MD_1 и MD_2 : так как $\pi \rightarrow e$ -распад происходит с временем жизни π -мезона, то случаи $\pi \rightarrow e$ -распада должны регистрироваться главным образом MD_1 совпадениями, тогда

M как D_2 совпадения регистрировались, в основном, μ^-e -электроны.

В этой работе не было обнаружено $\pi \rightarrow e$ -распадов и, анализируя чувствительность своей установки, авторы пришли к выводу, что вероятность $\pi \rightarrow e$ -распада составляет не более чем $\omega = 1 : 17\,000$. Учитывая, что многие оценки в их опыте достаточно грубы и, в частности, оценка эффективности электронного телескопа может быть заметно завышена, следует сказать, что их результат не находится в резком противоречии с теорией, требующей $\omega = 1 : 9000$.

Рис. 23. Опыт Лаканатана и Штейнбергера⁸⁸: поиск $\pi \rightarrow e + \nu$ -распада.



Фаццини и др.⁹⁰ использовали в своей работе основные идеи метода Лаканатана и Штейнбергера. Произведенные ими улучшения позволили сильно увеличить чувствительность аппаратуры к $\pi \rightarrow e$ -распадам. Основное улучшение метода заключалось в значительном увеличении эффективности электронного телескопа и в улучшении разрешения во времени импульсов от $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ и $\pi \rightarrow e$ -распадов. Схема опыта показана на рис. 24. Электронный телескоп состоял из восьми сцинтилляционных счетчиков (5—12), разделенных семью слоями графитовых поглотителей. Совпадения 1, 2, 3, 4 (счетчик 3 служил мишенью, в которой останавливались π -мезоны) регистрировали остановку π -мезонов. Совпадения 5—12 отмечали электроны распада. Схема быстрых совпадений отмечала все совпадения (1, 2, 3, 4) с (5—12), находившиеся в пределах от 60 до 160 $m\mu sec$ после остановки π -мезона (1, 2, 3, 4). При наличии таких совпадений импульсы от счетчиков 3 и 12 подавались на «быстрый» осциллограф, экран которого фотографировался. На тот же осциллограф подавался импульс от большого сцинтилляционного счетчика (NaI), которым оканчивался электронный телескоп.

Типичная осциллограмма обычного $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распада приведена на том же рисунке, где показана схема установки. Импульсы π и μ возникли

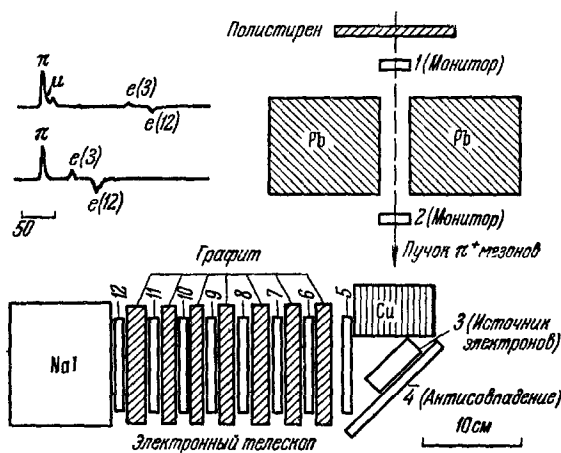


Рис. 24. Опыт Фаццини и др.⁹⁰ по измерению $\pi \rightarrow e$ -распада.

в счетчике 3 в результате остановки π -мезона и его распада на μ -мезон. Импульс e (3) в счетчике 3 принадлежит электрону распада. Этот электрон вызвал совпадения 5—12 и импульс в 12 счетчике, который также виден на осциллограмме.

Вторая осциллограмма, на которой отсутствует импульс от μ -мезона, может соответствовать искомому $\pi \rightarrow e$ -распаду, но может быть и обычным $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадом, в котором импульс от μ -мезона не был разрешен сцинтилляционным счетчиком, или случайным совпадением импульсов (1, 2, 3, 4) и (5—12). Для отделения истинных $\pi \rightarrow e$ -распадов от фона неразрешенных $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов и случайных совпадений авторы изучали зависимость числа $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ и $\pi \rightarrow e$ -распадов от толщины поглотителя в электронном телескопе и распределения этих распадов во времени. На рис. 25 приведены «кривые поглощения» для $\pi \rightarrow e$ и $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -осциллограмм. По оси ординат нанесено число случаев $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ или $\pi \rightarrow e$ -распадов на $4 \cdot 10^3$ остановившихся π^+ -мезонов, по оси абсцисс — суммарная толщина поглотителя между счетчиками 5—12. Полное поглощение электронов от $\mu \rightarrow e$ -распада соответствует 30 г/см^2 углерода. Между тем, при толщинах около 30, 31, 32 и 34 г/см^2 наблюдается 40 $\pi \rightarrow e$ -распадов, в которых импульсы от π -мезона и электрона отделены интервалами времени, превышающими $8,3 \text{ мксек}$. Распределение во времени этих 40 распадов согласуется со временем жизни π^+ -мезона $\tau_{\pi^+} = (22 \pm 4) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$.

Таким образом, эти данные являются весьма убедительным доказательством существования $\pi \rightarrow e$ -распада. Оценка вероятности $\pi \rightarrow e$ -распада может быть выполнена следующим образом. Полное число π^+ -мезонов, остановившихся в счетчике 3 за время опыта, равно $1,71 \cdot 10^8$. Телесный угол электронного телескопа составляет около 0,8% от 4π . Предположим, что он обладает 100%-ной эффективностью к регистрации $\pi \rightarrow e$ -электронов. Из 40 $\pi \rightarrow e$ -распадов следует вычесть четыре ложных $\pi \rightarrow e$ -распада и прибавить около 13 распадов, происшедших за время $8,3 \text{ мксек}$. Получим:

$$\omega = \frac{R(\pi \rightarrow e + \nu)}{R(\pi \rightarrow \mu + \nu)} = \frac{(40 - 4 + 13)}{1,71 \cdot 10^8 \cdot 8 \cdot 10^3} \cong 4 \cdot 10^{-5}.$$

Эту величину следует рассматривать как нижний предел этой вероятности, главным образом потому, что эффективность электронного телескопа заведомо не равна 100%. В заметке Толхука⁹¹, в частности, отмечается, что последний результат этой группы, полученный после определения эффективности электронного телескопа методом Монте-Карло,

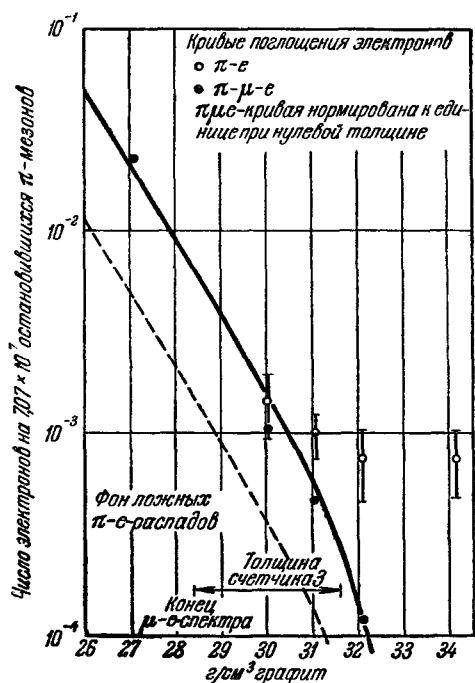


Рис. 25. Поглощение $\pi \rightarrow \mu + e$ и $\pi \rightarrow e$ -распадов в опыте Фаццини и др. Ось абсцисс — толщина графитового поглотителя в г/см^2 , ось ординат — число электронов на $7,07 \cdot 10^3$ остановившихся π -мезонов.

равен

$$\omega = (1,4 \pm 0,2) 10^{-5}.$$

Электронный распад π -мезона был обнаружен также и с помощью пузырьковой камеры в работе группы сотрудников Колумбийского университета⁹². Жидководородная пузырьковая камера диаметром 30 и глубиной 15 см была помещена в поле 8800 гаусс и экспонировалась в пучке медленных π^+ -мезонов. В среднем камера регистрировала около 10 π^+ -мезонов остановок на кадр. В подавляющем большинстве случаев наблюдавшиеся электроны распада происходили от распада μ -мезонов, в свою очередь возникших от $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ -распада, причем оба следующих друг за другом $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распада были ясно видны на снимках. Приблизительно в 1/40 части всех случаев возникновения электрона распада промежуточ-

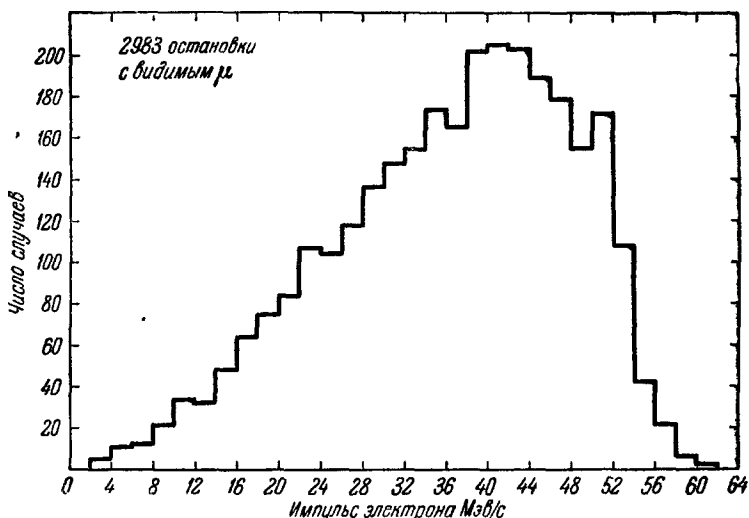


Рис. 26. Спектр электронов от $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распада: в камере был виден $\pi \rightarrow \mu$ -распад.

ный медленный μ -мезон не наблюдался. Такие электроны возникают либо от распада остановившегося в камере μ -мезона, возникшего при $\pi \rightarrow \mu$ -распаде на лету, либо, что значительно менее вероятно, в результате $\pi \rightarrow e + \nu$ -распада. Для отделения чрезвычайно редких случаев $\pi \rightarrow e + \nu$ -распада от $\mu \rightarrow e$ -распада производилось измерение импульса электрона распада по его отклонению в магнитном поле: максимальный импульс электрона от $\mu \rightarrow e$ -распада равен 53 Мэв/с, тогда как $\pi \rightarrow e$ -распад дает монохроматические электроны с импульсом ~ 70 Мэв/с. На 65 000 $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов авторы наблюдали 1766 распадов, когда медленный промежуточный μ -мезон не был виден. Кроме того, они специально промерили спектр для 2983 $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов. Оба спектра показаны на рис. 26 и 27. Мы видим, что из 2983 $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов ни в одном случае измеренная энергия электронов не превышает 62 Мэв, тогда как в спектре $\mu \rightarrow e$ -распадов имеется 6 значений энергий, группирующихся около 70 Мэв. Они должны быть поэтому приписаны $\pi \rightarrow e$ -распадам. Средняя энергия для этих 6 случаев равна $72,9 \pm 1,5$ Мэв, что выше ожидаемого значения 69,8 Мэв. Это объясняется систематическими ошибками калибровки.

Относительная вероятность $\pi \rightarrow e$ -распадов равна в этом опыте $\frac{6}{65\,000} = \frac{1}{10\,800} \pm 40\%$, что находится в качественном согласии с вероятностью $\omega \sim 1/9000$, ожидаемой по теории.

Теперь рассмотрим опыт Андерсона и Лайтеса⁸⁹ и недавний опыт Андерсона и др.⁹³, являющийся продолжением первого опыта.

В этих работах для отделения $70\text{-Мэв } \pi \rightarrow e\text{-электронов}$ от $\mu \rightarrow e\text{-электронов}$ был использован метод магнитного спектрометра. В работе⁸⁹ элек-

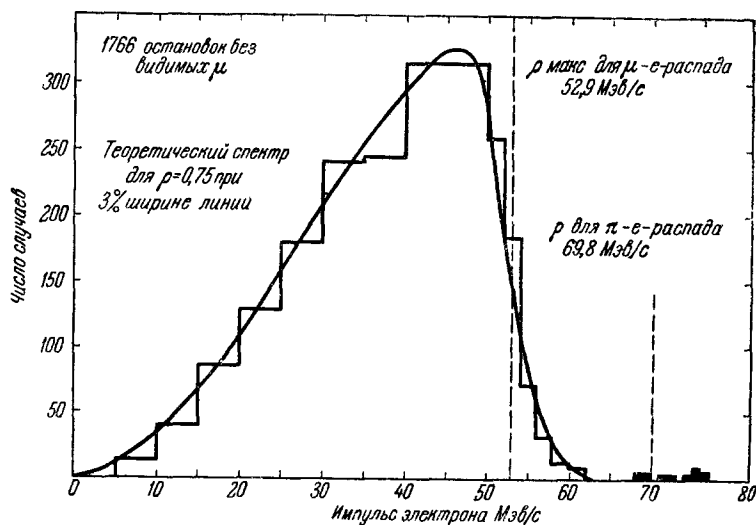


Рис. 27. Спектр электронов от $\mu \rightarrow e$ -распада: $\pi \rightarrow e$ -распад не был виден.

тронный $\pi \rightarrow e$ -распад не был обнаружен и из оценки чувствительности установки к $\pi \rightarrow e$ -электронам следовало, что относительная вероятность $\pi \rightarrow e$ -распада не может быть больше чем $2 \cdot 10^{-5}$. После того как этот рас-

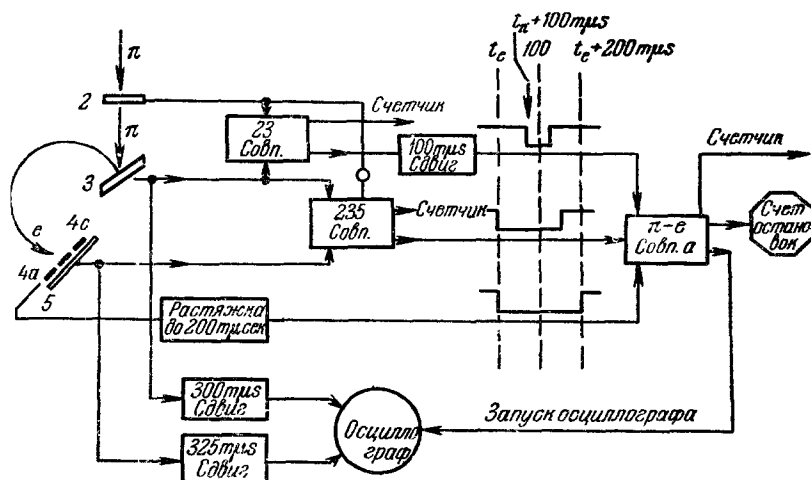


Рис. 28. Опыт Андерсона и др.⁹³: поиски $\pi \rightarrow e + \nu$ -распада.

пад был найден, рассмотренными выше методами, Андерсон и др.⁹³ повторили свой опыт в значительно улучшенном варианте. Схема опыта показана на рис. 28. Для отделения $\pi \rightarrow e$ -электронов от $\mu \rightarrow e$ -электронов был использован тот же магнитный спектрометр, что и в работе⁸⁹. Изменение методики заключалось в том, что вместо одного детектора электронов

на выходе спектрометра были помещены три рядом расположенных сцинтиллятора 4a, 4b и 4c, регистрировавшие $\pi \rightarrow e$ -электрон в трех смежных интервалах энергии. Электронная блок-схема ясна из рисунка 28. Совпадения (2, 3) от прохождения π^+ -мезона через счетчики 2, 3 генерировали 50 — $\mu\text{сек}$ импульс, сдвигающийся задерживающей линией на 100 $\mu\text{сек}$. Импульс длительностью 150 $\mu\text{сек}$, генерируемый совпадениями (2, 3, 5), соответствовал электрону, прошедшему через спектрометр. Блок $\pi \rightarrow e(a)$ и не показанные на рисунке блоки $\pi \rightarrow e(b)$ и $\pi \rightarrow e(c)$ выделяли совпадения между импульсами (2, 3), (2, 3, 5) и импульсами от электронных счетчиков 4a, 4b и 4c: выходной импульс этих схем совпадений

запускал развертку быстрого осциллографа, отклоняющие пластины которого соединялись через линии задержки с анодами фотоумножителей сцинтилляторов 3 и 5. Таким образом, $\pi \rightarrow e$ -распад отмечался на экране

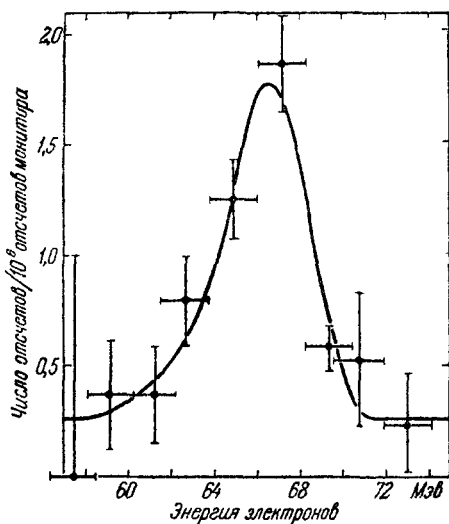


Рис. 29. Распределение энергии электронов при $\pi \rightarrow e$ -распадах в опыте Андерсона и др.⁹³: ось абсцисс — энергия электронов (ток в обмотке спектрометра), ось ординат — число $\pi \rightarrow e$ -распадов.

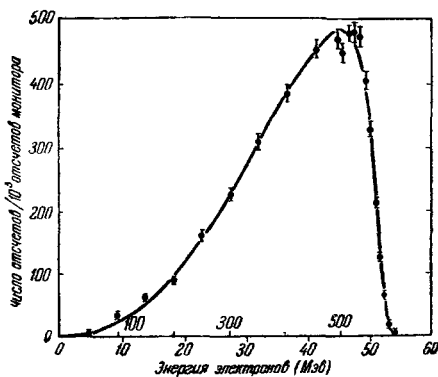


Рис. 30. Спектр электронов от $\mu \rightarrow e$ -распадов в опыте Андерсона и др.⁹³.

осциллографа большим положительным импульсом от остановки π -мезона в счетчике 3, последующим меньшим положительным импульсом от электрона, выходящего из 3, и, наконец, небольшим отрицательным импульсом от электрона, попавшего в 5. Схема регистрировала времена распада от 24 до 150 $\mu\text{сек}$. На рис. 29 приведено распределение по энергии (ток в обмотке магнита спектрометра) импульсов от $\pi \rightarrow e$ -распада. Оно построено по 159 импульсам, из которых 39 ± 15 являются, по оценке авторов, фоновыми.

Отметим, что в этой же работе с помощью спектрометра был измерен спектр электронов от $\mu \rightarrow e$ -распада, приведенный на рис. 30. Параметр q , оцененный по этому спектру, оказался равным (см. табл. I)

$$q = 0,74 \pm 0,03.$$

Для относительной вероятности $\pi \rightarrow e$ -распада авторы получили значение

$$\omega = (1,03 \pm 0,20) \cdot 10^{-4},$$

что согласуется с величиной $1,14 \cdot 10^{-4}$, предсказываемой теорией при учете радиационных поправок⁹⁷.

Таким образом из рассмотренных работ следует как существование $\pi \rightarrow e + \nu$ -распада, так и согласие вероятности такого распада с предсказаниями теории универсального четырехфермионного взаимодействия с векторным и аксиально-векторным вариантами.

6.2. Радиационный β -распад π -мезона

Кроме рассмотренного выше электронного распада π -мезона, $\pi \rightarrow e + \nu$, должен существовать и так называемый радиационный $\pi \rightarrow e - \nu$ -распад, т. е. распад, при котором, кроме электрона и нейтрино, возникает γ -квант

$$\pi \rightarrow e + \nu + \gamma.$$

Относительная вероятность радиационного $\pi \rightarrow e - \nu$ -распада

$$Q = \frac{\omega(\pi \rightarrow e + \nu + \gamma)}{\omega(\pi \rightarrow \mu + \nu)}$$

вычислялась в работах^{95,96,97}. Этот процесс запрещен при скалярном, но разрешен при тензорном варианте взаимодействия, при котором его

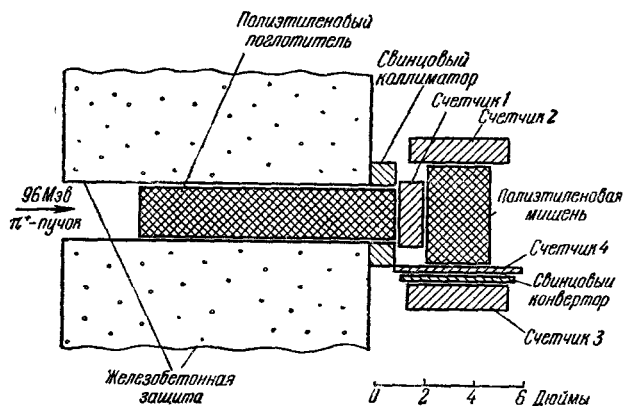


Рис. 31. Опыт Кассельса и др.⁹⁵:
поиск $\mu \rightarrow e + \nu + \gamma$ -распада.

вероятность Q имеет порядок $\sim 10^{-3}$. В работе В. Г. Вакса и Б. Л. Иоффе величина Q была вычислена на основе схемы универсального слабого взаимодействия, предложенной Фейнманом и Гелл-Манном, т. е. в предположении векторного и аксиально-векторного вариантов взаимодействия с равными и противоположными по знаку коэффициентами. В этом случае величина ω должна иметь порядок $5 \cdot 10^{-6}$. Экспериментальные поиски такого распада произведены в работе Кассельса и др.⁹⁸, выполненной на Ливерпульском циклотроне. Схема установки приведена на рис. 31.

Пучок предварительно подторможенных π^+ -мезонов останавливался в полиэтиленовой мишени. Регистрация радиационного $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ -распада производилась совпадениями счетчиков 1, 2, 3, 4. При этом импульс в счетчике 1 возникал от прошедшего через этот счетчик π^+ -мезона. Счетчик 2 служил для регистрации электрона распада. Система счетчиков 3, 4, с помещенным между ними свинцовым конвертором, предназначалась для регистрации γ -квантов, не вызвавших световой вспышки в счетчике 4 (антисовпадения 4) и образовавших в конверторе электрон, заставивший

сработать счетчики 3. Совпадения импульса 1 с импульсами 2, 3, 4 происходили в интервале времени от 11 до 62 $m\text{сек}$ после срабатывания счетчика 1. Приблизительно за 75 часов работы установки было отмечено около 110 импульсов 1, 2, 3, $\bar{4}$, большинство которых следует однако приписать фону случайных совпадений. Непосредственным результатом измерений является полученное после вычета фона число совпадений 1, 2, 3, $\bar{4}$ на один импульс счетчика 1. Эта величина, с другой стороны, равна произведению искомой вероятности q на эффективность системы к регистрации радиационного $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ -распада η . Измеренное значение

$$\eta q = (0,16 \pm 0,29) \cdot 10^{-2}.$$

Оценка величины η , произведенная автором, дает

$$\eta = 6 \cdot 10^{-3},$$

откуда для величины q следует

$$q = (3 \pm 5) \cdot 10^{-6}.$$

Этот результат означает, что при чувствительности установки порядка $5 \cdot 10^{-6}$ радиационный распад не был обнаружен, т. е. что верхний предел величин q близок к 10^{-5} . Этот вывод не согласуется с ожидаемым значением q для T -варианта и свидетельствует в пользу $V-A$ -вариантов взаимодействия, что является таким образом еще одним, хотя и косвенным, подтверждением теории универсального взаимодействия Фейнмана и Гелл-Манна.

6.3. Поиски $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распадов

Поискам $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распадов было посвящено несколько работ, выполненных с возрастающей чувствительностью^{101, 100, 102, 103}. Существование этой ветви в распаде μ -мезона следует из теоретических соображений, связанных с возможным существованием промежуточной частицы — заряженного бозона со спином 1 («векторный» бозон). Известно, что слабое взаимодействие четырех фермионов описывается в теории как взаимодействие двух токов, соответствующих двум парам фермионов: Фейнман и Гелл-Манн⁷ предположили, что $V-A$ -взаимодействие может происходить не локально, а благодаря тому, что эти токи обмениваются тяжелым заряженным бозоном. Существование такой промежуточной частицы приводит к ряду следствий для $\mu \rightarrow e$ -распада. Так, например⁹⁹, параметр Мишеля q возрастает от значения $q = 0,75$ до $q \cong 0,75 + \frac{1}{3} \left(\frac{m_\mu}{m_B} \right)^2$, где m_μ и m_B — массы μ -мезона и заряженного бозона, время жизни μ -мезона уменьшается в отношении $1 : \left[1 + \frac{3}{5} \left(\frac{m_\mu}{m_B} \right)^2 \right]$ по сравнению с тем, что предсказывает теория $V-A$ -взаимодействия Фейнмана — Гелл-Манна, и становится возможным распад $\mu \rightarrow e + \gamma$, для вероятности которого теория дает следующую оценку:

$$\omega = \frac{\mu \rightarrow e + \gamma}{\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}} \sim 10^{-4}.$$

В работе Мешковского и др.¹⁰⁰ поиски такого распада были выполнены с помощью пузырьковой камеры, наполненной фреоном. На 10 000 остановок μ^+ -мезонов в камере, при эффективности регистрации γ -квантов от $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распада $\sim 25\%$, они не обнаружили ни одного распада,

надежно идентифицируемого как $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распад, откуда следует, что вероятность такого распада $\omega < 4 \cdot 10^{-4}$.

В работе Лаканатана и Штейнбергера¹⁰¹, о которой в литературе имеется лишь краткое сообщение, $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распад также не был обнаружен и анализ чувствительности установки и экспериментальных ошибок позволил авторам установить верхний предел величины ω : $\omega \leq 2 \cdot 10^{-5}$.

Принципиальная схема установки Дэвиса и др.¹⁰², также искавших $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распад, приведена на рис. 32. Она состоит из углеродной мишени S , в которой останавливаются π^+ -мезоны с энергией 32 Мэв, и двух счетчиков: счетчика позитронов и счетчика γ -квантов, совпадения в которых выделяют искомый $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распад.

Позитронный счетчик состоит из двух сцинтилляционных счетчиков e_1 и e_2 и водяного черенковского счетчика e_3 и регистрирует электроны с энергией $E \geq 35$ Мэв. Его эффективность была определена помещением в пучок быстрых электронов и оказалась равной 75% для 55-Мэв электронов.

Счетчик γ -квантов состоит из трех сцинтилляционных счетчиков, радиатора (пластинка свинца толщиной 6 мм) и водяного черенковского счетчика γ_4 , включенных по схеме $\bar{\gamma}; \gamma_2; \gamma_3; \gamma_4$. Калибровка гамма-счетчика произведена в пучке электронов, а также в пучке γ -квантов, выходящих из мишени из жидкого водорода, в которой поглощались π^- -мезоны. Радиотехническая схема регистрировала одновременно общий счет $e - \gamma$ -совпадений и случайные $e - \gamma$ -совпадения, выделяемые из общего счета временным сдвигом.

Полученный результат: $\varrho = (1,7 \pm \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$ в одной серии измерений и $\varrho = (0,9 \pm 7) \cdot 10^{-6}$ в другой серии означает, что распад $\mu \rightarrow e + \gamma$ практически не был обнаружен и что вероятность искомого распада $\varrho \leq 10^{-5}$.

Работа Берлей и др.¹⁰³ значительно сдвинула величину верхнего предела для ω еще дальше в область меньших значений. Эта работа по своей методике аналогична предыдущей работе Дэвиса и др.: два телескопа (электронный и фотонный), помещенные по обе стороны от мишени, в которой останавливались π^+ -мезоны, регистрировали совпадения от электрона и кванта, возникших от $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распада. Кроме отбора $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распадов, с помощью схем совпадений производилось также фотографирование импульсов от счетчиков обоих телескопов с экранов двух осциллографических трубок. Чувствительность установки проверялась, в частности, по способности системы регистрировать обычный радиационный распад $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} + \gamma$, для чего во время измерений периодически снижался порог чувствительности γ -телескопа.

В работе на $2,6 \cdot 10^7$ электронов распада получены 4 фотографии, удовлетворяющие критериям, применяемым к $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распаду.

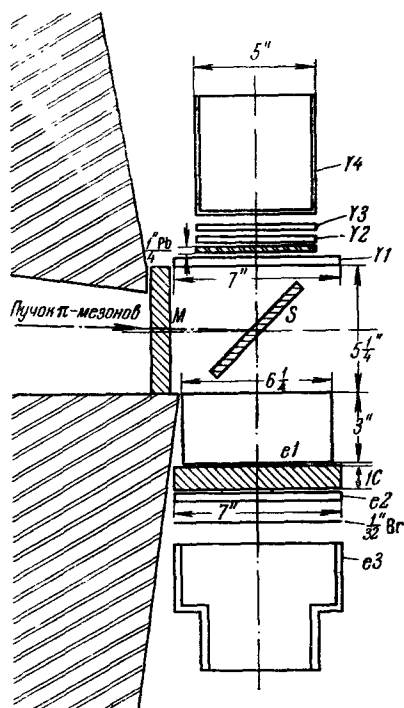


Рис. 32. Опыт Дэвиса и др.¹⁰²: поиск $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распада.

Ожидаемый фон случайных совпадений мог дать около двух таких снимков. Таким образом и эта работа не дала определенных доказательств существования $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распада, но позволила со значительно большей чувствительностью определить верхний предел вероятности $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распада $\omega = \frac{R(\mu \rightarrow e + \gamma)}{R(\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu})}$, который оказался равным $2 \cdot 10^{-6}$ при 90%-ном уровне значимости.

Таким образом, вероятность $\mu \rightarrow e + \gamma$ -распада оказывается существенно меньшей вероятности, предсказываемой теорией слабых взаимодействий Фейнмана и Гелл-Манна при наличии связи через промежуточный векторный бозон, что совместно с данными о величине параметра Мишеля ρ , по-видимому, ставит под сомнение такую возможность.

7. ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ μ -МЕЗОНОВ

7.1. Измерения коэффициента асимметрии в различных веществах

Первые же опыты по исследованию пространственной асимметрии² обнаружили, что, несмотря на ожидаемую полную поляризацию μ^+ -мезонов в момент распада, коэффициент асимметрии a в формуле углового распределения позитронов распада $dN \doteq (1 + a \cos \vartheta) d\Omega$ существенно зависит от вещества, в котором происходит остановка μ^+ -мезона. Это является следствием деполяризации, которую испытывает μ^+ -мезон в веществе: она приводит к тому, что в формуле (1) или в формуле (4) вместо коэффициента a появляется коэффициент $a\xi$, где ξ —среднее значение поляризации μ^+ -мезонов в момент распада. При полной деполяризации $\xi = 0$. В опытах по измерению угловой корреляции при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаде, выполненных на ускорителях с помощью электроники в качестве мишеней для остановки μ^+ -мезонов, было испробовано значительное количество различных веществ. Наиболее точные данные были получены в работе Свансона (Чикагская группа)¹⁰⁴. Так же как и в опыте Гарвина и др., в этой работе для изучения пространственной асимметрии $\mu \rightarrow e$ -распадов была использована фиксированная в пространстве система счетчиков, а магнитное поле заставляло прецессировать спин μ -мезона, а с ним и ось $\mu \rightarrow e$ -корреляции. Достоинством этого метода является постоянство геометрических условий для электронов, покидающих мишень и регистрируемых счетчиковым электронным телескопом. В отличие от Колумбийской группы, Свансон работал с постоянным магнитным полем и измерял для каждого $\mu \rightarrow e$ -распада в мишени интервал времени между попаданием μ -мезона в мишень и вылетом из нее электрона распада. Так как спин μ -мезона прецессирует в постоянном магнитном поле с постоянной частотой, то каждому значению времени соответствует определенная и известная ориентировка спина в пространстве. Этот метод использует для получения коэффициента асимметрии все распады и поэтому обеспечивает значительно большую статистическую точность измерений, чем та, которой удалось достичь в опытах Колумбийской группы. Геометрия опыта и блок-схема электронных устройств приведены на рис. 33 и 34. π^+ -мезоны пучка поглощались в медных фильтрах, а μ^+ -мезоны останавливались в мишени (площадь мишени 60 см^2 , толщина 5 г/см^2), находившейся в постоянном магнитном поле ($50,0 \pm 0,5$ гаусс), создаваемом катушками Гельмгольца, и распадались. Совпадения 1, 2 служили для непрерывной регистрации интенсивности («мониторирования») мезонного пучка. Регистрация остановившихся в мишени μ -мезонов производилась по совпадениям 2, 4, 5. Совпадения 3, 4, 5 отмечали электрон распада,

вылетевший из мишени в направлении счетчиков 3, 5. Соответствующие соединения счетчиков показаны на блок-схеме, где C и A означают соответственно совпадение и антисовпадение. Импульсы от совпадений 5, 3, 4 (счет позитронов) и 2, 4, 5 (счет μ -мезонов) использовались для запуска и остановки схемы временного преобразователя, выдававшего импульсы, амплитуда которых была пропорциональна интервалу времени между импульсами 5, 3, 4 и 2, 4, 5.

После линейного усиления импульсы от временного преобразователя поступали на 100-канальный анализатор импульсов, сортирующий их по амплитуде, т. е. по времени прецессии, однозначно связанному с ориентировкой спина μ -мезона в пространстве.

Аналогичный метод исследования асимметрии был разработан и Ливерпульской группой⁷⁸, работавшей с μ^+ -мезонами с энергией 110 Мэв. Их установка, схема которой показана на рис. 35, весьма похожа на установку Чикагской группы: здесь использован тот же принцип прецессии в

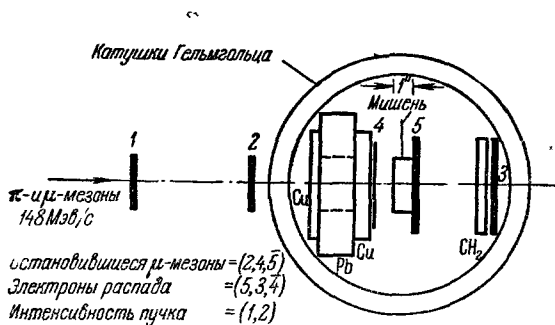


Рис. 33. Схема опыта Свансона¹⁰⁴: измерение коэффициента асимметрии в различных веществах.

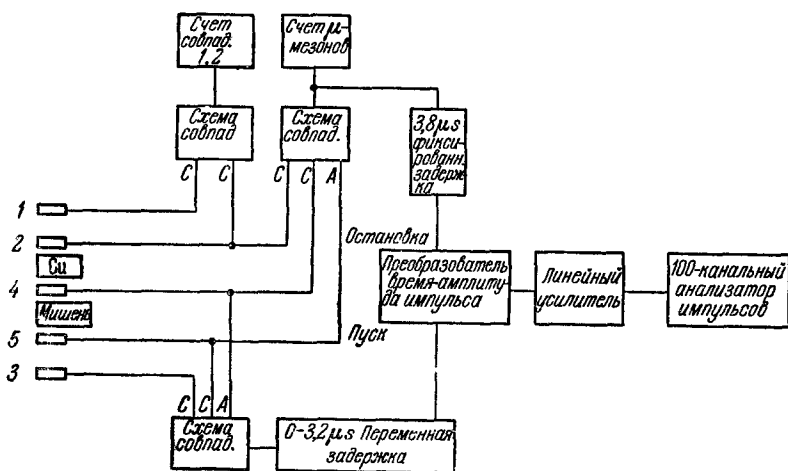


Рис. 34. Блок-схема электроники в опыте Свансона¹⁰⁴.

постоянном магнитном поле, преобразования интервала времени между попаданием μ^+ -мезона и вылетом электрона в амплитуду импульса и сортировке амплитуд 100-канальным амплитудным анализатором. Эффективность описанного метода для повышения статистической точности результатов видна из следующих цифр. В установке Чикагской группы за час работы мониторные счетчики регистрировали $1,5 \cdot 10^7$ совпадений, что соответствовало 10^6 μ -мезонных остановок и $4 \cdot 10^4$ позитронов распада. Это обеспечивало измерение коэффициента асимметрии a с точностью $\pm 0,01$.

В таблице VI приведены значения коэффициента асимметрии a для веществ, исследованных в описанных выше опытах. В значения коэффициента асимметрии, приведенные в таблице, введены поправки на экспоненциальный распад μ^+ -мезонов, на геометрические условия опыта и на потерю энергии и рассеяние позитронов распада в мишени, где останавливаются μ^+ -мезоны.

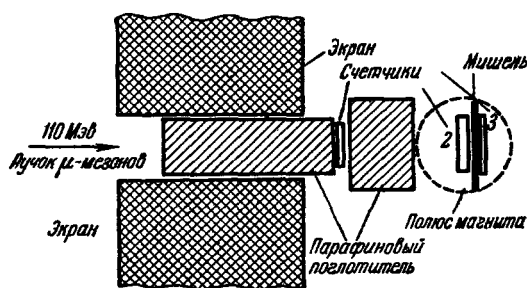


Рис. 35. Схема опыта Кассельса и др.⁷⁸: измерение коэффициента асимметрии в различных веществах и магнитного момента μ -мезона.

Из данных таблицы следует, что для некоторых веществ—это главным образом металлы и графит—коэффициент асимметрии наибольший: он лежит в пределах 0,22—0,28; в остальных веществах значения коэффициента асимметрии меняются в широких пре-

делах, уменьшаясь до значений, близких к нулю, в окиси алюминия, бромистом серебре, плавленом кварце, что свидетельствует о почти полной деполяризации μ^+ -мезонов в этих веществах.

Таблица VI

Коэффициенты асимметрии для μ^+ -мезонов

Вещество	Коэффициент асимметрии	Ошибки	Вещество	Коэффициент асимметрии	Ошибки
Графит	0,229	0,008	HCl P _H 1,2	0,158	0,011
»	0,29*	0,05	P _H —11,2	0,141	0,011
»	0,24**	0,04	Полиэтилен	0,146	0,012
Сажа	0,253	0,021	»	0,20*	0,03
Бромформ	0,34*	0,06	Полистирен	0,070	0,010
Алмаз	0,045	0,008	Полистирен-г 2% р-терфенила	0,06**	0,04
»	0,209	0,010	Пропан	0,170	0,020
»	0,25*	0,02	Бензол	0,046	0,012
»	0,222	0,012	Фенилциклогексан	0,084	0,011
»	0,201	0,014	Хлороформ	0,184	0,015
»	0,254	0,013			
»	0,20*	0,05	P	0,025	0,017
»	0,253	0,012	S	0,014	0,011
»	0,21*	0,06		0,03*	0,06
»	0,24**	0,02	CsI	0,031	0,013
»	0,213	0,011	NaCl	0,041	0,009
»	0,23	0,02	MgF ₂	0,136	0,009
»	0,022	0,009	MgO	0,079	0,012
»	0,03*	0,03	Фотоэмульсия	0,087	0,009
Плавл. кварц	0,038	0,009	»	0,13*	0,02
Крист. кварц	0,01	0,02	AgBr	0,02*	0,02
Вода P _H 6,5	0,141	0,011	Желатина	0,12*	0,03
Дистил. вода	0,15*	0,03	CCl ₄ (жидкий)	0,26**	0,05
»	0,15**	0,05	Метиловый спирт	0,16**	0,05
NaOH P _H 12	0,131	0,012			

Примечание: * обозначены данные из ⁵⁰, **—из ⁷⁸, остальные данные приведены по работе ¹⁰⁴.

Приведенные в таблице значения обладают, однако неопределенностью, связанной с кинематической деполяризацией μ^+ -мезонов, которая может быть различна для пучков разных энергий и различных условий коллимации.

7.2. Время релаксации спина μ^+ -мезона

В рассмотренных выше измерениях было также оценено время релаксации спина μ^+ -мезона в исследованных веществах. Эта оценка показала, что механизм деполяризации μ^+ -мезонов во всех рассмотренных веществах действует очень быстро. Это видно, например, из кривых, подобных кривой на рис. 36. Эта кривая получена при измерениях в графите, где коэффициент асимметрии велик ($a \sim 0,22-0,29$). Кривая исправлена на распад,

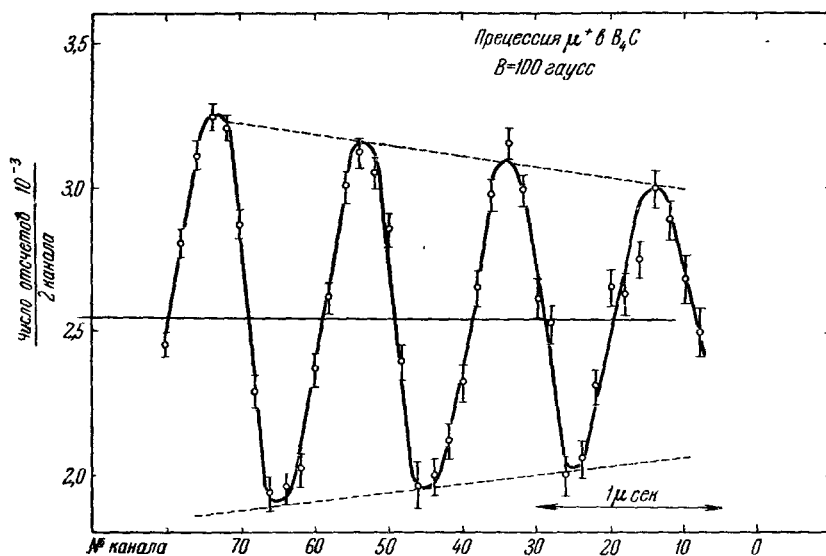


Рис. 36. Асимметрия $\mu \rightarrow e$ -распада в карбиде бора

и мы видим, что амплитуда прецессии постоянна в течение нескольких μ сек регистрации позитронов распада.

Аналогичные кривые с постоянной амплитудой модуляции получены и для других веществ, независимо от измеренного значения коэффициента асимметрии. Постоянство амплитуд в течение нескольких микросекунд наблюдения свидетельствует о том, что деполяризация произошла до начала регистрации электронов распада, т. е. что время релаксации спина μ^+ -мезона меньше $10^{-7}-10^{-6}$ сек. Аналогичный результат получен группой Колумбийского университета⁵⁰. Эти авторы для оценки времени релаксации удваивали величину магнитного поля, вращающего спин μ^+ -мезона, и одновременно уменьшали в два раза время сдвига и ширину импульса пропускания. При этом не было замечено изменения амплитуды модуляции интенсивности, что свидетельствует о быстрой деполяризации. Быстрая деполяризация во всех веществах говорит в пользу существования некоторого универсального механизма деполяризации, одинакового для всех веществ. Возможно, что таким механизмом является деполяризация через образование мюния.

Единственным исключением в этом смысле является карбид бора (см. рис. 36), для которого асимметрия максимальна в начале цикла ($a = 0,23$), а затем уменьшается в соответствии с временем релаксации $6,5 \mu$ сек, что свидетельствует о существенно другом механизме деполяризации в этом веществе.

7.3. Коэффициент асимметрии в фотоэмульсии

Величина коэффициента асимметрии для $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распадов, наблюдаемых в фотоэмульсии, была предметом детального изучения. Почти одновременно с работой Гарвина и др.² Фридман и Телегди¹⁰⁵ показали наличие угловой асимметрии при $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадах в эмульсии. Затем аналогичными измерениями занимались многие авторы. Сводка всех известных данных по эмульсии Илфорд-G5, с которой работали почти все зарубежные авторы, приведена в таблице VII. В той же таблице приведены данные Вайсенберга и др.¹¹³, Гуревича и др.¹¹⁴ и Иванова и др.¹¹⁵, работавших с эмульсией НИКФИ-Р.

Таблица VII

Коэффициент асимметрии a в эмульсии

Авторы	Источник мезонов	Эмульсия	
Кастаньоли ¹⁰⁶ , ¹⁰⁷	Косм. лучи	Илфорд-G5	$0,20 \pm 0,04$
Фаулер ¹⁰⁸	»	»	$0,03 \pm 0,04$
Боггилд ¹⁰⁹	»	»	$0,21 \pm 0,04$
Боумик ¹¹⁰	»	»	$0,081 \pm 0,044$
Бабаян ⁵⁵	»	»	$0,135 \pm 0,040$
Бисвас ¹¹¹	Ускорители	»	$0,095 \pm 0,045$
Дэвис ¹¹²	»	»	$0,190 \pm 0,060$
Фридман ¹⁰⁵	»	»	$0,174 \pm 0,045$
Чадвик ¹¹⁶	»	»	$0,149 \pm 0,033$
Гуревич ¹¹⁴	»	НИКФИ-Р	$0,092 \pm 0,018$
Вайсенберг ¹¹³	»	»	$0,066 \pm 0,018$
Иванов ¹¹⁵	»	»	$0,065 \pm 0,041$

Приведенные в таблице значения весьма трудно совместить с единственным средним значением. Такой вывод, правдоподобный на глаз, подтверждается анализом таблицы VII по обычному критерию χ^2 для биномиального распределения при 11 степенях свободы: величина $\chi^2 \sim 25-30$, если рассматривать совместно значения a в эмульсиях Илфорд-G5 и НИКФИ-Р. Согласие становится вполне приемлемым ($\chi^2=12$), если ограничиться отдельным рассмотрением данных для эмульсии Илфорд-G5. Данные для эмульсии НИКФИ-Р также достаточно хорошо согласуются друг с другом. В таблице VIII приведены взвешенные средние значения коэффициента асимметрии для обеих эмульсий.

Таблица VIII

НИКФИ-Р ускорители	Илфорд-G5		
	все данные	косм. лучи	ускорители
$-0,077 \pm 0,012$	$-0,139 \pm 0,014$	$-0,133 \pm 0,018$	$-0,148 \pm 0,021$

Таким образом, является весьма достоверным, что в эмульсии НИКФИ-Р μ^+ -мезоны испытывают существенно большую деполяризацию, чем в эмульсии Илфорд-G5: отношение деполяризующих способностей этих двух эмульсий близко к $\frac{0,139 \pm 0,014}{0,077 \pm 0,012} = 1,84 \pm 0,33$.

Из данных таблицы VI следует, что бромистое серебро почти полностью деполяризует останавливающиеся в нем μ -мезоны. Поэтому установлен-

ное различие в коэффициенте асимметрии для обоих типов эмульсии следует отнести либо за счет различных свойств желатины в эмульсиях Илфорд-G5 и НИКФИ-Р, либо за счет разного распределения числа остановок μ^+ -мезонов в желатине и AgBr в обеих эмульсиях. Последнее очень маловероятно, так как дисперсность кристаллов AgBr и химический состав обеих эмульсий почти одинаковы^{117,118}.

7.4. Коэффициент асимметрии в разбавленной эмульсии

Первое указание на то, что увеличение содержания желатины в эмульсии приводит к увеличению коэффициента асимметрии, принадлежит Чадвику и др.¹¹⁶, которые получили для эмульсии Илфорд-G5 двойного разбавления $a = -0,190 \pm 0,033$, что следует сравнивать со средним значением $a = -0,139 \pm 0,014$ (табл. VII) для эмульсии Илфорд-G5.

Аналогичные измерения для эмульсии НИКФИ-Р, выполненные в работах^{113,114}, дают:

$$a_{\text{НИКФИ-Р.2}} = -0,127 \pm 0,028.$$

Таким образом, увеличение коэффициента асимметрии в эмульсии НИКФИ-Р двойного разбавления составляет

$$\frac{0,127 \pm 0,028}{0,077 \pm 0,012} = 1,65 \pm 0,40.$$

Опыты с разбавленной эмульсией подтверждают, что компонентом эмульсии, в которой поляризация μ^+ -мезонов в значительной степени сохраняется, является желатина.

Мы рассмотрели все известные экспериментальные данные о величине коэффициента асимметрии в различных веществах и в фотоэмульсии. Теперь перейдем к вопросу о механизме деполяризации μ^+ -мезонов.

7.5. Кинематическая деполяризация μ^+ -мезонов

В большинстве опытов, выполненных электронными методами, μ^+ -мезоны присутствуют в количестве 10 — 15-процентной примеси, возникшей от распада на лету в пучке π -мезонов того же импульса, отобранных с помощью магнитного анализа. Во всех этих опытах имеет место заметная кинематическая деполяризация μ^+ -мезонов, возникающая вследствие того, что отобранные магнитным полем по импульсу и выходящие из коллиматора μ^+ -мезоны, у которых направления полета лежат в определенном и относительно узком интервале углов, в системе покоя π^+ -мезона распадались в значительно большем интервале углов $\Delta\theta$. Так как составляющая вектора поляризации вдоль оси коллиматора уменьшается с увеличением угла θ , то, очевидно, что поляризация пучка μ -мезонов, выходящих из коллиматора, будет меньше единицы. Количественный анализ этой задачи, выполненный в работах¹¹⁹⁻¹²², приводит к следующим выводам.

Обозначим через u и η скорость и энергию π -мезона в лабораторной системе (в единицах c и $m_\pi c^2$), через v , v' и ε , ε' скорости и энергии μ -мезона (в единицах c и $m_\mu c^2$) в системе π -мезона и в лабораторной системе, а через v_1 , v'_1 и т. п. будем обозначать соответствующие единичные вектора. Тогда, если μ -мезон в системе π -мезона был полностью

поляризован вдоль своего импульса, то в лабораторной системе его поляризация будет равна

$$\xi' = \frac{\eta v \varepsilon}{v' \varepsilon'} \left(1 + \frac{v_1 u}{v} \right),$$

где $v_1 u = u \cos \vartheta$ и ϑ — угол между направлением движения π -мезона и направлением вылета μ -мезона в лабораторной системе. Эта же величина после несложных кинематических преобразований может быть представлена в таком виде:

$$\xi' = \frac{v + v_1 u}{|u + v \cdot u_1 + \eta^{-1}(v - v \cdot u_1 u_1)|}$$

и в таком:

$$\xi' = \frac{1}{v' v} \left(1 - \frac{\eta}{\varepsilon' \varepsilon} \right),$$

где скорость и энергия μ -мезона в системе π -мезона равны $v = 0,27$ и $\varepsilon = 1,04$.

Рассмотрим следующие частные случаи: 1) Пусть $v_1 u = u$, т. е. μ -мезон вылетает в направлении полета π -мезона ($\cos \vartheta = 1$), тогда $v u_1 = v$ и $\varepsilon' = v + \frac{u}{|u + v|} = 1$, т. е. μ -мезон, вылетевший вперед, полностью сохраняет свою поляризацию.

2) Точно так же, если μ -мезон вылетел назад ($v_1 u = -u$), то

$$\xi' = \frac{v - u}{|u - v|} = -1,$$

т. е. поляризация μ -мезона, вылетевшего назад ($\cos \vartheta = -1$), меняет знак. Этим двум предельным случаям отвечает минимальная и максимальная энергия π -мезона

$$\eta_{\min} = \varepsilon' \varepsilon (1 - v' v),$$

$$\eta_{\max} = \varepsilon' \varepsilon (1 + v' v).$$

3) Для дальнейшего представляет интерес определить угол ϑ в системе π -мезона, при котором $\xi' = 0$, т. е. угол испускания, который соответствует поперечной поляризации μ -мезона в лабораторной системе.

Из формулы для ξ' следует, что $\xi' = 0$ при $\cos \vartheta = -\frac{v}{u}$. В лабораторной системе этому углу ϑ соответствует угол ϑ' , определяемый соотношением

$$\operatorname{tg} \vartheta' = \eta^{-1} \frac{\sin \vartheta}{\cos \vartheta + \frac{u}{v}} = \eta^{-1} \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{u^2}}}{\frac{u}{v} - \frac{v}{u}}.$$

Отметим, что при данном u — это максимальный возможный угол испускания в лабораторной системе («пороговый» угол). μ -мезоны, испущенные под этим углом, поперечно поляризованы.

Теперь предположим, что мы регистрируем μ -мезоны с заданными значениями энергии и скорости ε' и v' . Такие μ -мезоны могут возникнуть от π -мезонов, энергия которых заключена в пределах от $\eta_{\min}$ до $\eta_{\max}$, и средняя поляризация $\langle \xi' \rangle$ регистрируемых установкой μ -мезонов может быть получена интегрированием выражения для ξ' по спектру π -мезонов $N(\eta)$ от $\eta_{\min}$ до $\eta_{\max}$. При этом представляют практический интерес два крайних случая. В первом случае,

осуществляющемся в космическом излучении, геометрия опыта такова, что допускает регистрацию μ -мезонов, испущенных в системе покоя π -мезона в интервале углов от 0 до π , что соответствует интервалу энергий от $\eta_{\min}$ до $\eta_{\max}$. В этом случае, предполагая, что спектр π -мезонов космических лучей описывается степенным законом

$$N(\eta) d\eta \doteq \eta^{-\gamma} d\eta,$$

и усредняя выражение для ξ' по такому спектру в пределах от $\eta_{\min}$ до $\eta_{\max}$, получаем для среднего значения поляризации μ -мезонов выражение

$$\langle \xi' \rangle = \left\{ \frac{1}{3} \gamma (v'v) + \text{члены} \sim (v'v)^3 + \dots \right\}.$$

Пренебрегая членами третьего порядка по v' и полагая $\gamma = 2,5$, $v' = 0,27$ и $v \sim 1$, получаем $\langle \xi' \rangle = 0,23$, откуда следует, что μ -мезоны космического излучения сохраняют все же около $1/4$ своей поляризации.

Экспериментальное изучение поляризации μ -мезонов космического излучения было выполнено в работах ^{121, 123, 124}, где исследовалась асимметрия пространственного распределения электронов распада, вышедших из поглотителей, в которых останавливались μ -мезоны. Эти опыты оказались в согласии с ожидаемой на основании приведенных выше соображений поляризацией μ -мезонов космического излучения.

Другой крайний случай осуществляется в опытах на ускорителе. Магнитный анализ μ -мезонов и их тщательная коллимация приводят к тому, что остановившиеся в мишени установки μ -мезоны происходят от π -мезонов, энергия которых заключена в относительно небольшом интервале энергий от $\eta_{\min}$ до $\eta_{\min} + \Delta\eta$. Это значит, что используются не все углы θ от 0 до π в системе π -мезона, а небольшая часть углов, примыкающая к $\theta = 0$. В этом случае интегрирование выражения для ξ' в интервале $\Delta\eta$, где изменением интенсивности можно пренебречь, даст:

$$\langle \xi' \rangle = 1 - \frac{\Delta\eta}{2\varepsilon' v' v}.$$

Мы имеем $\varepsilon v = 1,04 \cdot 0,27 = 0,28$. Далее, в опытах по исследованию асимметрии, которые мы рассматривали, энергия μ -мезонов была близка к $\varepsilon' = 2,1$, а v' к 0,9.

Таким образом

$$\xi' = 1 - \frac{\Delta\eta}{0,28 \cdot 2,1 \cdot 0,9} \cong 1 - 2\Delta\eta,$$

откуда получаем, например, при $\Delta\eta = 0,1$ 80-процентную поляризацию вместо 100%, т. е. потерю 20% поляризации.

Верхний предел наблюдаемой на опыте кинематической деполаризации может быть получен по данным таблицы VI, если допустить, 1) что в металлах деполаризация отсутствует, и 2) что максимальный коэффициент асимметрии равен $a_{\max} = -1/3$. Тогда величина поляризации ξ' будет равна

$$\xi' = \frac{a}{-1/3},$$

где a — среднее значение коэффициента асимметрии для металлов и графита. Для определения этой величины образуем по данным таблицы среднее взвешенное $\langle a \rangle$ для графита, сажи, Al, Be, Li, Mg и Si по измерениям Чикагской группы ¹⁰⁴. Получаем $\langle a \rangle = -0,230 \pm 0,005$, откуда для величины средней поляризации μ -мезонного пучка (нижний

предел) получаем $\xi' = \frac{0,23}{0,33} = 0,70$ с точностью около 2%. Таким образом, кинематическая деполяризация на ускорителях может достигать нескольких десятков процентов.

7.6. Деполяризация μ^+ -мезонов в веществе

Деполяризация μ^+ -мезона в среде, где он тормозится, может быть разбита на два этапа: деполяризация на лету, происходящая в процессе замедления μ^+ -мезона, и деполяризация, происходящая после того, как μ^+ -мезон в достаточной степени замедлился. Деполяризация на лету, вызванная рассеянием μ^+ -мезонов кулоновским полем ядер и электронов, вычислялась в нескольких работах¹²⁵⁻¹²⁷, авторы которых приходят к выводу о том, что такого рода деполяризацией можно пренебречь. Так, например, Вентцель¹²⁸ получил следующее выражение для среднего квадрата угла поворота спина при замедлении частицы до остансовки вследствие кулоновского рассеяния на ядрах атомов:

$$\langle \vartheta^2 \rangle = \frac{7}{32} \frac{m_e}{m_\mu} \left(\frac{v}{c} \right)^4.$$

Для μ^+ -мезонов, возникающих от $\pi \rightarrow \mu$ -распадов в эмульсии ($\frac{v}{c} = 0,27$), эта величина пренебрежимо мала, и даже при $\frac{v}{c} \sim 0,8 - 0,9$, что примерно соответствует скоростям мезонов в опытах со счетчиками на ускорителях, $\langle \vartheta^2 \rangle$ очень мало.

Деполяризация замедлившись μ^+ -мезонов вызывается двумя причинами: действием магнитных полей, имеющих в веществе, на магнитный момент свободного μ^+ -мезона и образованием атомных систем, в частности мюония. Рассмотрим первый процесс. Магнитное поле, перпендикулярное спину μ^+ -мезона, заставляет спин прецессировать с лармовской частотой

$$\omega = g \frac{eH}{2m_\mu c} \cong 10^5 H \frac{\text{рад/сек}}{\text{гаусс}}.$$

откуда следует, что постоянное магнитное поле в 5 гаусс за среднее время жизни μ^+ -мезона, равное $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ сек, вызовет полную деполяризацию ($\omega\tau \sim 1$). Очевидно, что действие хотя и сильных, но весьма кратковременных и хаотически меняющих свое направление внутренних магнитных полей будет существенно слабее. Рассмотрим, например, деполяризацию μ^+ -мезона в газе, находящемся при давлении 100 атм. Оценим величину деполяризации μ^+ -мезона, замедлившегося до тепловых скоростей ($v \sim 10^6$ см/сек) в столкновениях с атомами или молекулами газа. Во время этих столкновений на μ^+ -мезон действуют магнитное поле электронов и угол прецессии $\vartheta_0 = 10^5$ Нт. За время столкновения τ примем время пролета μ^+ -мезоном борковского радиуса $\tau \cong \frac{10^{-8}}{10^{-6}} = 10^{-14}$ сек, а за H — поле

электрона на расстоянии борковского радиуса ($H \sim 10^{-5}$ гаусс). Получаем для угла прецессии за время одного столкновения $\vartheta_0 = 6 \cdot 10^{-5}$ радиан. Средний угол прецессии за время жизни μ^+ -мезона будет равен $\sim \vartheta_0 \sqrt{n}$, где n — число аналогичных столкновений. В газе при давлении 100 атм происходит $10^{11} - 10^{12}$ столкновений в секунду, что дает 10^8 столкновений за время жизни. Таким образом, $\vartheta \sim 10^{-4}$ радиан. Мы видим, что локальные поля электронов в газе не могут вызвать заметной деполяризации. Рассмотрим теперь другой механизм деполяризации, заключающийся

в образовании мюония — водородоподобного нейтрального атома, состоящего из μ^+ -мезона и электрона. Известно, что когда скорость заряженной частицы, проходящей через вещество, уменьшается до скоростей, близких к скорости орбитальных электронов, эта частица может захватывать и затем терять электроны. Это явление перезарядки изучалось еще Резерфордом и П. Л. Калицей на α -частицах. Рассмотрим μ^+ -мезон, тормозящийся в газе. Когда его скорость становится сравнимой со скоростью электронов в молекуле газа, т. е. при энергии

$$E \sim \frac{e^2}{a_0} \frac{m_\mu}{m_e} \cong 6 \cdot 10^3 \text{ эв},$$

он может захватить электрон, образовав мюоний. При этом сечение захвата имеет порядок πa_0^2 , а сечение ионизации мюония (потеря электрона) имеет тот же порядок величины. Таким образом, при замедлении μ -мезона происходит многократная перезарядка, заключающаяся в последовательной потере и захвате электрона, подобно тому, как это имеет место при замедлении протонов, α -частиц или многозарядных ионов. В конце концов μ -мезоны в процессе замедления за очень малое время выходят из интервала энергий, где было возможно образование мюония, и достигают тепловых скоростей, где «ожидают» распада, находясь либо в свободном состоянии, либо в атоме мюония. Из этой, по-видимому, весьма упрощенной картины следует, что деполяризация μ -мезона может быть существенным образом связана с образованием мюония. Поэтому рассмотрим свойства такой системы. Очевидно, что пока мы пренебрегаем взаимодействиями тонкой и сверхтонкой структуры мюония и различием масс мезона и протона (бесконечно тяжелое ядро), свойства этого атома аналогичны свойствам атома водорода. Предположим, что мюоний сразу образуется только в $1S$ -состоянии, когда спин-орбитальное взаимодействие, приводящее к тонкой структуре термов, отсутствует, и рассмотрим влияние взаимодействия спинов ядра (μ^+ -мезон) и орбитального электрона (приводящего к сверхтонкой структуре термов) на начальную поляризацию μ^+ -мезона. Благодаря этому взаимодействию $1S$ -состояние мюония расщепляется на 1S_0 и 3S_1 -состояния, энергия которых отличается на энергию взаимодействия сверхтонкой структуры, определяемую известной формулой Ферми:

$$\Delta W = -\frac{32\mu_e\mu_\mu}{3a_e^3} = 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ эв} = h \cdot 4,44 \cdot 10^3 \frac{\text{Mc}}{\text{сек}}.$$

Здесь μ — магнитные моменты электрона и μ -мезона, a_e — радиус боровской орбиты мюония, практически равный боровскому радиусу водородного атома. Пусть, как это почти всегда имеет место в рассматриваемых нами опытах, μ^+ -мезон полностью поляризован, чему соответствует спиновая функция α_μ . Неполаризованным электронам среды отвечают функции α_e и β_e , соответствующие направлениям спина, параллельному и антипараллельному относительно спина μ^+ -мезона. Тогда с равной вероятностью мюоний может быть образован в состояниях с параллельными спинами ($\alpha_\mu\alpha_e$) и антипараллельными спинами ($\alpha_\mu\beta_e$). Первое из этих состояний есть чистое триплетное состояние мюония (3S_1 , $m=1$), второе состояние двукратно вырождено и представляет собой суперпозицию состояний 1S_0 и 3S_1 при $m=0$. Очевидно, что состояние 3S_1 (триплетный мюоний) сохраняет поляризацию μ^+ -мезона, если только воздействие внешних полей не приведет к пространственной переориентировке триплетного атома, который весьма чувствителен к таким воздействиям, так как обладает большим магнитным моментом, равным магнитному моменту электрона (точнее сумме магнитных моментов электрона и μ -мезона). Во втором состоянии мюония, описываемого суперпозицией состояний 1S_0 и 3S_1 , мезон

будет полностью деполаризован за очень короткое время. Действительно, такая система будет совершать периодические переходы между состояниями 1S_0 $m=0$ и 3S_1 $m=0$. Частота этих переходов определяется энергией взаимодействия сверхтонкой структуры $\omega = \frac{\Delta W}{h} \frac{\text{радиан}}{\text{сек}}$. Если в начальный момент времени мюоний находился в состоянии 3S_1 $m=0$, то за время $\sim 10^{-10}$ сек он перейдет в состояние 1S_0 $m=0$, а средняя поляризация мезона будет осциллировать во времени по закону $\langle S(t) \rangle = \frac{1}{4}(1 + \cos \omega t)$.

Таким образом, состояние $\alpha\mu\beta_e$ будет полностью деполаризовано за время $\sim 10^{-10}$ сек. С точки зрения этих представлений половина μ^+ -мезонов, образовавших мюоний, полностью деполаризуется, вторая половина сохраняет поляризацию. Если f — доля μ^+ -мезонов, достигших тепловых скоростей в виде мюония, то коэффициент асимметрии должен уменьшиться от максимальной величины a_0 до значения $a_0 \left(1 - \frac{f}{2}\right)$. Поэтому, даже

если все μ^+ -мезоны образуют мюоний ($f=1$), то коэффициент асимметрии может уменьшиться лишь до половины своего максимального значения. Даже беглый просмотр данных таблицы V показывает, однако, что a может быть гораздо меньше половины максимального значения. Существует большое количество причин, по которым даже при справедливости рассмотренной картины деполаризации через образование мюония коэффициент асимметрии может уменьшиться до очень малых значений. Прежде всего, в плотных средах, где подвижность мюония невелика, триплетный мюоний, ответственный за уцелевшую половину поляризации, может быть деполаризован локальными полями или же может конвертировать в синглетное состояние, как это имеет место с триплетным позитронием¹²⁸. Другим механизмом, вызывающим дополнительную деполаризацию, может явиться обмен электронами у триплетного мюония с окружающей средой, содержащей неполяризованные электроны. Каждый такой обмен с вероятностью, равной $1/2$, вызывает сохранение поляризации μ^+ -мезона и с такой же вероятностью деполаризацию. Последовательность небольшого числа таких обменов может почти уничтожить поляризацию триплетного состояния и довести коэффициент асимметрии до очень малых значений. Отметим, что в металлах, где такой обмен происходит с большой частотой, значительно превышающей частоту сверхтонкого взаимодействия, деполаризация должна отсутствовать. Действительно, если интервал времени между двумя последовательными обменами меньше времени перехода между состояниями 1S_0 и 3S_1 , то деполаризация не успеет произойти. Это означает практически, что в металлах мюоний, как сколько-нибудь стабильная система, не образуется.

7.7. Попытки обнаружения триплетного состояния мюония

В работах Свансона и Кассельса и др.^{104, 143} были предприняты попытки обнаружить присутствие триплетного мюония в веществах, где произошла остановка μ -мезонов. Идея опытов заключалась в следующем. В триплетном состоянии атом мюония имеет магнитный момент, равный магнитному моменту электрона (если пренебречь магнитным моментом μ -мезона). Отсюда следует, что в поле, которое приблизительно в сто раз меньше поля, используемого для прецессии свободного μ -мезона, триплетный мюоний будет прецессировать с частотой, близкой к частоте прецессии свободного μ -мезона. Свансон¹⁰⁴, уменьшив поле до 0,4 гаусса, искал прецессию мюония в плавленом кварце, жидком кремнии и тефлоне.

Ливерпульская группа¹⁴³ исследовала при поле 0,7 гаусса полистирен $\pm 2\%$ *p*-терфенила, жидкий четыреххлористый углерод, метиловый спирт и воду. В этих опытах в качестве мишеней были взяты жидкости в надежде на то, что в жидкостях действие локальных магнитных полей, способных деполяризовать триплетный мюоний, скажется меньше, чем в твердых телах. Ни в одном из этих веществ не удалось заметить модуляции интенсивности числа электронов распада: опыты Свансона показали, что амплитуда модуляции, соответствующая триплетному мюонию, равна $0 \pm 8\%$ от амплитуды, соответствующей прецессии свободного μ^+ -мезона в графите. Опыты Ливерпульской группы дали для этой величины значение $0 \pm 2\%$.

Экспериментальная проверка вопроса о существовании триплетного мюония возможна также и на основании несколько иных соображений. Рассмотрим коэффициенты асимметрии в фотоэмульсии, измеренные двумя методами: 1) слежением за отдельными траекториями в эмульсии и 2) электронными методами, когда эмульсия используется в качестве мишени. Допустим, что существует триплетное состояние мюония, что вероятность образования мюония после остановки равна f и что значение коэффициента асимметрии, не искаженное деполяризацией, равно a . Тогда в случае 1) измеренный в фотоэмульсии коэффициент асимметрии равен $a_1 = a_0 \left(1 - \frac{f}{2}\right)$.

В случае 2), когда электронная система настроена на регистрацию прецессии свободного μ^+ -мезона, триплетный мюоний ускользает от наблюдения и измеряемый в таком опыте коэффициент асимметрии a_2 равен $a_2 = a_0(1-f)\xi$, где ξ — средняя деполяризация μ^+ -мезонов, падающих в мишень. В предположении, что максимальное значение $a = -1/3$, мы получили следующее значение величины $\xi = 0,70 \pm 0,014$. Из таблицы VI для величины a_2 имеем $a_2 = 0,087 \pm 0,009$, что после исправления на кинематическую деполяризацию даст в качестве верхнего предела величины

$$a(1-f) = 0,126 \pm 0,013.$$

Это хотя и несколько меньше величины $a_1 = -0,14$ для эмульсии Илфорд-G5, полученной методом траекторий, но из-за недостаточной статистической точности обеих величин сделать определенные выводы не представляется возможным. Наконец, отметим еще одно обстоятельство, по-видимому, свидетельствующее против существования триплетного мюония. Мы видели выше, что поле в несколько гаусс, действующее в течение времени жизни μ^+ -мезона, вызывает деполяризацию. Очевидно, деполяризацию триплетного мюония, магнитный момент которого в 200 раз больше, чем у μ -мезона, вызовет уже магнитное поле в несколько сотых гаусс. Именно поэтому Фридман и Телегди¹⁰⁵ и некоторые другие исследователи наблюдали μ^+ -распады в эмульсиях, облученных в условиях тщательной магнитной экранировки ($H < 10^{-3}$ гаусс). Между тем, никакой существенной разницы между коэффициентами асимметрии, измеренными в этих условиях и в условиях облучений без экранировки, когда рассеянные поля достигали нескольких десятых гаусс, или в космическом излучении, где действует земное магнитное поле, не обнаружено (см., в частности, табл. VII).

Приведенные данные свидетельствуют, таким образом, об отсутствии достаточно интенсивного триплетного состояния мюония. Это может иметь место либо если вообще представление о деполяризации через образование мюония не соответствует действительности и мюоний не образуется, либо если действует механизм, приводящий к быстрой деполяризации триплетного состояния.

7.8. Сохранение поляризации с помощью магнитного поля

Здесь мы рассмотрим, в какой мере полученные экспериментальные данные согласуются с предположением о том, что основным механизмом, ответственным за деполяризацию, является образование мюония. Первым серьезным доводом, если не непосредственно в пользу такой гипотезы, то во всяком случае в пользу наличия некоего механизма деполяризации, универсального для всех веществ, следует считать малое время деполяризации ($\sim 10^{-6} - 10^{-7}$ сек) свободного μ^+ -мезона, установленное в опытах по измерению асимметрии. Деполяризация из-за взаимодействия сверхтонкой структуры в мюонии происходит за время $\sim 10^{-10}$ сек и, таким образом, экспериментальные данные о времени деполяризации согласуются с предположением о деполяризации через образование мюония. Более непосредственное подтверждение этой гипотезы было получено в опытах по восстановлению поляризации с помощью магнитного поля. Идея этих опытов заключается в осуществлении эффекта Пашена—Бака для мюония. Если вещество, в котором образуется мюоний, поместить в сильное магнитное поле, достаточное для того, чтобы энергия электрона в этом поле была значительно больше энергии взаимодействия между магнитными моментами μ -мезона и электрона в мюонии, то, как известно, связь между обоими спинами будет разорвана, и они, каждый в отдельности, будут прецессировать вокруг поля. Энергия взаимодействия сверхтонкой структуры может быть записана в виде

$$W = 2(\mu_e - \mu_\mu)H_0,$$

где μ_e и μ_μ — магнитные моменты электрона и μ -мезона, а H_0 — характеристическое для мюония магнитное поле, по порядку величины равное магнитному полю, которое μ^+ -мезон создает в области первой боровской орбиты, где находится электрон. Так как энергия W для мюония равна $1,85 \cdot 10^{-5}$ эв, то, зная магнитные моменты электрона и μ -мезона, мы получаем $H_0 = 1580$ гаусс. Когда внешнее магнитное поле значительно превзойдет эту величину, связь между спинами будет разорвана и деполяризации из-за взаимодействия сверхтонкой структуры не будет.

В промежуточном случае не слишком больших полей состояние мюония в магнитном поле оказывается смесью синглетных и триплетных состояний без поля. Это значит, что в состоянии $m = 0$, которое в отсутствие магнитного поля характеризовалось полной деполяризацией, теперь в магнитном поле возникает некоторая поляризация, обязанная своим происхождением примеси триплетного состояния. Соответствующий квантовомеханический расчет на основе теории возмущений, выполненный в работе Ферелла¹²⁸, показывает, что среднее значение поляризации μ^+ -мезона следующим образом растёт с величиной приложенного магнитного поля:

$$\Delta p = \frac{f}{2} \frac{x^2}{1+x^2}.$$

В этой формуле f — доля мезонов, образовавших мюоний в основном состоянии, а $x = \frac{H}{H_0}$ — отношение приложенного магнитного поля к магнитному полю $H_0 = 1580$ гаусс, характеризующему взаимодействие сверхтонкой структуры мюония. В пределе при сильных полях $H \gg H_0$ поляризация полностью восстанавливается. Это соответствует эффекту Пашена—Бака. На основании этого результата нетрудно получить ход коэффициента асимметрии с увеличением магнитного поля. Очевидно, что

$$a(H) = a_0 \left\{ \left(1 - \frac{f}{2} \right) + \frac{f}{2} \frac{x^2}{1+x^2} \right\} = a_0 \left\{ 1 - f + f \left(\frac{1+2x^2}{2(1+x^2)} \right) \right\}; \quad (11)$$

здесь a_0 — максимальное значение коэффициента асимметрии,¹³⁰ которое он имел бы в отсутствии деполаризации через образование мюония, $1 - \frac{f}{2} = 1 - f + \frac{f}{2}$ — та часть поляризации, которая обязана своим происхождением μ -мезонам, не образовавшим мюония $1 - f$, и мюонию в триплетном состоянии $\left(\frac{f}{2}\right)$, и $\frac{f}{2} \frac{x^2}{1+x^2}$ — часть поляризации, восстанавливаемая магнитным полем. Из этой формулы следует, в частности, что даже если все μ^+ -мезоны,

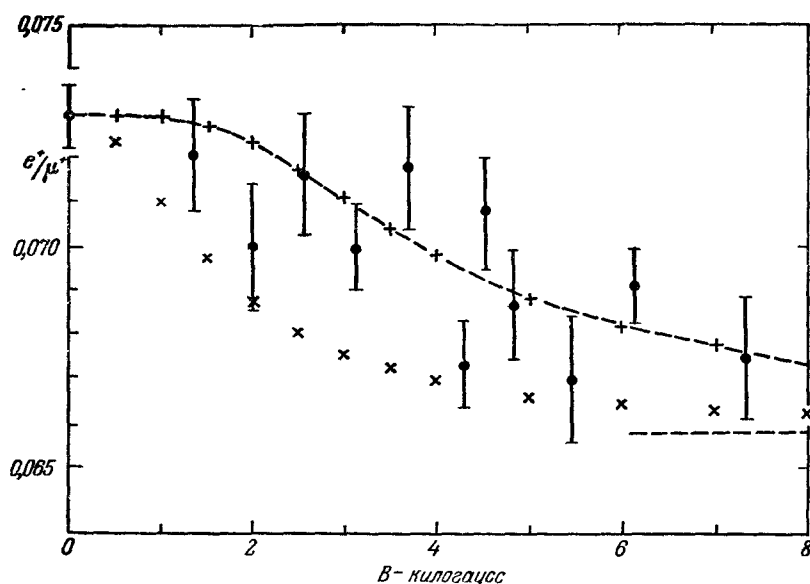


Рис. 37. Результаты опыта по сохранению поляризации μ -мезонов с помощью магнитного поля.

тормозящиеся в веществе, образуют мюоний ($f=1$), то коэффициент асимметрии не может быть меньше $\frac{a}{2}$. Мы уже видели, что это не соответствует действительности, и что одной из возможных причин такого несоответствия могут быть обмены электронами триплетного мюония с неполяризованными электронами среды. Пусть число таких обменов n и пусть время между двумя последовательными обменами больше времени, характеризующего взаимодействия сверхтонкой структуры, но значительно меньше среднего времени жизни μ -мезонов. Для этого случая Сенс и др.¹³⁰ предложили простое обобщение формулы (11)

$$a = a_0 \left\{ 1 - f + f \left(\frac{1+2x^2}{2(1+x^2)} \right)^n \right\}, \quad (12)$$

которая объясняет уменьшение a до значений, гораздо меньших $\frac{a_0}{2}$.

Изучение влияния магнитного поля на поляризацию μ^+ -мезонов было выполнено как электронными методами, так и с помощью фотоэмюльсий. Сенс, Свансон и др. исследовали влияние магнитного поля на поляризацию μ^+ -мезонов, помещая эмульсию или витреосил (плавленый кварц) в продольное магнитное поле соленоида и измеряя асимметрию в испускании позитронов с помощью счетчиков. Полученные ими результаты показаны на рис. 37. По оси абсцисс отложена величина поля, по оси ординат — число испущенных вперед позитронов, отнесенное к одному остановившемуся μ^+ -ме-

зону. Мы видим возрастание асимметрии (уменьшение числа испущенных вперед позитронов) с увеличением магнитного поля. Крестиками обозначен ход асимметрии по формуле (14), а пунктиром — по формуле (12) в предположении 11—13 обменов электронами. Как видно из рисунка, лучшее согласие с экспериментальными данными получается в предположении, что мюоний успевает несколько раз обменяться электроном с окружающей средой. Результаты, полученные в опытах с фотоэмульсиями, помещенными в магнитном поле, приведены в таблице IX. Эти результаты следует сравнивать

Таблица IX
Влияние магнитного поля на коэффициент асимметрии
в эмульсии

Авторы	Поле (кило- гаусс)	Коэффициент асимметрии	Эмульсия
Хайчеберт ¹³¹	0,1	$0,22 \pm 0,12$	Илфорд-G5
Гуревич ¹¹⁴	1,1	$0,16 \pm 0,04$	НИКФИ-Р
Вайсенберг ¹¹³	2,5	$0,20 \pm 0,02$	»
Орир ¹³²	9,0	$0,249 \pm 0,036$	Илфорд-G5
Баркас ¹³³	14,25	$0,23 \pm 0,05$	»
Вайсенберг ¹¹³	17,0	$0,28 \pm 0,02$	НИКФИ-Р
Лунд ¹³⁴	25,0	$0,296 \pm 0,02$	Илфорд-G5
Гуревич ¹³⁵	27,0	$0,32 \pm 0,02$	НИКФИ-Р

Примечание: В отличие от всех данных таблицы VIII в опыте Орира и др. ($a = -0,249 \pm 0,036$) использованы не $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распады, а $\mu \rightarrow e$ -распады; поэтому для получения «истинного» значения a надо было бы учесть кинематическую деполаризацию

с коэффициентами асимметрии без магнитного поля $a = -0,077 \pm 0,012$ для эмульсии НИКФИ-Р и $a = -0,140 \pm 0,014$ для эмульсии Илфорд-G5.

7.9. Истинное значение коэффициента асимметрии

Важным выводом из рассмотренного механизма деполаризации через образование мюония является ожидаемое полное сохранение поляризации в магнитных полях, значительно превосходящих H_0 . Это дает возможность установить, чему равен коэффициент асимметрии при отсутствии деполаризации. Мы видели, что теория Фейнмана и Гелл-Манна требует значения $a = -1/3$. Измерения в сильном магнитном поле 17—25 килогаусс были произведены в работах ^{134, 113, 133, 135}. Данные таблицы VIII показывают, что в таких полях коэффициент асимметрии оказывается весьма близким к значению $a = -0,33$.

Другой опыт для определения предельного значения коэффициента асимметрии был выполнен Бардом и др. ¹³⁶, которые воспользовались μ^+ -мезонами, испущенными при распаде $60\text{-}M_{\pi^0}$ π^+ -мезонов вблизи порогового угла. Мы видели, что μ^+ -мезоны, испущенные под таким углом, поперечно поляризованы. Схема опыта показана на рис. 38. Два счетчика 2 и 3 (этот счетчик помещен перед мишенью) выделяют μ^+ -мезоны, испущенные в пределах $16,5 \pm 0,75^\circ$ по отношению к первичному пучку π^+ -мезонов ($16,5^\circ$ -пороговый угол для $60\text{-}M_{\pi^0}$ π -мезонов). Окружностью показаны катушки Гельмгольца, компенсирующее рассеянное магнитное поле. Для вращения спина μ^+ -мезона использовался соленоид, намотанный непосредственно на мишень из бромформа, в которой оста-

навливались μ^+ -мезоны. Сцинтилляционные счетчики регистрировали электроны распада, испущенные назад (3, 6, 5) и вперед (4, 5, 3) в интервале времени 1,5—4,5 сек после остановки μ^+ -мезона в мишени из бромформа. Импульс от остановки μ^+ -мезона в мишени (1, 2, 3, 5) создавал в соленоиде магнитное поле продолжительностью 1 мсек, поворачивающее спин μ^+ -мезона на -20° , так что его спин оказывался направленным на один из электронных телескопов. Для величины коэффициента a в этом опыте получено значение

$$a = 0,275 \pm 0,011.$$

После введения поправок на небольшую кинематическую деполаризацию (в этом случае их легко ввести), связанную с конечной аперту-

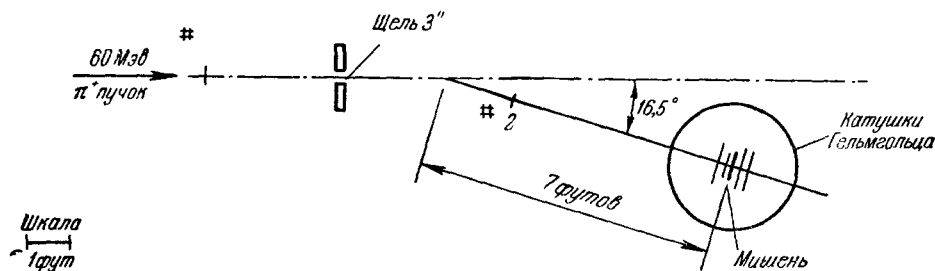


Рис. 38. Схема опыта Бардона и др.¹³⁶ по определению коэффициента асимметрии при отсутствии кинематической деполаризации.

рой регистрирующего μ^+ -мезоны телескопа на угловое разрешение электронного телескопа и на его чувствительность к электронному спектру, авторы получают истинное значение

$$(a) \geq 0,325 \pm 0,015,$$

что очень близко к предельному значению a , предсказываемому двухкомпонентной теорией. Совместное рассмотрение результатов опытов с эмульсиями, помещенными в магнитном поле, и этого опыта показывает, что коэффициент асимметрии действительно очень близок к предельному значению $a = -1/3$, предсказываемому теорией универсального $V-A$ взаимодействия, хотя, разумеется, точность произведенных опытов недостаточна для утверждения о полном совпадении измеренных значений с предсказываемым теорией.

Следует заметить, что рассмотрение таблицы VIII обнаруживает монотонный рост коэффициента асимметрии при переходе от поля 17 000 гаусс к полю 27 000 гаусс. Если эффект Пашена—Бака имеет место, то действие поля 17 000 гаусс для мюония практически не должно отличаться от действия поля 27 000 гаусс. Поэтому важно получить в этой области полей данные, статистически более точные.

7.10. Деполаризация μ^- -мезонов

В первой работе Гарвина и др.² было показано, что коэффициент асимметрии для μ^- -мезонов, останавливающихся в графите, имеет тот же знак, что и у μ^+ -мезонов, но значительно меньшую абсолютную величину $a \cong -1/20$, что составляет около 15% от коэффициента асимметрии для μ^+ -мезонов.

Игнатенко и др.¹⁰⁷ произвели аналогичные измерения, используя в качестве мишеней для остановки μ^- -мезонов жидкий водород, графит.

кислород (H_2O), магний, серу, цинк, кадмий и свинец. Полученные ими результаты приведены в таблице X.

Мы видим, что водород полностью деполяризует останавливающиеся в нем μ^- -мезоны, а остальные вещества деполяризуют μ^- -мезоны приблизительно в 5—6 раз сильнее, чем μ^+ -мезоны. Как известно, μ^- -мезон

Таблица X

Веще- ство	$-a$
H_2	$0,01 \pm 0,01$
C	$0,040 \pm 0,005$
O	$0,043 \pm 0,005$
Mg	$0,058 \pm 0,008$
S	$0,042 \pm 0,006$
Zn	$0,056 \pm 0,011$
Cd	$0,055 \pm 0,012$
Pb	$0,054 \pm 0,013$

распадается в веществе, находясь в мезоатоме, и поэтому механизм его деполяризации должен существенно отличаться от механизма деполяризации μ^+ -мезона. Пребывание μ^- -мезона в веществе может быть рассмотрено в такой последовательности:

1. Замедление до скоростей, при которых возможен захват на орбиту мезоатома.

2. Переходы из области непрерывного спектра в связанное состояние на одной из далеких орбит мезоатома.

3. Каскадные переходы на низшие орбиты, заканчивающиеся переходом в основное состояние, из которого главным образом и происходит распад μ^- -мезона.

В первой стадии процесс деполяризации одинаков для μ^+ - и μ^- -мезонов, с тем, однако, различием, что μ^- -мезон не может образовать мюония. Вторая стадия протекает за очень короткое время. Поэтому можно считать, что обе эти стадии не вносят заметной деполяризации. Благодаря большой массе μ^- -мезона его захват на далекую орбиту мезоатома

происходит при большом квантовом числе порядка $\left(\frac{m_\mu}{\mu_e}\right)^{\frac{1}{2}} \cong 14$. В про-

цессе каскадных переходов с далеких орбит на K -орбиту мезоатома и происходит основная деполяризация μ -мезонов. Эта деполяризация вызвана спин-орбитальным взаимодействием μ^- -мезона и происходит потому, что время нахождения μ^- -мезона на данном уровне оказывается значительно больше периода прецессии μ^- -мезона. Эта деполяризация была оценена в работах ¹³⁸⁻¹⁴⁰, основной результат которых заключается в том, что полностью поляризованный μ^- -мезон, достигнув K -оболочки мезоатома, сохранит около 17% поляризации. Этот результат справедлив для всех бесспиновых ядер, когда не нужно учитывать взаимодействия сверхтонкой структуры, увеличивающего деполяризацию. Рассмотрим данные таблицы IX, полученные для таких веществ ядра, которые (кроме H) не имеют спина. Мы видим, что среднее значение коэффициента асимметрии для этих ядер близко к 0,05, тогда как для μ^+ -мезонов значение коэффициента асимметрии в графите, где вся деполяризация имеет кинематический характер, близко к $a \cong 0,25$. Предполагая, что кинематическая деполяризация одинакова для μ^- - и μ^+ -мезонов, получаем, что μ^- -мезон

в момент распада обладает поляризацией, близкой к $\frac{0,5}{0,25} = 20\%$ от начальной, что совпадает с приведенными оценками. Исключением является жидкий водород, при остановке в котором μ^- -мезоны полностью деполяризуются. Механизм этой деполяризации был объяснен в работе Зельдовича и Герштейна ¹⁴¹, которые показали, что основную роль в этом процессе играет рассеяние нейтрального мезоатома водорода на протоне



При этом рассеянии происходит с большим эффективным сечением переход μ^- -мезона к другому протону с одновременным переходом мезоатома

водорода в нижнее состояние сверхтонкой структуры. Благодаря тому, что вероятность этих перескоков в жидком водороде (10^9 сек^{-1}) на три порядка превышает вероятности распада μ^- -мезона ($0,5 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$) мезопротона, за время жизни μ -мезона мезопротоны полностью перейдут в основное состояние сверхтонкой структуры, результатом чего будет полная деполяризация.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 245 (1956).
2. R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. **105**, 1415 (1957).
3. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoopes, R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
4. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957).
5. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 2, 405, 407 (1957).
6. A. Salam, Nuovo Cimento **5**, 299 (1957).
7. R. Feinman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 1930 (1958).
8. Л. И. Цзундао, Сборник «Проблемы современной физики» № 1, (1958).
9. M. Gell-Mann, A. Rosenfeld, Ann. Rev. Nucl. Sci. **7**, 407 (1957).
10. Я. А. Смородинский, УФН **67**, 43 (1959).
11. E. Sudarshan, Weak Interactions, Лекции, прочитанные в Рочестере, 1958 (препринт).
12. Л. Б. Окунь, УФН **68**, 449 (1959).
13. E. R. Cohen, K. M. Crowe, J. Dunond, Phys. Rev. **104**, 266 (1956).
14. K. M. Crowe, Nuovo Cim. **5**, № 3, 541 (1957).
15. W. N. Barcas, W. Barnbaum, F. M. Smith, Phys. Rev. **101**, 778 (1956).
16. W. Panofsky, R. Aamodt, J. Hadley, Phys. Rev. **81**, 565 (1951).
17. S. Koslov, V. Fitch, J. Reinwater, Phys. Rev. **95**, 291, 625 (1954).
18. M. Stearns, a. o. Phys. Rev. **97**, 240 (1955), *ibid* **96**, 804 (1954), *ibid* **93**, 1123 (1954), *ibid* **103**, 1534 (1956).
19. A. Peterman, Phys. Rev., Lett. **5**, № 8 (1959).
20. W. Bell, E. Hines, Phys. Rev. **84**, 1243 (1951).
21. W. Bell, E. Hines, Phys. Rev. **88**, 1424 (1952).
22. W. F. Dudziak, R. Sagane, J. Kedder, Phys. Rev., Lett. **5**, № 4, 192 (1959).
23. B. M. Anand, Proc. Roy. Soc. (London) **A220**, 183 (1953).
24. S. Larsen, E. Lubkin, M. Tausner, Phys. Rev. **107**, 853 (1957).
25. T. Kinoshita, A. Sirlin, Phys. Rev. **108**, 844 (1957), *ibid* **107**, 593 (1957).
26. Л. Окунь, А. Рудик, ЖЭТФ **32**, 627 (1957).
27. Л. Б. Окунь, В. М. Шехтер, ЖЭТФ **34**, 1250 (1958).
28. C. Buchiat, L. Michel, Phys. Rev. **106**, 170 (1957).
29. H. Uberall, Nuovo Cim. **6**, 376 (1957).
30. Leighton, Anderson, Seriff Phys. Rev. **72**, 724 (1947).
31. Г. Б. Жданов, А. А. Хайдаров, ДАН СССР **65**, 287 (1949).
32. J. Steinberger, Phys. Rev. **74**, 500 (1948).
33. E. P. Hincks, B. Pontecorvo, Phys. Rev. **73**, 257 (1948).
34. R. D. Sard, E. J. Althaus, Phys. Rev. **74**, 1364 (1948).
35. H. J. Bramson, W. W. Havens, Phys. Rev. **83**, 862 (1951).
36. H. J. Bramson, W. W. Havens, Seifert Phys. Rev. **88**, 304 (1952).
37. A. Bonetti, R. Levi-Setti, M. Panetti, G. Rossi, A. Tomasini, Nuovo Cim. **3**, 33 (1956).
38. C. Besson, V. Brisson-Fouche, Nuovo Cim. **10**, № 6, 1143 (1958).
39. L. Rosenenson, Phys. Rev. **109**, № 13, 958 (1958).
40. J. Vilain, R. W. Williams, Phys. Rev. **94**, 1011 (1954).
41. W. K. Sargent, Rinehart, Lederman, Rogers Phys. Rev. **99**, 885 (1955).
42. K. H. Crowe, R. H. Helm, G. W. Tautfest, Proc. of the 6 Rochester Conference (1956).
43. H. L. Anderson, F. Fujii, R. H. Miller, L. Tan, Phys. Rev., Lett. **2**, № 2, 53 (1959).
44. W. Dudziak, R. Sagane, J. Vedder, Phys. Rev., Lett. **2**, № 5 (1959).
45. R. E. Behrends, R. J. Finkelstein, A. Sirlin, Phys. Rev. **101**, 866 (1956).
46. В. П. Кузнецов, ЖЭТФ (1959) (в печати).
47. T. Kinoshita, A. Sirlin, Phys. Rev., Lett. **2**, № 5, 196 (1959).
48. S. M. Berman, Phys. Rev. **112**, 1, 267 (1959).

49. T. Kinoshita, A. Sirlin, *Phys. Rev.* **107**, 638 (1957).
50. M. Weinrich (препринт).
51. А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. Понтекорово, *ЖЭТФ* **35**, 340 (1958).
52. H. Kruger, K. M. Goe, *Phys. Rev.* **113**, № 1 (1959).
53. J. Cassels, T. O. Keefe, M. Rigley, J. Wormald, *Proc. Phys. Soc.* **72**, 781 (1958).
54. А. О. Вайсенберг, В. А. Смирнитский, *ЖЭТФ* **32**, 1340 (1957), **33**, 621 (1957).
55. Х. П. Бабаян, Н. А. Марутян, К. А. Матевосян, М. Г. Маринян, *ЖЭТФ* **35**, 561 (1958).
56. C. Castagnoli, Communication at the Padua Conference on Elementary Particles, 1957 (препринт).
57. C. Castagnoli, A. Manfredini, A. W. Merrison, *Nuovo Cim.* **9**, 186 (1958).
58. А. О. Вайсенберг, В. А. Смирнитский, Н. В. Рабин, Э. Д. Каманова, *ЖЭТФ* (1959).
59. В. В. Бармин, В. П. Канавец, Б. В. Морозов, И. И. Першин, *ЖЭТФ* **34**, 830 (1958).
60. А. П. Алиханян, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Л. П. Костенко, Е. П. Кузнецов, Ю. С. Попов, *ЖЭТФ* **34**, 1101 (1958).
61. J. A. Pless, *а. о. Phys. Rev.* **108**, 159 (1957).
62. А. О. Вайсенберг, *ЖЭТФ* (1959) (в печати).
63. А. О. Вайсенберг, В. А. Смирнитский, Э. Д. Каманова, Н. В. Рабин, *ЖЭТФ* **35**, 645 (1958).
64. В. В. Бармин, И. И. Першин, В. П. Канавец, Б. В. Морозов, *ЖЭТФ* **35**, 542 (1958).
65. M. Goldhaber, L. Grodzins, A. Sunyar, *Phys. Rev.* **106**, 826 (1957), *ibid* **109**, 1015 (1958).
66. M. Goldhaber, Доклад на 8-й Рочестерской конф., 1958.
67. G. Culligan, S. Frank, J. Hold, *Proc. Phys. Soc.* **73**, 2, 169 (1958).
68. P. C. Mass, K. M. Crowe, R. P. Haddock, *Phys. Rev.* **112**, 2061 (1958).
69. H. Schorror, *Nuclear Instruments* **3**, 159 (1958).
70. А. И. Алиханов, Г. П. Елисеев, В. А. Любимов, *Nucleyr Physics* **7**, № 6, 655 (1958).
71. R. Kaplan, N. Kroll, *Phys. Rev.* **77**, 536 (1950).
72. C. M. Sommerfeld, *Phys. Rev.* **107**, 328 (1957).
73. A. Retterman, *Helv. Phys. Acta* **30**, 407 (1957).
74. E. R. Coher, J. W. H. Du-Mond, *Phys. Rev., Lett.* **1**, № 8, 291 (1958).
75. A. A. Schupp, R. W. Pidd, H. R. Grane, *Bull. Am. Phys. Soc., Ser. 2*, **4**, № 4.
76. J. H. Gardner, *Phys. Rev.* **83**, 996 (1951).
77. R. Beringa and M. A. Heald, *Phys. Rev.* **95**, 1474 (1954).
78. Cassels, O'Keefe, Rigley, Wetherell, Wormald *Proc. Phys. Soc.* **A70**, 451 (1957).
79. R. A. Lundy, Sens, R. A. Swanson, V. Telegdi, L. Ivanovitch, *Phys. Rev., Lett.* **1**, 38 (1958).
80. Cohen, Du-Mond, Layton, Rollett, *Rev. Mod. Phys.* **27**, 303 (1955).
81. R. L. Garvin, D. P. Hutcheson, S. Penman, G. Shapire, *Phys. Rev., Lett.* **2**, № 5, 213 (1959).
82. T. Coffin, R. L. Garvin, S. Penman, L. M. Lederman, A. M. Sachs, *Phys. Rev.* **109**, 973 (1958).
83. O. Klein, *Nature* **161**, 897 (1948).
84. J. Tiomno, J. Wheeler, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 153 (1949).
85. M. A. Ruderman, R. Finkelstein, *Phys. Rev.* **76**, 1458 (1949).
86. J. Steinberger, *Phys. Rev.* **76**, 1180 (1949).
87. H. L. Freidman, J. Rainwater, *Phys. Rev.* **84**, 684 (1949).
88. S. Lokanatan, J. Steinberger, *Supp 1, Nuovo Cim.* **1**, 151 (1955).
89. H. L. Anderson, C. H. Lattes, *Nuovo Cim.* **6**, 1356 (1957).
90. T. Fazziani, G. Fidicare, A. W. Merrison, H. Paul, A. V. Tol-lestrup, *Phys. Rev., Lett.* **1**, 247 (1958).
91. H. A. Tolhoek, *Nederl. tijdschr. natuurkunde* **24**, № 11, 291 (1958).
92. G. Impeduglia, R. Plano, A. Prodeli, N. Samios, M. Schwarz, J. Steinberger, *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 249 (1958).
93. H. L. Anderson, T. Fujii, R. H. Miller, L. Tau, *Phys. Rev., Lett.* **2**, 53 (1959).
94. S. M. Berman, *Phys. Rev., Lett.* **1**, № 12, 468 (1958).
95. В. Г. Вакс и Б. Л. Иоффе, *ЖЭТФ* **35**, вып. I (7), 221 (1958).
96. K. Iwata, S. Okawa, H. Okonogi, B. Sacita, S. Oneda, *Proc. Theor. Phys. Japan*, **13**, 19 (1955).
97. S. B. Treiman, H. W. Yld, *Phys. Rev.* **101**, (1955).

98. J. M. Cassels, M. A. Rigly, A. M. Wetherell, J. R. Werman, Proc. Phys. Soc. LXX 10-A, 729 (1957).
99. S. Oneda, J. C. Pati, Phys. Rev., Lett. 2, № 3, 125 (1959).
100. А. Г. Мешковский, Я. Я. Шаламов, В. А. Шебанов, Ю. П. Крестников, П. Е. Кобзарев, ЖЭТФ (в печати).
101. S. Lokanatan, J. Steinberger, Phys. Rev. 98, 240 (A), (1955).
102. H. F. Davis, A. Roberts, T. F. Zipf, Phys. Rev., Lett. 2, № 5, 211 (1959).
103. D. Berley, J. Lee, M. Bardon, Phys. Rev., Lett. 2, № 8, 357 (1959).
104. R. A. Swanson, Phys. Rev. 112, 580 (1958).
105. J. Friedman, V. Telegdi, Phys. Rev. 106, 1290 (1957).
106. C. Castagnoli, C. Franzinetti, A. Manfredini, Nuovo Cim. V, № 3, 684 (1957).
107. C. Castagnoli, A. Manfredini, A. W. Merrison, Nuovo Cim. IX, № 1, 186 (1958).
108. P. H. Fowler, P. S. Freier, C. M. G. Lattes, E. P. Ney, S. J. St.-Loran, Nuovo Cim. VI, № 1, 63 (1957).
109. J. K. Boggid, K. H. Hansen, M. Scharff, Nuovo Cim. VIII, № 5, 1695 (1958).
110. B. Bhowmik, D. Evans, D. Prowse, Nuovo Cim. 5, № 6, 1663 (1957).
111. N. Biswas, M. Caccarellin, J. Grussard, Nuovo Cim. 5, 756 (1957).
112. D. F. Davis, A. Engler, C. J. Corbel, T. E. Hoang, M. F. Karlson, I. Klagman (препринт) 36, № 6, 1680.
113. А. О. Вайсенберг, В. А. Смирнитский, Н. В. Рабин, ЖЭТФ, (1959).
114. И. И. Гуревич, В. М. Катуклова, А. П. Мишкова, Б. А. Пикольский, Л. В. Суркова, ЖЭТФ 34, 280 (1958).
115. Ю. М. Иванов, А. П. Фесенко, ЖЭТФ 35, 1297 (1958).
116. G. B. Chadwick, S. A. Durrani, L. M. Eisberg, P. B. Jones, J. W. G. Wignall, D. H. Wilkinson, Phil. Mag. 2, 684 (1957).
117. НИКФИ, Научно-техн. отчет, вып. 86, Москва (1957).
118. Флиннертон и Уоллер, Международное совещание по ядерной фотогр., Страсбург 1-6 июля 1958.
119. П. П. Гольдман, ЖЭТФ 34, 1017 (1958).
120. J. Werle, Nuovo Cim. VII, № 2, 255 (1958).
121. J. M. Fowler, H. Primakoff, R. D. Sard, Nuovo Cim. 9, № 6, 1027 (1958).
122. S. Hayakawa, Phys. Rev. 108, 1533 (1957).
123. G. W. Clark, J. Hersil, Phys. Rev. 108, 1538 (1957).
124. Б. А. Долгошеин и Б. П. Лучков, ЖЭТФ 36, 640 (1959).
125. G. W. Ford, C. J. Mullin, Phys. Rev. 108, 477 (1958).
126. A. M. Bincer, Phys. Rev. 107, 1434 (1957).
127. G. Wentzel, Phys. Rev. 75, 1810 (1949).
128. R. A. Ferrell, Phys. Rev. 110, № 6, 1355 (1958).
129. R. A. Ferrell, F. Chaas, Phys. Rev. 107, 1322 (1957).
130. J. C. Sens, R. A. Swanson, V. L. Telegdi, D. D. Yovanovitch, Phys. Rev. 107, 1465 (1957).
131. J. Heughebaert, M. Rene, J. Sakston, G. Vanderhaeghe, Nuovo Cim., Vd. 5, № 6, 1808 (1957).
132. J. Ovear, G. Harris, E. Bierman, Phys. Rev. 107, 323 (1957).
133. W. H. Barkas, P. Gilos, H. Heckman, F. Imman, F. Smith, Phys. Rev. 107, 911 (1957).
134. G. Lynch, J. Ovear, S. Rosendorff, Phys. Rev., Lett. 1, № 12, 471, (1958).
135. С. А. Али-Заде, И. И. Гуревич, Ю. П. Добрецов, Б. А. Никольский, Л. В. Суркова, ЖЭТФ 36, 2327 (1959).
136. M. Bardon, D. Berley, L. M. Lederman, Phys. Rev., Lett. 2, 2, 56 (1959).
137. А. Е. Игнатенко, Л. В. Егоров, Б. Халупа, Д. Гултэм, ЖЭТФ 35, 894, 1131 (1958).
138. П. М. Шмушкевич, ЖЭТФ 36, 645 (1959).
139. В. А. Джербашян, ЖЭТФ 35, 307, 1958.
140. M. E. Rose (препринт), 1958.
141. С. С. Герштейн, ЖЭТФ 34, 463, 1958.
142. А. О. Вайсенберг, ЖЭТФ 36, 1019 (1959).
143. D. Berley T. Coffin, R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. 106, 835 (1957).
144. J. M. Cassels, T. W. O'Keeffe, M. Righy, A. M. Wetherell, J. R. Wormald, Pros. Phys. Soc. A, 70, 543 (1957).

