

С 346.18

В-19

11/11 - 86

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2429



И.М. Василевский, Л.И. Лapidус

НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ

(Лекции, прочитанные в летней школе в Кяярику,
Эстонская ССР)

АБСОЛЮТНО ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

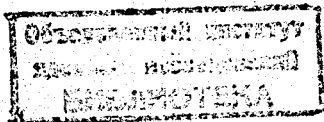
P-2429

И.М.Васи́левский, Л.И.Лапи́дус

НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ

(Лекции, прочитанные в летней школе в Кяярику,
Эстонская ССР)

Направлено в сборник трудов Летней школы
физиков в Кяярику



ПРЕДИСЛОВИЕ

По-разному можно подойти к определению наиболее подходящего времени, когда целесообразно составлять обзор новой области физики. Конечно, желание добиться наибольшей стройности изложения и дать максимально полную картину развития может оттянуть создание таких статей до столь позднего времени, когда вопрос перейдет в почтенный разряд "классических". Острая нужда в литературе, с помощью которой научные сотрудники могли бы быстро "образоваться" в новом круге вопросов, вызывает к жизни обзоры, написанные, как говорят химики, "in statu nascendi" (в момент выделения). Судьба таких обзоров характеризуется предельно большим интересом к ним при их появлении, важной ролью, которую играют они в установлении уровня исследований и довольно быстрым выяснением того, какая часть статьи незаслуженно велика или мала, что было включено зря, а что заслуживает значительно более подробной разработки.

Бурно развивающейся физике нейтрино посвящен уже целый ряд хороших обзоров и книг, написанных в разное время людьми, внесшими существенный вклад в ее развитие /1/x).

Настоящий обзор представляет собой попытку представить под одной обложкой развитие теоретических представлений и экспериментальных исследований в этой области физики слабых взаимодействий. Мы предполагаем, что основными читателями статьи будут научные сотрудники и студенты-физики старших курсов, знакомые со своеобразием физики слабых взаимодействий. Основной акцент сделан на физику нейтрино высоких энергий и исследования с нейтрино на мощных ускорителях частиц. Так как μ -захвату и радиационному захвату мюонов посвящены другие лекции школы, мы не обсуждаем этих процессов. Мы старались отводить различным вопросам физики нейтрино высоких энергий примерно то место, которое уделяется им в современной периодической научной литературе, всячески контролируя собственные "вкусы". Мы

x) Мы использовали материалы ряда обзорных статей, не появившихся на русском языке.

надеемся, что этот обзор облегчит переход к изучению оригинальной литературы и может новым авторам включиться в исследования в этой действительно очень интересной области физики.

Изучение более широким кругом специалистов самого подхода к новым вопросам, методов анализа и решения многих "фантастических" вопросов физики нейтрино может представлять интерес и для других областей физики и естествознания вообще.

Этот обзор, вероятно, никогда не был бы написан, если бы в Эстонии не была организована летняя школа физики. Мы весьма благодарны эстонским физикам, которые взяли на себя труд организовать эту школу.

При написании обзора основную помощь мы получили от авторов новых работ и препринтов, которые они нам любезно присылают.

Авторы благодарны С.С.Герштейну и А.И.Мухину за ценные обсуждения.

Мы заранее приносим свои извинения авторам многих хороших работ, которые мы оказались не в состоянии охватить.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
I. ВВЕДЕНИЕ	7
1. Нейтринные процессы без изменения странности	11
§ 1. Область малых энергий нейтрино	11
§ 2. Что говорит о взаимодействии нейтрино с нуклонами современная теория	13
§ 3. Сохранение векторного тока (СВТ) для слабых взаимодействий с $\Delta S = 0$	24
§ 4. Аксиально-векторный ток и соотношение Гольдбергера-Тримена (Г-Т)	28
§ 5. Перенормировка аксиального тока	30
§ 6. Σ -А бета-распад	33
§ 7. Вопросы к физике нейтрино высоких энергий	35
§ 8. Сколько существует нейтрино?	37
§ 9. Что можно сказать о реакциях с нейтрино без подробных сведений о форм-факторах?	40
§ 10. Сечения процессов	42
А. Сечение процесса $\bar{\nu} + p \rightarrow r + \mu^-$	42
В. Сечение процесса $\bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow n + \mu^+$	43
С. Эффект индуцированного псевдоскаляра	44
D. Несколько замечаний	45
E. Процессы образования пионов	48
§ 11. Не надо ли уже изменить теорию?	48
§ 12. Как можно пытаться найти промежуточные бозоны	53
II. ЭКСПЕРИМЕНТ С НЕЙТРИНО НА УСКОРИТЕЛЯХ	56
§ 1. Трудности, возникающие при проведении нейтринных экспериментов	56
§ 2. Брукхэвенский нейтринный эксперимент 1962 года	57
§ 3. Эксперимент с нейтрино в ЦЕРНе в 1963-1964 годах	60
А. Устройства, обеспечившие повышение нейтринных потоков	60
Б. Искровые камеры ЦЕРНа	63
В. Экспериментальные результаты, полученные с помощью пузырьковой камеры	69
Г. Экспериментальные результаты, полученные с помощью искровых камер	77
D. Поиски промежуточного бозона	82

§ 4. Основные результаты опытов в Брукхэвене и ЦЕРНе	89
§ 5. Перспективы дальнейших опытов	90
§ 6. Что означает дальнейшая проверка СВТ?	91
§ 7. ν_e -e рассеяние	93
§ 8. Зарядовый форм-фактор нейтрино	94
III . НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ	95
§ 1. Правила отбора	95
§ 2. Октетная гипотеза Кабиббо	98
§ 3. K_L^0 - распад	102
§ 4. Частичное сохранение $\Delta S = \pm 1$ векторного тока	103
§ 5. K_L^0 -распад	103
§ 6. Лептонные распады гиперонов	108
§ 7. Почему равны θ_A и θ_V ?	110
§ 8. Рождение гиперонов под действием антинейтрино и октетная модель	111
IV. КРАТКОЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ	115
Цитированная литература	117

I. ВВЕДЕНИЕ

Исторически с момента введения нейтрино оказалось совершенно необходимой частью для физики слабого взаимодействия. Нейтрино понадобилось В.Паули в 1930 г.^{/2/} для того, чтобы обеспечить сохранение энергии и импульса в процессах β -распада. Э.Ферми развил количественную теорию β -распада, которая явилась прообразом многих современных полевых теорий, дал имя новой частице и указал на наиболее существенные свойства нейтрино, которых необходимо ожидать.

Исходя из существовавших в то время сведений о β -распаде атомных ядер, Ферми заключил, что нейтрино ν не должно иметь электрического заряда, должно обладать спином, равным $h/2$, массой покоя, которая мала по сравнению с массой электрона, и способностью уносить энергию и импульс.

На основе теории Ферми в 1934 году Бете и Пайерлс^{/3/} оценили сечение реакции

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad (1a)$$

как равное $\sigma \sim 10^{-44} \text{ см}^2$ для $E_{\bar{\nu}} \approx 2,3 \text{ Мэв}$.

В те времена об измерении таких сечений не могло быть и речи, да и сегодня проведение такого опыта представляется в высшей степени трудной задачей. Только недавно Райнес и Коуен^{/4/} смогли провести это измерение. В 1936 году эффекты отдачи от испускания нейтрино впервые изучались А.И.Лейпунским^{/5/}. Позже были предприняты специальные поиски магнитного момента нейтрино, которые привели к заключению о том, что магнитный момент меньше $10^{-10} e\hbar/mc$, где m -масса электрона. А. Салам^{/6/} показал, что двухкомпонентное нейтрино не имеет магнитного момента. За более чем тридцатилетний срок эксперимент забраковал разные варианты теории взаимодействия нейтрино. Теорию нейтрального нейтрино, в рамках которой $\bar{\nu} = \nu$, предложил Майорана. Такая теория приводит к существованию, хотя и с очень малой вероятностью, процесса двойного бета-распада.

$$n + n \rightarrow p + e^- + \nu + p \rightarrow p + e^- + p + e^- \quad (2a)$$

В 1946 г. Б. Понтекорво^{/7/} выдвинул предложение о том, как экспериментально можно решить вопрос о различии нейтрино и антинейтрино при изучении реакции, индуцируемой нейтрино.

В случае $\bar{\nu} = \nu$ нейтрино от деления могли вызвать реакцию



При $\bar{\nu} \neq \nu$ такого процесса не должно быть.

Дэвис /8/ осуществил этот труднейший эксперимент. Он показал, что величина сечения реакции (3в) составляет менее 10% величины, ожидаемой для нейтрального нейтрино.

Поиски двойного бета-распада проводятся до настоящего времени. Положение с двойным бета-распадом к 1980 году суммировано в /9/. (Последние работы см. в трудах конференции по физике нейтрино в ЦЕРНе /10/ и /11/).

Согласно теории двухкомпонентного нейтрино /12,8/, оно обладает строго нулевой массой и при нулевых передаваемых импульсах не имеет электромагнитных взаимодействий. Теория также приводит к 100% поляризации нейтрино параллельно импульсу для антинейтрино и строго против направления импульса для нейтрино.

В результате исследований на ускорителях в Брукхэвене и ЦЕРНе (1962-64) установлено, что имеется два сорта нейтрино: электронное ν_e и мюонное ν_μ и $\bar{\nu}_e \neq \bar{\nu}_\mu$. Для обозначения их мы будем иногда употреблять предложенные Б.Понтекорво на конференции 1964 года по физике высоких энергий в Дубне названия: ν_e - эльз-нейтрино, и для ν_μ - мю-нейтрино. Нейтрино и антинейтрино каждого сорта различаются $\bar{\nu}_e \neq \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \neq \nu_\mu$.

Т а б л и ц а
Свойства нейтрино

	ν_e	ν_μ
Масса	$< 200 \text{ эв}$	$< 3 \text{ Мэв}, 6^{+3}_{-8} \text{ Мэв}$
Заряд	$< 10^{-17} e$	$< 10^{-13} e$
Магнитный момент	$< 10^{-10} \mu_B$	$< 10^{-10} \mu_B$
$H = \frac{\langle \sigma \rangle}{\rho}$	$-1 \pm 10\%$	$-1 \pm 20\%$
$\sigma_{\text{вн}}$	$10^{-44} \text{ см}^2 \text{ при}$ $E_\nu = 1 \text{ Мэв}$ $10^{-38} \text{ см}^2 \text{ при}$ $E_\nu = 1 \text{ Гэв}$	$10^{-38} \text{ см}^2 \text{ при}$ $E_\nu = 1 \text{ Гэв}$

Экспериментальные данные о ν_e и ν_μ приведены в таблице. Предел для массы эльз-нейтрино определен в результате измерения границы бета-спектра распада



Так как выделяемая в процессе (4) энергия составляет всего $(19,3 \pm 1,3)$ кэв, измерение высокоэнергичной части спектра с точностью в несколько процентов позволяет достичь приведенной точности для предела m_{ν_e} .

В процессах мю-захвата



или мю-е распада



типичное выделение энергии достигает ~ 100 Мэв, так что измерение спектра позитронов в (6) с той же точностью не позволяет существенно понизить предел для m_{ν_μ} (максимальный импульс позитронов в (6) равен $52,6$ Мэв/с). Результаты последнего измерения спектра позитронов от распада мюонов опубликованы совсем недавно /13а/.

Вторая цифра для предела m_{ν_μ} получена /14/ прямым измерением энергии ядер трития в реакции захвата



при исследовании которой впервые получена "фотография" мю-нейтрино (рис. 1).

В литературе обсуждались пока не осуществленные возможности понижения предела для m_{ν_μ} путем изучения спектров продуктов радиационных процессов



и



в области жестких γ -квантов.

Из второй строки таблицы видно, что электрический заряд нейтрино определенно равен нулю, если только не нарушать для нейтрино тот закон, по которому заряд фундаментальных частиц кратен целому значению заряда электрона.

Рассеяние нейтрино

Из изучения процессов рассеяния можно извлечь больше информации, чем из изучения только процессов распада. Однако на пути таких исследований есть большие трудности, связанные с малой величиной сечений процессов рассеяния нейтрино.

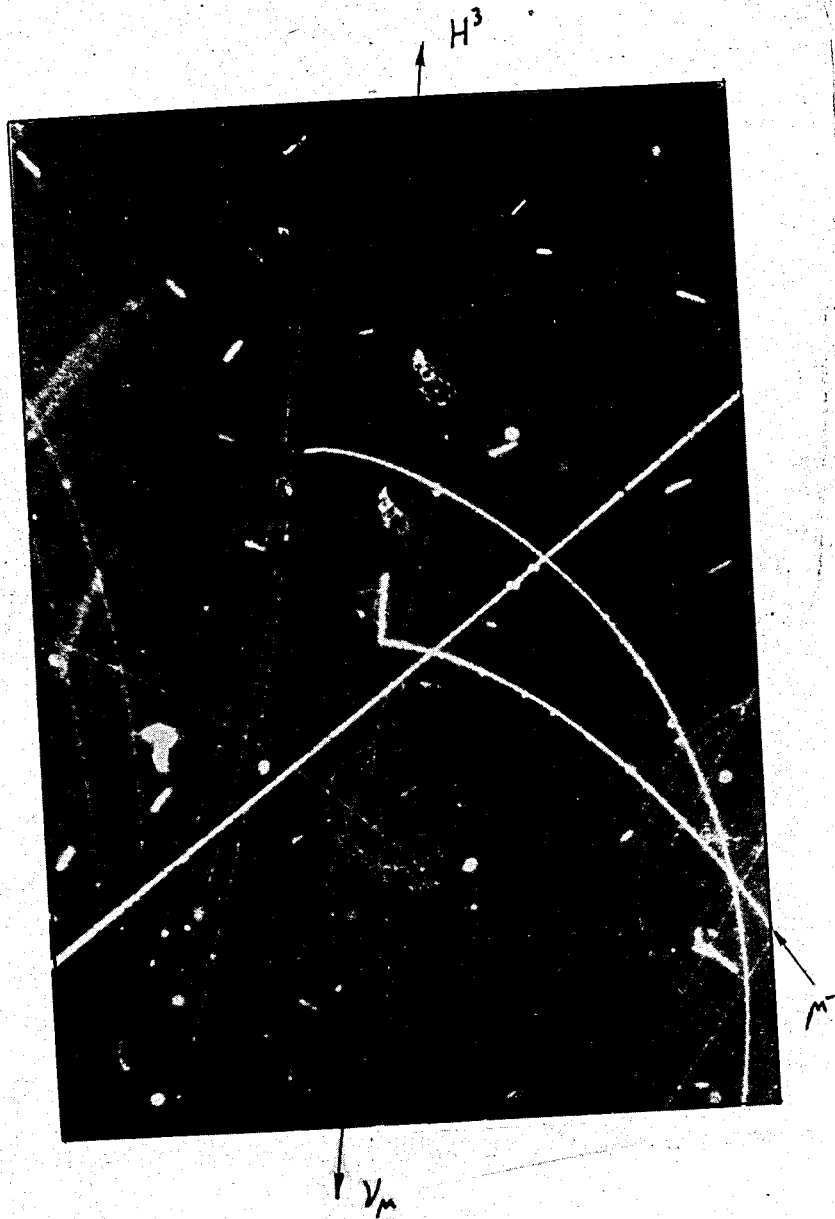


Рис. 1. Типичная фотография реакции $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu_\mu$. Короткие следы, видимые на фотографии, инициированы медленными нейтронами в реакции $n + \text{He}^3 \rightarrow p + \text{H}^3$.

Теоретические оценки приводят к величинам сечений реакций вида $\nu + N \rightarrow N + \mu$ $\sigma = 10^{-38}$ см². Посмотрим, с какими масштабами счета приходится иметь дело. Счет за единицу времени

$$\frac{n}{t} = \frac{N_1}{t} \sigma \rho d,$$

где N_1 - число падающих частиц, σ - сечение их взаимодействия, ρ - число частиц мишени в единице объема, d - толщина мишени. Если при $\sigma = 10^{-38}$ см² останется на веществе с $\rho_T = 10^{24}$, то $n = 10^{-14} N_1 d$, т.е. одно нейтрино испытает одно столкновение на расстоянии $d = 10^{14}$ см, что равно расстоянию от Земли до Сатурна (!). Выражение для n можно представить в виде

$$n = \frac{N_1}{A} \sigma \frac{M (\text{мишень})}{M (\text{протон})} = 10^{-14} \frac{N_1}{A} M (\text{граммы}).$$

Для 10 тонн $M \approx 10^7$ и $n \approx 10^{-7} N_1 / A$.

Следовательно, $n = 1$ на 10^7 нейтрино/см².

1. НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ БЕЗ ИЗМЕНЕНИЯ СТРАННОСТИ

§ 1. Область малых энергий нейтрино

А. Эксперименты с антинейтрино от бета-распада начали осуществляться после того, как стали доступными интенсивности антинейтрино $\approx 10^{13} \bar{\nu} / \text{см}^2 \text{ сек}$ и были получены сведения о спектре антинейтрино, возникающих в процессе деления ядер /4/.

В соответствии с теорией Ферми, сечение реакции (1 в) дается выражением

$$\sigma(E_{\bar{\nu}}) = \frac{G^2}{\pi} \left(\frac{h}{m c} \right)^2 \left[E_{\bar{\nu}}/m - \left(\frac{M_n - M_p}{m} \right) \right] \times \left[\left(E_{\bar{\nu}}/m - \frac{M_n - M_p}{m} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \quad (1.1.1)$$

$$\frac{G^2}{2\pi} = g^2 \frac{m^2}{2\pi h^4}$$

M_n, M_p - массы нейтрона и протона, соответственно.

Время жизни нейтрона выражается через те же величины следующим образом:

$$\frac{1}{r_n} = \frac{e^2 m^5 F(\eta_0)}{2 \pi^3 h^7}; \quad F(\eta_0) = 1,633. \quad (2.1.1)$$

Переходя к числам и учитывая, что

$$\left(\frac{h}{mc}\right)^2 = 1,49 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2, \quad r_n = (17,3 \pm 2,2) \text{ мин},$$

придем к тому, что

$$\frac{G^2}{2\pi} \left(\frac{h}{mc}\right)^2 = (1,12 \pm 0,14) \cdot 10^{-44} \text{ см}^2.$$

$$\sigma(E_{\bar{\nu}}) = 2(1,12 \pm 0,14) \cdot 10^{-44} (E_{\bar{\nu}}/m - 2,53) \times \\ \times [(E_{\bar{\nu}}/m - 2,53)^2 - 1]^{\frac{1}{2}} \text{ см}^2. \quad (3.1.1)$$

Используя данные о спектре нейтрино, Райнес и Коуэн пришли к заключению о том, что

$$N\sigma = (8,1 \pm 1) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{деление},$$

где $N = 8,1$ - число антинейтрино на деление. Отсюда

$$\bar{\sigma} = (1,10 \pm 0,25) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2 \quad (4.1.1)$$

и отношение $\bar{\sigma}$ к величине $\bar{\sigma}_{\text{теор}}$, ожидавшейся теоретически, составляет

$$\bar{\sigma}/\bar{\sigma}_{\text{теор}} = 1,1 \pm 0,3. \quad (5.1.1)$$

По существу сечение процесса (1 в) предсказывается на основе детального равновесия из вероятности обратного процесса β -распада нейтрона. Тот факт, что отношение (5) оказывается близким к единице, независимо подтверждает двухкомпонентность эль-нейтрино. Обнаружение реакции (1 в) доказывает также, что

$$\nu_e \neq \bar{\nu}_e.$$

Б. Открытие в 1956 году максимального несохранения в слабых взаимодействиях пространственной четности и инвариантности относительно зарядового сопряжения привело к дальнейшему бурному развитию теории взаимодействия Ферми. Этот период (1956-58 г.г.) вывел физику слабых взаимодействий на новый уровень. Из большого числа экспериментальных исследований тех лет (см. обзор А.И. Аликханова^{15/}) отметим опыт Ву, обнаружившей асимметрию в испускании электронов поляризованными ядрами ^{60}Co , эксперименты Гарвина и Ледермана по изучению $\mu \rightarrow e$ распада и опыты М. Гольдхабера, в которых было определено helicity эль-нейтрино (отрицательное для нейтрино).

Сегодня в нашем распоряжении имеется теория слабых взаимодействий, построенная в очень близкой аналогии к исходным идеям Ферми и учитывающая максимальное несохранение четности тем, что к векторному V -взаимодействию добавлено аксиально-векторное A взаимодействие с той же константой связи. Относительный знак двух типов взаимодействий $V-A$ теории учитывает экспериментальные данные о helicity нейтрино.

Равенство констант взаимодействий, приводящих к бета-распаду и к распаду мюона $\mu \rightarrow e$, приводит к идее $\mu-e$ универсальности, которая нашла свое подтверждение как при захвате μ -мезонов ядрами, так и в распаде пионов и странных частиц (сопоставление $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ и $\pi \rightarrow e + \nu_e$ распадов, $K_{\mu 3}$ и $K_{e 3}$ распады).

§ 2. Что говорит о взаимодействии нейтрино с нуклонами современная теория

А. Наиболее просто структура слабых взаимодействий может быть проанализирована при изучении процессов с участием только лептонов. Но природа редко предоставляет такую возможность. Единственным процессом этого рода, доступным пока для экспериментальных исследований, является $\mu \rightarrow e$ распад (6 в), если не рассматривать процессов с испусканием дополнительных квантов.

Неизбежным следствием существования процесса (6 в) является предсказание о наличии (в нижайшем порядке по слабому взаимодействию) других лептонных процессов

$$\nu_e + e \rightarrow \nu_\mu + \mu \quad (1.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\mu + e \rightarrow \bar{\nu}_e + \mu. \quad (2.1.2)$$

"Ближайшим родственником" процесса (6 в) являются "диагональные" лептонные процессы рассеяния нейтрино на лептонах

$$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e \quad (3.1.2)$$

$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e, \quad (4.1.2)$$

которые пока не обнаружены экспериментально.

Следующими по сложности анализа являются процессы с участием адронов и нейтрино. В этих "полулептонных" процессах ввиду ток x ток схемы взаимодействия

Эффекты сильных взаимодействий могут быть представлены форм-факторами. Нетронутыми от первоначальной ток x ток схемы взаимодействий здесь остаются основные заключения о токе лептонов.

Для таких безлептонных процессов слабого взаимодействия как

$$K \rightarrow 3\pi \quad (5.1.2) \quad n + p \rightarrow n + p \quad (8.1.2)$$

$$K \rightarrow 2\pi \quad (6.1.2) \quad \pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 \quad (9.1.2)$$

$$\Lambda \rightarrow N + \pi \quad (7.1.2) \quad N + N \rightarrow \Lambda + N, \quad (10.1.2)$$

в которых участвуют только адроны, влияние сильных взаимодействий настолько искажает первоначальное взаимодействие, что для анализа их остается лишь феноменологический подход, дающий возможность проверить правила отбора, имеющиеся в физике слабых взаимодействий.

Для детального исследования различных "полулептонных" процессов особенно удобны именно реакции, вызываемые нейтрино высоких энергий.

Для того чтобы, учтя эффекты сильных взаимодействий, получить заключения современной теории, рассмотрим более подробно бинарные реакции

$$\nu_\ell + n \rightarrow p + \ell^- \quad (11.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow n + \ell^+ \quad (12.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \Lambda^0 + \ell^+ \quad (13.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\ell + n \rightarrow \Sigma^- + \ell^+ \quad (14.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \Sigma^0 + \ell^+ \quad (15.1.2)$$

(ℓ - общее обозначение для лептонов $\ell = e, \mu$).

Поскольку теория процессов (11) - (15) строится в близкой аналогии к теории электромагнитных процессов с участием адронов, напомним, каким образом проводится в нижайшем порядке по константе взаимодействия анализ процесса упругого рассеяния и электронов нуклонами. Электронная вершина на диаграмме рис. А известна (электронный ток дается выражением $\bar{e} \gamma_\mu e$). Влияние сильных взаимодей-

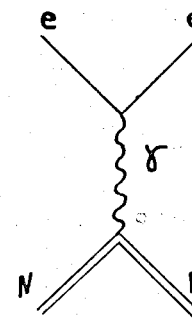


Рис. А.

действий на электромагнитные свойства нуклона сводится к тому, что к заряду и "врожденному" дираковскому магнитному моменту добавляется "аномальный" паулиевский магнитный момент. Таким образом, выражение для электромагнитного тока протона дается формулой

$$J_\alpha = F_{1p} (q^2) \gamma_\alpha + \frac{\mu_p}{2M_N} F_{2p} (q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta, \quad (16.1.2)$$

где q - передаваемый импульс, а μ_p - аномальный магнитный момент протона. Два вводимых здесь форм-фактора и учитывают обсуждающиеся выше эффекты сильных взаимодействий. Для электронной вершины тоже можно было бы написать аналогичное выражение. Но в рамках обычных электромагнитных взаимодействий отличие F_1 от 1, а F_2 от нуля для электрона имеет место в следующем порядке по константе электромагнитного взаимодействия α ($\mu F_2 = \alpha/2\pi - 0,328 (\frac{\alpha}{\pi})^2$ для малых передаваемых импульсов). Такие эффекты не могут быть учтены в $e-p$ рассеянии при рассмотрении их в нижайшем приближении по α . В этом нижайшем приближении исследуются форм-факторы F_1 и F_2 , обусловленные сильными взаимодействиями.

Выше приведено выражение J_α для протона ($\bar{\psi}_p J_\alpha \psi_p$). Для нейтрона получается аналогичное выражение с той лишь разницей, что под μ_n надо понимать (аномальный) магнитный момент нейтрона, а при $q^2 \rightarrow 0$ $F_{1n} \rightarrow 0$.

Вместо отдельного рассмотрения ($\bar{\psi}_p J_\alpha \psi_p$) и ($\bar{\psi}_n J_\alpha \psi_n$) оказывается удобным

эффекты сильных взаимодействий могут быть представлены форм-факторами. Нетронутыми от первоначальной ток к ток схемы взаимодействий здесь остаются основные заключения о токе лептонов.

Для таких безлептонных процессов слабого взаимодействия как

$$K \rightarrow 3\pi \quad (5.1.2) \quad n + p \rightarrow n + p \quad (8.1.2)$$

$$K \rightarrow 2\pi \quad (6.1.2) \quad \pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 \quad (9.1.2)$$

$$\Lambda \rightarrow N + \pi \quad (7.1.2) \quad N + N \rightarrow \Lambda + N, \quad (10.1.2)$$

в которых участвуют только адроны, влияние сильных взаимодействий настолько искажает первоначальное взаимодействие, что для анализа их остается лишь феноменологический подход, дающий возможность проверить правила отбора, имеющиеся в физике слабых взаимодействий.

Для детального исследования различных "полулептонных" процессов особенно удобны именно реакции, вызываемые нейтрино высоких энергий.

Для того чтобы, учтя эффекты сильных взаимодействий, получить заключения современной теории, рассмотрим более подробно бинарные реакции

$$\nu_\ell + n \rightarrow p + \ell^- \quad (11.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow n + \ell^+ \quad (12.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \Lambda^0 + \ell^+ \quad (13.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\ell + n \rightarrow \Sigma^- + \ell^+ \quad (14.1.2)$$

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \Sigma^0 + \ell^+ \quad (15.1.2)$$

(ℓ - общее обозначение для лептонов $\ell = e, \mu$).

Поскольку теория процессов (11) - (15) строится в близкой аналогии к теории электромагнитных процессов с участием адронов, напомним, каким образом проводится в нижайшем порядке по константе взаимодействия анализ процесса упругого рассеяния и электронов нуклонами. Электронная вершина на диаграмме рис. А известна (электронный ток дается выражением $\bar{e} \gamma_\mu e$). Влияние сильных взаимодей-

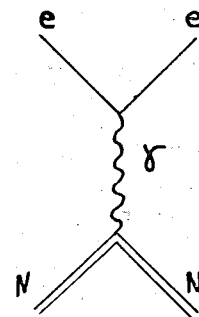


Рис. А.

действий на электромагнитные свойства нуклона сводится к тому, что к заряду и "врожденному" дираковскому магнитному моменту добавляется "аномальный" паулиевский магнитный момент. Таким образом, выражение для электромагнитного тока протона дается формулой

$$J_\alpha = F_1(q^2) \gamma_\alpha + \frac{\mu_p}{2M_N} F_2(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta, \quad (16.1.2)$$

где q - передаваемый импульс, а μ_p - аномальный магнитный момент протона. Два вводимых здесь форм-фактора и учитывают обсуждающиеся выше эффекты сильных взаимодействий. Для электронной вершины тоже можно было бы написать аналогичное выражение. Но в рамках обычных электромагнитных взаимодействий отличие F_1 от 1, а F_2 от нуля для электрона имеет место в следующем порядке по константе электромагнитного взаимодействия a ($\mu F_2 = a/2\pi - 0,328 (\frac{a}{\pi})^2$ для малых передаваемых импульсов). Такие эффекты не могут быть учтены в $e-p$ рассеянии при рассмотрении их в нижайшем приближении по a . В этом нижайшем приближении исследуются форм-факторы F_1 и F_2 , обусловленные сильными взаимодействиями.

Выше приведено выражение J_α для протона ($\bar{\psi}_p J_\alpha \psi_p$). Для нейтрона получается аналогичное выражение с той лишь разницей, что под μ_n надо понимать (аномальный) магнитный момент нейтрона, а при $q^2 \rightarrow 0$ $F_{1n} \rightarrow 0$.

Вместо отдельного рассмотрения ($\bar{\psi}_p J_\alpha \psi_p$) и ($\bar{\psi}_n J_\alpha \psi_n$) оказывается удобным

ввести J_a для нуклона ($\bar{\psi}_N J_a \psi_N$). Для установления связи между этими токами достаточно вспомнить, что заряд и магнитный момент нуклона можно записать в виде

$$Q = \frac{e}{2} (1 + r_3) \quad \mu = \mu_p \frac{(1+r_3)}{2} + \mu_n \frac{(1-r_3)}{2}$$

с помощью матрицы r_3 , (собственное) значение которой для протона равно +1, а для нейтрона -1.

Для форм-факторов аналогично получаем

$$F_N = F_p \frac{(1+r_3)}{2} + F_n \frac{(1-r_3)}{2} = \frac{1}{2} (F_p + F_n) + \frac{r_3}{2} (F_p - F_n). \quad (17.1.2)$$

Первые два слагаемых справа в (17) не зависят от матрицы r_3 и носят название изоскалярной части форм-фактора нуклона. Последние два слагаемых, пропорциональные r_3 , преобразуются в изотопическом пространстве как 3-я (z) компонента вектора и носят название изовекторной части форм-фактора нуклона. Видно, в частности, что изовекторная часть форм-фактора нуклона пропорциональна разности форм-фактора протона и нейтрона.

Б. Новые возможности исследования слабых взаимодействий открываются при изучении процессов рассеяния.

До 1962 года доступными для изучения были только процессы распадов ($E_\nu \leq 250$ Мэв).

На каких основных положениях покоится современная теория слабых взаимодействий?

1. Интенсивность. Все чисто слабые взаимодействия характеризуются константой взаимодействия $G \approx 10^{-5} / M_p^2$.

2. Матричные элементы переходов γ_5 -инвариантны относительно волновых функций лептонов $\psi_\nu + \gamma_5 \psi_\nu$. Следовательно, лептоны могут входить в выражения вида

$$j_{\ell a} = \bar{\psi}_\ell \gamma_a (1 + \gamma_5) \psi_\nu, \quad (18.1.2)$$

а матричный элемент принимает вид

$$M = j_{\ell a} J_a, \quad (19.1.2)$$

где J_a - ток адронов.

Рассмотрим для примера матричный элемент процесса

$$\mu + \pi \rightarrow K + \nu_\mu \quad (20.1.2)$$

или

$$\mu^- \rightarrow 0^{16}(0^+) \rightarrow N^{16}(0^-) + \nu_\mu. \quad (21.1.2)$$

Если обратить внимание на спины участвующих в реакциях частиц, то здесь мы встречаемся с процессом вида

$$\frac{1}{2} + 0 \rightarrow \frac{1}{2} + 0,$$

в котором не сохраняется четность. Матричный элемент подобных процессов имеет вид

$$M = \bar{\psi}_\mu [A \hat{q} + A_1 \hat{q} \gamma_5 + B \hat{p} + B_1 \hat{p} \gamma_5] \psi_\nu \bar{\phi}_1 \phi_2 = \bar{\psi}_\mu \hat{M} \psi_\nu \bar{\phi}_1 \phi_2 \quad (22.1.2)$$

где введены 4-импульсы q и q , которые для реакции (20) равны

$$p = p_K + p_\pi$$

$$q = p_K - p_\pi,$$

а для реакции (21)

$$p = p_N + p_0$$

$$q = p_N - p_0,$$

ϕ_1 и ϕ_2 - функции бозонов в начальном и конечном состояниях. Функции A, A_1, B, B_1 в (22), как обычно для бинарных процессов, являются функциями энергии и угла рассеяния или энергии и передаваемого импульса.

Наложим на общее выражение (22) условие инвариантности относительно γ_5 -преобразования

$$\psi_\nu + \gamma_5 \psi_\nu.$$

Тогда $A = A_1, B_1 = B$

и (22) переходит в

$$\hat{M} = A \hat{q} (1 + \gamma_5) + B \hat{p} (1 + \gamma_5) = (A \hat{q} + B \hat{p}) \gamma_\mu (1 + \gamma_5), \quad (23.1.2)$$

что имеет вид (19).

3. Четырех-фермионное взаимодействие локально по лептонам и в него не входят производные от операторов полей.

Это означает, что в матричном элементе

$$S = \int d^4x d^4y d^4z d^4w \bar{\psi}_\nu(y) \psi_\nu(z) \bar{\psi}_\ell(x) \psi_\ell(w) F(x,y,z,w) \quad (24.1.2)$$

величина $F(x,y,z,w) = \delta(x-w)$ превращает экспоненту $e^{-i(p_\ell x + p_\nu w)}$ от разложения $\bar{\psi}_\ell(x) \psi_\nu(w)$ в $\exp[-i x (p_\ell + p_\nu)]$.

Таким образом, матричный элемент оказывается зависящим только от суммы импульсов лептонов $P_\ell + P_\nu = P_n - P_p$ для процессов распада.

Для процессов рассеяния $\bar{\psi}_\ell(x) \psi_\nu(w)$ заменяется на $\psi_\ell(x) \bar{\psi}_\nu(w)$ и матричный элемент зависит от $P_\ell - P_\nu = P_n - P_p = q$, т.е. опять от передачи импульса между адронами в начальном и конечном состояниях.

Локальность лептонного тока означает просто, что лептоны на диаграмме Фейнмана входят в совпадающей точке.

Отсутствие производных от δ -функций в $F(x,y,z,w)$ снимает вопрос о степени дополнительного полинома. В силу этого условия скалярные функции, аналогичные A и B в (23), становятся функциями лишь передаваемых импульсов.

$$A(x,t), B(x,t) \rightarrow A(t), B(t).$$

4. В слабых процессах встречаются лишь заряженные токи. Это значит, что процессы $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ встречаются в природе, а процессы $K^+ \rightarrow \pi^+ e^- e^+$ и $K^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ нет.

5. Взаимодействие T -и CP -инвариантно. До 1964 года это утверждение представлялось бесспорным. Открытие Принстонской группой распада $K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (25.1.2)

$$K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (25.1.2)$$

с интенсивностью около $2 \cdot 10^{-3}$ от вероятности всех распадов долгоживущих нейтральных K -мезонов приводит к заключению о нарушении T -инвариантности (в силу CP -теоремы) с такой вероятностью. В дальнейшем мы будем пренебрегать таким малым возможным нарушением T -инвариантности.

х) По определению $CP|K^0_S\rangle = -|K^0_S\rangle$ CP -четность системы $\pi^+ \pi^-$ во всех состояниях равна $+1$. Действительно, $C|\pi^+ \pi^-\rangle$ переставляет π^+ и π^- (давая множитель $(-1)^L$) и $P|\pi^+ \pi^-\rangle$ также переставляет π^+ и π^- (еще один множитель $(-1)^L$). Тогда $CP|\pi^+ \pi^-\rangle = P^2|\pi^+ \pi^-\rangle = +|\pi^+ \pi^-\rangle$.

Возможность приписать распад (25) действию внешнего поля отвергнута прямыми экспериментами. При распаде во внешнем поле вероятность распада (25) сильно зависит от энергии K^0_S . Эксперимент установил отсутствие резкой зависимости $w(K^0_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ от энергии.

В настоящее время (лето 1965 г.) в литературе интенсивно обсуждаются свойства возможного взаимодействия, приводящего к столь малому нарушению CP -инвариантности в слабых взаимодействиях.

8. Векторный ток является сохраняющейся величиной. В точной формулировке: в силу изотопической инвариантности сильных взаимодействий векторный ток для переходов без изменения странности пропорционален компоненте тока изоспина. Мы обсудим этот пункт подробнее ниже.

Пока перейдем к изложению этих основных физических фактов на языке формул.

В. Рассматриваемая теория характеризуется тем, что все четыре фермиевских поля $((\mu\nu)(e\nu), (e\nu), (p\nu))$ и т.д.) взаимодействуют в одной точке пространства-времени. Это означает, что в гамильтониане взаимодействия операторы соответствующих полей берутся при совпадающем значении аргументов. Нелокальные эффекты возникают лишь в амплитудах перехода за счет эффектов более сильных взаимодействий.

Общее выражение для гамильтониана локального взаимодействия четырех фермионов ψ_1, ψ_2, ψ_3 и ψ_4 , инвариантное при преобразованиях Лоренца, можно представить в виде

$$H_{int} = \sum_{i=s,v,A,T,P} [c_i (\bar{\psi}_4 O_i \psi_3) (\bar{\psi}_2 O_i \psi_1) + c'_i (\bar{\psi}_4 O_i \psi_3) (\bar{\psi}_2 O_i \gamma_5 \psi_1)], \quad (26.1.2)$$

где через O_i обозначены ковариантные величины, построенные из матриц Дирака

$$O_s = 1, \quad O_v = \gamma_\mu, \quad O_A = \gamma_\mu \gamma_5, \quad O_P = \gamma_5 \quad (27.1.2)$$

$$O_T = \sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu).$$

Оператор ψ приводит к уничтожению, а $\bar{\psi}$ - к образованию фермиона. Постоянные c_i и c'_i могут быть комплексными, если нет T - (или CP -) инвариантности. Взаимодействию (26) сопоставляется диаграмма

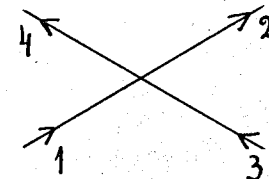


Рис. Б.

Эффективный гамильтониан, который учитывает γ_5 -инвариантность и описывает β -распад, имеет вид (здесь ψ - волновые функции)

$$H_\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (G_V - G_A \gamma_5) \psi_n] [\bar{\psi}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\nu] + h.c. \quad (28.1.2)$$

Согласно последним данным [17], $G_A = -(1,18 \pm 0,02) G_V$, а $G_V = (1,416 \pm 0,003) 10^{-49}$ эрг см³ (или $G_V = 1,01 \cdot 10^{-5} M_N^{-2}$, где M_N - масса покоя нуклона, $\hbar = c = 1$).

Распаду (8.В) соответствует эффективный гамильтониан

$$H_\mu = \frac{G_V^\mu}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\nu] [\bar{\psi}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\mu] \quad (29.1.2)$$

и совпадение (с точностью до 2%) значений G_V и G_V^μ отражает μ -e универсальность. Совпадение G_V , измеренного в β -распаде O^{14} , и G_V^μ навело Гелл-Манна и Фейнмана на мысль о сохранении G_V , что еще раньше предполагали Зельдович и Герштейн. Но об этом несколько позже.

Универсальность μ -e, т.е. тот факт, что μ и e входят в слабые взаимодействия совершенно одинаковым образом, привело, в частности, к предсказанию сильнейшего различия вероятностей распадов пиона $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ и $\pi \rightarrow e + \nu_e$, K-мезона - $K \rightarrow \mu + \nu_\mu$ и $K \rightarrow e + \nu_e$. Для отношения вероятностей распадов $\pi \rightarrow \mu$ к распаду $\pi \rightarrow e$

$$R_\pi = \frac{w(\pi \rightarrow e + \nu_e)}{w(\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu)}$$

теория приводила к значению 10^{-4} . Экспериментально было найдено [18/

$$R_\pi^{\text{эксп}} = (1,247 \pm 0,028) \cdot 10^{-4} \quad (30.1.2)$$

Для K-мезона теория приводит к $R_K = \frac{w(K \rightarrow e)}{w(K \rightarrow \mu)} = 2,7 \cdot 10^{-5}$. Экспериментально $K \rightarrow e$ распад еще не обнаружен.

В универсальной теории Ферми взаимодействие можно записать как произведение токов

$$H_{\text{int}} = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha^+ J_\alpha \quad (31.1.2)$$

причем оператор тока J_α имеет вид

$$J_\alpha = [\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\nu + \bar{\psi}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\mu] + S_\alpha (\Delta S \neq 0) \quad (32.1.2)$$

где $S_\alpha (\Delta S \neq 0)$ описывает переходы без сохранения странности.

Матричные элементы $\langle 2 | J_\alpha | 1 \rangle$ описывают переходы $1 \rightarrow 2$, причем "голые" частицы заменяются на физически "одетые". Под влиянием сильных (а также электромагнитных) взаимодействий происходит "перенормировка", несколько изменяются константы взаимодействия, появляются новые "индуцированные" структуры.

Эффективный гамильтониан (31), например, для процесса β -распада сводится к (здесь ψ - операторы)

$$H_\beta = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_n] [\bar{\psi}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\nu] \quad (33.1.2)$$

Этому гамильтониану в низшем порядке по G соответствует диаграмма рис. В. Сильные взаимодействия не оказывают влияния на ток лептонов и матричный элемент от (33) принимает вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \langle p | J_\alpha | n \rangle \bar{u}(l) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(\nu) \quad (34.1.2)$$

где $u(l)$ и $u(\nu)$ - спиноры Дирака для соответствующих свободных полей.

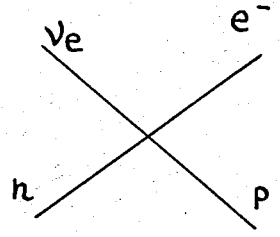


Рис. В.

Общее выражение для $\langle p | J_\alpha | n \rangle$, где $J_\alpha = J_\alpha^V + J_\alpha^A$ строится аналогично тому, как строилось общее выражение для электромагнитного тока нуклонов. Матричный элемент $\langle p | J_\alpha | n \rangle$ должен быть построен из 4-импульсов p и n и матриц Дирака γ_α и быть ковариантным относительно преобразований Лоренца. Сами скалярные форм-факторы могут зависеть лишь от квадрата передаваемого импульса $q^2 = (p - n)^2$.

Ввиду того, что

$$\gamma_\alpha \gamma_\beta + \gamma_\beta \gamma_\alpha = 2\delta_{\alpha\beta}$$

единственными векторными величинами, с помощью которых можно построить $\langle p | J_\alpha | n \rangle$, будут

$$n_\alpha, p_\alpha, \gamma_\alpha, \gamma_\alpha \gamma_\beta, \gamma_\beta \gamma_\alpha$$

Оставляя лишь линейно-независимые величины, нетрудно прийти к выражениям

$$G \langle p | J_\alpha^V | n \rangle = i \bar{u}(p) \{ f_1(q^2) \gamma_\alpha - f_2(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + i f_3(q^2) q_\alpha \} u(n) \quad (35.1.2)$$

$$G \langle p | J_\alpha^A | n \rangle = i \bar{u}(p) \{ f_A(q^2) \gamma_\alpha \gamma_5 - i f_p(q^2) q_\alpha \gamma_5 - i f_A^{(n+p)} \gamma_5 \} u(n) \quad (38.1.2)$$

или к эквивалентному выражению

$$G \langle p | J_\alpha | n \rangle = i \bar{u}(p) \{ \gamma_\alpha (g_V + g_A \gamma_5) + i (p_1 + p_2)_\alpha (f_V + f_A \gamma_5) + i (p_1 - p_2)_\alpha (h_V + h_A \gamma_5) \} u(n), \quad (37.1.2)$$

где спиноры Дирака протона и нейтрона обозначены через $u(p)$ и $u(n)$ ($\bar{u} = u^\dagger \gamma_4$).

По аналогии с электродинамикой член структуры $f_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta$ описывает слабый магнетизм. Член $f_p q_\alpha \gamma_5$, о котором уже упоминалось ранее, носит название "индуцированного" псевдоскаляра. Вклад этого слагаемого оказывается пропорциональным массе лептона. Действительно, ($l = e, \mu$).

$$i \bar{u}(p) [-f_p q_\alpha \gamma_5] u(n) i \bar{u}(l) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(\nu_l) = -i \bar{u}(p) [+ f_p m_l \gamma_5] u(n) \bar{u}(l) (1 - \gamma_5) u(\nu_l), \quad (38.1.2)$$

если воспользоваться тем, что $(q_\alpha = (n-p)_\alpha = +(\nu_l + l)_\alpha)$

$$q_\alpha i \bar{u}(l) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(\nu_l) = i \bar{u}(l) (\hat{\nu} + \hat{l}) (1 + \gamma_5) u(\nu_l) = -m_l \bar{u}(l) (1 - \gamma_5) u(\nu_l). \quad (39.1.2)$$

Пропорциональность вклада f_p (а также f_s) массе лептона m_l приводит к тому, что им можно полностью пренебречь для бета-распада, и он впервые встречается в процессах мю-захвата и в нейтринных процессах.

Если принять T-инвариантность взаимодействия, то все форм-факторы оказываются действительными величинами.

В рамках универсальной теории проведенное до сих пор обсуждение остается справедливым для процессов образования гиперонов (13) - (15). Для процессов (11) и (12) можно еще больше упростить выражения для $\langle p | J_\alpha^V | n \rangle$ и $\langle p | J_\alpha^A | n \rangle$, если предположить, что "одетый" ток обладает тем же свойством относительно преобразования G-сопряжения^{х)}, что и "голые" токи γ_α и $\gamma_\alpha \gamma_5$.

х) G - сопряжение и G-четность (более правильно - изочетность) вводится для системы адронов с нулевым барионным числом ($\pi, \bar{\pi}, \bar{\rho}, \dots$) как произведение /19/ зарядового сопряжения C на операцию вращения в изотопическом пространстве $G = -C e^{i\pi I_y}$.

$$J_\alpha^V \rightarrow J_\alpha^V \quad (40.1.2)$$

$$J_\alpha^A \rightarrow -J_\alpha^A$$

При этом^{/20/} обращаются в нуль f_3 и f_4 .

Чтобы привести остающееся выражение к обычно встречающемуся виду, заметим,

$$f_1(0) = -G_V; \quad f_2(0) = -\frac{\mu}{2M} G_V; \quad f_A(0) = \lambda_A G_V = -G_A \quad (41.1.2)$$

$$-G_p = b G_A = m_l f_p(0).$$

Если теперь ввести вместо $f_i(q^2)$ величины

$$F_i(q^2) = f_i(q^2) / f_i(0) \quad (i = 1, 2, A, P) \quad (42.1.2)$$

с очевидной нормировкой $F_i(0) = 1$, то мы приходим к окончательным выражениям для векторного и аксиально-векторного тока нуклонов

$$G \langle p | J_\alpha^V | n \rangle = i G_V \bar{u}(p) \{ F_1(q^2) \gamma_\alpha + \frac{\mu}{2M} F_2(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \} u(n) \quad (43.1.2)$$

$$G \langle p | J_\alpha^A | n \rangle = i G_A \bar{u}(p) \{ F_A(q^2) \gamma_\alpha \gamma_5 - \frac{ib}{m_\mu} F_P(q^2) q_\alpha \gamma_5 \} u(n). \quad (44.1.2)$$

В выражении для векторного тока остается столько же слагаемых, что и для электромагнитного тока нуклона. Выражение (43) удовлетворяет требованию

$$q_\alpha \langle p | J_\alpha^V | n \rangle = 0,$$

т.е. ток J_α^V является сохраняющейся величиной. Если еще ввести зарядовую матрицу τ^+ , которая превращает нейтрон в протон, то (43) можно представить в виде

$$G \langle p | J_\alpha^V | n \rangle = G \langle N | J_\alpha^V \tau^+ | N \rangle = \quad (45.1.2)$$

$$= i G_V \bar{u}(N) \{ F_1 \gamma_\alpha + \frac{\mu}{2M} F_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \} \tau^+ u(N),$$

который отличается лишь заменой матрицы τ^+ на τ_3 от выражения для изовекторной части электромагнитного тока нуклона

$$\langle N | J_\alpha^V \tau_3 | N \rangle = \bar{u}(N) \{ \frac{F_{1n} - F_{1p}}{2} + \frac{\mu_p F_{2p} - \mu_n F_{2n}}{2 \cdot 2M} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \} \times \tau_3 u(N). \quad (46.1.2)$$

§ 3. Сохранение векторного тока для слабых взаимодействий с $\Delta S=0$

А. Среди полупентонных процессов важное место занимают слабые процессы с сохранением странности ($\Delta S=0$), при которых ток адронов описывает переходы $p \rightarrow p$, $\pi^+ \rightarrow \pi^0$, $K^0 \rightarrow K^+$, $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0$. Аналогично тому, как это было рассмотрено в предыдущем разделе для $p \rightarrow p$ перехода, и в более общем случае соответствующий ток адронов J_a состоит из векторной части J_a^V и аксиально-векторной части J_a^A наряду с некоторыми другими "индуцированными" слагаемыми (тензорные и псевдоскалярные члены), которые отсутствуют при отключении эффектов сильных взаимодействий, но возникают в J_a так же, как возникает магнитный момент нейтрона при учете электромагнитных эффектов сильных взаимодействий.

Для векторного тока адронов Герштейн и Зельдович^{/21/} и независимо Фейнман и Гелл-Манн^{/22/} выдвинули красивую гипотезу о том, что J_a^V пропорционально I_a^+ компоненте тока изоспина I_a^+ . Суть этого допущения красива и проста, конечно, после того, как оно сделано^{х)}. Действительно, форм-факторы, которые входят в выражение для электромагнитного тока и для тока адронов в полупентонных процессах без изменения странности, обусловлены одними и теми же сильными взаимодействиями. Пионы и нуклоны в промежуточных состояниях, которые определяют формфакторы в $J_a^{S.M.}$ и J_a^V , различаются лишь электрическими зарядами. Поскольку сильные взаимодействия с хорошей точностью изотопически инвариантны, с той же точностью должны совпадать и спиновые структуры в $J_a^{S.M.}$ и J_a^V . Максимум, на что могут отличаться форм-факторы этих токов - численные коэффициенты ($\sqrt{2}$ и т.п.), происхождение которых связано с "законным" различием матричных элементов операторов, аналогичных r_3 и r_+ . Предположение о пропорциональности векторного тока J_a^V компоненте тока изоспина I_a^+ приводит к тому, что:

а) J_a^V является сохраняющимся током, т.е.

$$\partial_a J_a^V = 0, \quad (1.1.3)$$

так как это справедливо для тока изоспина.

Надо подчеркнуть, что обратное несправедливо. Предположения о том, что J_a^V сохраняется, недостаточно для установления связи J_a^V с током изоспина. Отметим, что сохранение J_a^V нарушается электромагнитными и самыми слабыми взаимодействиями.

х) Достоин восхищения тот факт, что Зельдович и Герштейн не прошли мимо этой гипотезы в то время, когда векторное взаимодействие считалось не имеющим отношения к физике реального бета-распада.

б) Матричные элементы от J_a^V прямо связаны с матричными элементами соответствующих электромагнитных процессов.

Более точно, если записать электромагнитный ток через скалярную ($I=0$) и изовекторную ($I=1$) компоненты (см. (4.6 1.2)).

$$J_a^{S.M.} = e \{ J_a^{(0)} + (J_a^{(1)})_3 \}, \quad (2.1.3)$$

то матричный элемент от J_a^V пропорционален матричному элемент от $(J_a^{(1)})_+$

в) Для переходов без изменения странности $\Delta S=0$ / $\Delta I=1$.

Повторим рассуждения для $p \rightarrow p$ перехода. Рассмотрим соответствующий матричный элемент $J_a^{S.M.}$. Для малых передаваемых импульсов

$$\langle N | J_a^{S.M.} | N \rangle = \bar{u}_N \{ e \gamma_a \frac{(1+r_3)}{2} + \frac{e}{2M} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta [\mu_p \frac{(1+r_3)}{2} + \mu_n \frac{(1-r_3)}{2}] \} u_N, \quad (3.1.3)$$

где μ_p и μ_n - магнитные моменты нейтрона и протона, соответственно. Выделяя в (3) слагаемое со структурой $J_a^{(1)}$, мы получим для J_a^V

$$J_a^V = \gamma_a r_+ + \frac{(\mu_p - \mu_n)}{2M} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta r_+, \quad (4.1.3)$$

что приводит к векторной части $p \rightarrow p$ слабого взаимодействия, ответственного за бета-распад и мю-захват

$$(J_a^V)_+ j_{la} = G_\beta^V \{ \gamma_a + \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \frac{(\mu_p - \mu_n)}{2M} \} r_+ j_{la}, \quad (5.1.3)$$

где

$$j_{la} = \bar{v}_e \gamma_a (1+\gamma_5) e^+ + \bar{v}_\mu \gamma_a (1+\gamma_5) \mu^+. \quad (6.1.3)$$

Первый член в фигурных скобках в (5) представляет обычное векторное взаимодействие. Коэффициент G_β^V определяется экспериментально. Его значение равно $G_\beta^V = G_\mu (0,980 \pm 0,002)$. Для больших значений q^2 зависимость от передаваемого импульса векторного γ_a слагаемого дается разностью зарядовых форм-факторов протона F_{oh}^p и нейтрона F_{oh}^n

$$F_{oh}^p(q^2) - F_{oh}^n(q^2).$$

В. Слабое, пропорциональное $\sigma_{\alpha\beta}$, представляет собой "слабый" магнетизм Гелл-Манна /23/, индуцированный сильными взаимодействиями. Индуцированное взаимодействие со структурой

$$r^+ \sigma_{\alpha\beta} q_{\beta} \delta / 2M$$

возможно и без обращения к аналогии с электродинамикой. Однако гипотеза СВТ фиксирует значение δ

$$\delta = \mu_p - \mu_n. \quad (7.1.3)$$

Как показал Гелл-Манн, наличие слабого магнетизма меняет разрешенный бета-спектр для $1^+ \rightarrow 0^+$ перехода на множитель $(1 + 8/3 aE)$, где E - энергия электрона, а

$$a = \pm |G_{\beta}^V / G_{\beta}^A| (1 + \delta) / 2M, \quad (8.1.3)$$

где $+$ справедлив для испускания электронов, а $-$ для позитронов.

Наличие такого члена установлено сравнением бета-спектров B^{12} и N^{12} , распадающихся в основное состояние C^{12} . Экспериментальные данные о распаде B^{12} и N^{12} приводят /24/ к тому, что

$$\delta_{\text{эксп.}} = (0,97 \pm 0,24) (\mu_p - \mu_n). \quad (9.1.3)$$

Отметим в заключение, что если для процессов бета распада и мю-захвата учет слабого магнетизма приводит к небольшим поправкам, то для "упругих" реакций с нейтрино ($E_{\nu} \approx 1$ Гэв) вклад слабого магнетизма, растущий с передаваемым импульсом q , становится определяющим.

С. Изучение чрезвычайно редкого процесса бета-распада пиона

$$\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (10.1.3)$$

приводит к возможности прямой проверки гипотезы СВТ /25,26/. Общий вид тока перехода $\pi^+ \rightarrow \pi^0$ имеет вид

$$\langle \pi^0 | J_{\alpha}^V | \pi^+ \rangle = f_+ (\pi^+ + \pi^0)_{\alpha} + f_- (\pi^+ - \pi^0)_{\alpha}. \quad (11.1.3)$$

Для обеспечения сохранения J_{α}^V должно иметь место соотношение

$$(\pi^+ - \pi^0)_{\alpha} \langle \pi^0 | J_{\alpha}^V | \pi^+ \rangle = 0, \quad (12.1.3)$$

откуда $f_- = 0$ и структура $\langle \pi^0 | J_{\alpha}^V | \pi^+ \rangle$ полностью совпадает с выражением для электромагнитного тока бесспиновой частицы. Если учесть, что величина q^2 в рассматриваемом процессе очень мала и $f_+(q^2) \approx 1$, то амплитуда перехода становится равной

$$\sqrt{2} G_{\beta}^V (\pi^+ + \pi^0)_{\alpha} e^+ \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu_e. \quad (13.1.3)$$

что приводит к точно предсказываемой вероятности бета-распада пиона (Герштейн, Терентьев)

$$w(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e) = \frac{(G_{\beta}^V)^2 \Delta^5}{30 \pi^3} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\Delta}{m_{\pi}^+} - 5 \frac{m_e^2}{\Delta^2} + \delta'\right) = 3,95 \cdot 10^{-1}. \quad (14.1.3)$$

Здесь $\Delta = (4,59 \pm 0,01)$ Мэв - разность масс пионов, а δ' учитывает радиационные поправки. Если оставить в стороне деликатный вопрос о радиационных поправках к этому редкому процессу, то для отношения $w(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e)$ к вероятности $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ распада получаем

$$R_{\beta} = \frac{w(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e)}{w(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu})} = (1,01 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}. \quad (15.1.3)$$

Так же, как и в случае слабого магнетизма, ясно, что сам бета-распад пиона возможен и без гипотезы СВТ. При справедливости СВТ можно предсказать этот процесс количественно. Именно количественная проверка требуется при исследовании бета-распада пиона. Впервые этот процесс был обнаружен /27/ в Дубне в 1982 году. Современные экспериментальные данные (Дубна, ЦЕРН, Беркли) /28/ совпадают с предсказаниями теории с (15-20)% точностью.

Подобного сохранения векторного тока нельзя ожидать для полулептонных процессов с изменением странности. Если выразиться более точно, то для подобных переходов сохранения векторного тока можно ожидать только в рамках более высокой, чем изотопическая, симметрии сильных взаимодействий, когда оказывается возможным объединить электромагнитный ток и J_{α}^V в один сверхмультиплет. Так, в рамках SU(3)-симметрии, когда пионы и K-мезоны объединяются в один октет частиц, в пренебрежении нарушением SU(3)-симметрии $K_{\ell 3}$ распад

$$K_{\ell 3} \rightarrow \pi + \ell + \nu_{\ell} \quad (16.1.3)$$

оказывается возможным рассмотреть в близкой аналогии к процессу (10). Действительно, так как пион и K-мезон являются псевдоскалярными частицами, то общее выражение для тока перехода можно свести к

$$\langle \pi | J_{\alpha}^V | K \rangle = F_+(q^2) (K + \pi)_{\alpha} + F_-(q^2) (K - \pi)_{\alpha}. \quad (17.1.3)$$

При $F_- = 0$ этот адронный ток становится сохраняющимся. К такому положению приводит имеющее место в рамках SU(3)-симметрии объединение в один октет J_{α}^V и J_{α}^A . Здесь сохранение векторного тока нарушается уже за счет средне-сильных взаимодействий. Таким образом, если для процесса бета-распада пиона, где f_- отлична от нуля за счет отклонения от изотопической инвариантности, ожидается, что $f_- / f_+ \approx 1/100$, то здесь можно ожидать, что $F_- / F_+ \approx 1/10$.

Гольдбергера-Тримена (Г.Т.)

Аксиальный ток J_a^A для переходов без изменения странности ($\Delta S=0$) не сохраняется. Однако экспериментальные данные не противоречат гипотезе о "частичном" сохранении аксиального тока (ЧСАТ). Рассмотрим переход между двумя барионными состояниями $B \rightarrow C$ (с одинаковыми четностями). Матричный элемент от аксиального тока представим в виде

$$\langle C | J_a^A | B \rangle = -i \bar{u}_c \{ G_{BC}^A \gamma_a \gamma_5 + i G_{BC}^P q_a \gamma_5 + G_{BC}^T \sigma_{ab} q_b \gamma_5 \} u_B \quad (1.1.4)$$

где $q_a = (p_B - p_C)_a$.

Рассмотрим матричный элемент от $\partial_a J_a^A$ (где $\partial_a = \partial / \partial x_a$)

$$-i \langle C | \partial_a J_a^A | B \rangle = q_a \langle C | J_a^A | B \rangle = \{ G_{BC}^A (M_B + M_C) - G_{BC}^P q^2 \} (\bar{u}_c \gamma_5 u_B) \quad (2.1.4)$$

Для того чтобы J_a^A сохранялся, должно было иметь место соотношение

$$G_{BC}^P = G_{BC}^A(0) (M_B + M_C) / q^2 \quad (3.1.4)$$

которое противоречит экспериментальным данным при малых q^2 .

Гипотеза ЧСАТ означает, что матричные элементы от $\partial_a J_a^A$ стремятся к нулю для больших передаваемых импульсов достаточно быстро, чтобы для этих матричных элементов имело место дисперсионное соотношение (д.с.) без вычитания.

Для рассмотренного матричного элемента это означает, что

$$G_{BC}^A (M_B + M_C) - G_{BC}^P q^2 = \frac{G_{\pi BC} F_{\pi l \nu} m_\pi^2}{q^2 m_\pi^2} + \int \frac{F(\sigma^2) d\sigma^2}{(2m_\pi)^2 q^2 + \sigma^2} \quad (4.1.4)$$

В правой части д.с. необходимо учесть вклад промежуточных состояний с барионным числом $B=0$, изоспином $I=1$, $G=1$ и 0^- . Состояние с нижнейшей массой соответствует одномезонному обмену. Оно и приводит к изолированному полюсу в правой части (4). Величина $F_{\pi l \nu}$ связана с амплитудой распада пиона

$$\begin{aligned} M(\pi \rightarrow l \nu_l) &= F_{\pi l \nu} p_{\pi a} (\bar{\nu}_l \gamma_a (1 + \gamma_5) l) \\ &= i F_{\pi l \nu} m_l (\bar{\nu}_l (1 - \gamma_5) l) \end{aligned} \quad (5.1.4)$$

и с вероятностью распада пиона

$$\Gamma(\pi \rightarrow l \nu_l) = \frac{F_{\pi l \nu}^2}{4\pi} m_\pi m_l^2 (1 - m_l^2/m_\pi^2)^2 \quad (6.1.4)$$

Как видно из (5), $F_{\pi l \nu}$ должно было бы обратиться в нуль, если бы J_a^A сохранялся. Таким образом, сам факт распада пиона противоречит возможности сохранения аксиального тока. $G_{\pi BC}$ обозначает псевдоскалярную константу для взаимодействия $C \rightarrow B + \pi$. Итак, рассматриваемая функция имеет полюс с известным вычетом при $-q^2 = m_\pi^2$ и разрез вдоль оси q^2 , начиная с $-q^2 = 9m_\pi^2$. Для процессов распада $q^2 \approx 0$ и полюсный член значительно ближе, чем линия разреза, так что вклад разреза можно рассматривать как поправку.

При $q^2 = 0$ (4) дает

$$-G_{BC}^A(0) (M_B + M_C) = G_{\pi BC} F_{\pi l \nu} (1 + R_{BC}) \quad (7.1.4)$$

Если $R_{BC} = 0$, то мы получаем соотношение Гольдбергера-Тримена^{/29/}. Справедливость его зависит как от гипотезы ЧСАТ, так и от предположения о доминирующей роли полюсного члена над поправками, связанными с большими массами. Для ядерного бета-распада из (7)

$$-2M G_{BC}^A = \sqrt{2} G_{\pi NN} F_{\pi l \nu} (1 + R_{NN}) \quad (8.1.4)$$

Так как все параметры взаимодействия в этом случае известны, можно оценить R_{NN} . При $G_{BC}^A / G_{BC}^V = 1,18 \pm 0,02$

$$1 + R_{NN} = 0,88 \pm 0,05,$$

так что вклад разреза составляет около 10%.

Для вычисления G_{BC}^P продифференцируем (4) по q^2 и положим затем $q^2 = 0$.

$$\text{Если } G_{BC}^A(q^2) = G_{BC}^A(0) [1 - \frac{1}{6} q^2 R_A^2],$$

где R_A - среднеквадратичный радиус аксиально векторного форм-фактора, то из (4) после дифференцирования имеем (при $q^2 \rightarrow 0$)

$$-\frac{1}{6} G_{BC}^A(0) R_A^2 (M_B + M_C) - G_{BC}^P(0) = -\frac{G_{\pi BC}(0) F_{\pi l \nu}}{m_\pi^2} - \int \frac{F(\sigma^2) d\sigma^2}{(2m_\pi)^2 \sigma^4} \quad (9.1.4)$$

Если при малых q^2 пренебречь интегральной поправкой (- 10%), то

$$G_{BC}^P(0) = \frac{G_{\pi BC}(0) F_{\pi l \nu l}}{m_\pi^2} - \frac{1}{6} G_{BC}^A(0) R_A^2 (M_B + M_C). \quad (10.1.4)$$

Для ядерного бета-распада

$$G_{NN}^P(0) = \frac{\sqrt{2} G_{\pi NN} F_{\pi l \nu l}}{m_\pi^2} - \frac{1}{3} M R_A^2 G_{NN}^A(0). \quad (11.1.4)$$

Иногда /30/ соотношения Г.Т. получают, опираясь на гипотезу о существовании операторного равенства

$$\partial_\alpha J_\alpha^A = i a \phi_\pi, \quad (12.1.4)$$

где ϕ_π - оператор пионного поля, а постоянная a связана с $F_{\pi l \nu l}$.

Изучение зависимости $G^A(q^2)$ в экспериментах с нейтрино позволит более глубоко изучить связь эффектов сильных взаимодействий, определить R_A^2 .

С точки зрения изучения аксиальных форм-факторов, опыты с нейтрино высоких энергий призваны занять место, близкое к опытам Хофштадтера с электронами. Конечно, для надежных количественных исследований требуются эксперименты с водородными мишенями. Эта задача по плечу создаваемым в настоящее время огромным водородным пузырьковым камерам с объемом в два-три десятка кубических метров.

§ 5. Перенормировка аксиального тока

Аксиальный форм-фактор пока исследован мало. Совсем недавно В. Вайсбергеру /31/ и С. Адлеру /32/ удалось получить теоретическую оценку для $G_\beta^A / G_\beta^V = G_A / G_V = \lambda_A$.

Эти авторы независимо друг от друга использовали условие частичного сохранения аксиального тока (Ч.С.А.Т.) в виде (12.1.4)

$$\partial_\alpha J_\alpha^A = - \frac{M_N m_\pi^2 \lambda_A}{g_r K_{\pi NN}(0)} \phi_\pi^*. \quad (1.1.5)$$

Здесь $g_r^2 / 4\pi = 14.6$, $K_{\pi NN}(0)$ - пионный форм-фактор нуклона, нормированный так, что $K_{\pi NN}(-m_\pi^2) = 1$ и ϕ_π^* - перенормированное пионное поле. Ток J_α^A и константа перенормировки аксиального тока λ_A определялись соотношением

$$\langle N(q) | J_\alpha^A | N(q) \rangle = \frac{M_N}{q} G_V \bar{u}_N(q) (\gamma_\alpha + \lambda_A \gamma_\alpha \gamma_5) r^+ u_N(q), \quad (2.1.5)$$

$$J_\alpha^A = : \bar{\psi}_N \gamma_\alpha \gamma_5 \frac{1}{2} r^+ \psi_N :$$

Для доказательства авторы использовали предположение, что аксиальные токи удовлетворяют коммутационным соотношениям при равных временах в виде

$$[J_4^{Aa}(x), J_4^{Ab}(y)] \Big|_{x_0=y_0} = \delta(x-y) i \epsilon^{abc} J_4^{Vc}(x), \quad (3.1.5)$$

где

$$J_\alpha^{Va} = : \bar{\psi}_N \gamma_\alpha \frac{1}{2} r^+ \psi_N :$$

Из (3) для величин (t - время)

$$X_4^\pm(t) = \int d^3x (J_4^{A1} \pm i J_4^{A2})$$

получаются соотношения

$$[X_4^+(t), X_4^-(t)] = 2 I^{(3)}, \quad (4.1.5)$$

где $I^{(3)}$ - третья компонента изоспина.

В силу (1) для $\chi(t)$ справедливо

$$\frac{d}{dt} X_4^\pm(t) = \frac{\sqrt{2} M_N m_\pi^2 \lambda_A}{g_r K_{\pi NN}(0)} \int d^3x \phi_\pi^\pm. \quad (5.1.5)$$

Вычисляя матричный элемент от (4), имеем для правой части

$$\langle p(q) | 2 I^{(3)} | p(q') \rangle = (2\pi)^3 \delta(q - q'). \quad (6.1.5)$$

В левой части разложим $\langle p(q) | [X_4^+(t), X_4^{(-)}(t)] | p(q') \rangle$ по промежуточным состояниям. Для одно-нейтронного состояния с помощью (2) получаем

$$(2\pi)^3 \delta(q - q') \lambda_A^2 \left(1 - \frac{M_N^2}{q^2} \right),$$

а вклад π -N промежуточного состояния с помощью (1) сводится к амплитуде π -N рассеяния с перезарядкой. С помощью оптической теоремы окончательно имеем

$$1 - \lambda_A^{-2} = \frac{4M_N^2}{g^2 K^2 \pi N N (0)} \cdot \frac{1}{2} \int_{M_N + m_\pi}^{\infty} \frac{w dw}{w^2 - M_N^2} [\sigma^+(w) - \sigma^-(w)]. \quad (7.1.5)$$

Здесь $\sigma^\pm(w)$ - полное сечение взаимодействия с протоном π^\pm -мезонов с массой, равной нулю при энергии в с.д.и., равной w . При несколько ином выводе, в котором используется равенство

$$\frac{d}{dt} \langle N | T [\chi^a(t), \chi^b(0)] | N \rangle = \quad (8.1.5)$$

$$= \langle N | [\chi^a(t), \chi^b(0)] \delta(t) | N \rangle + \langle N | T \left[\frac{d}{dt} \chi^a(t), \chi^b(0) \right] | N \rangle,$$

приходим к соотношению

$$1 - \lambda_A^{-2} = - \frac{2M_N^2}{g^2 K^2 \pi N N (0)} G(0,0,0,0), \quad (9.1.5)$$

где

$$G(\nu, \nu_B, m_\pi^i, m_\pi^f) = \nu^{-1} A_{\pi N}^{(-)}(\nu, \nu_B, m_\pi^i, m_\pi^f) + B_{\pi N}(\nu, \nu_B, m_\pi^i, m_\pi^f). \quad (9^1.1.5)$$

Здесь A и B - обычные, нечетные по изоспину амплитуды π - N рассеяния.

Для реакции

$$\pi(k_1) + p(q_1) \rightarrow \pi(k_2) + p(q_2)$$

переменные $\nu, \nu_B, m_\pi^i, m_\pi^f$ определяются как

$$\nu = -k_1 \cdot (q_1 + q_2) / 2M_N \quad (m_\pi^i)^2 = -k_1^2 \quad (10.1.5)$$

$$\nu_B = (k_1 k_2) / 2M_N \quad (m_\pi^f)^2 = -k_2^2.$$

В предположении, что $G(\nu, \nu_B, m_\pi^i, m_\pi^f)$ удовлетворяет по ν д.с. без вычитания приходим к (7) и (9).

С помощью приближения, когда в правой части (9) остаются наблюдаемые величины на массовой поверхности, (7) переходят в

$$1 - \lambda_A^{-2} = \frac{2M_N^2}{g^2} \frac{1}{\pi} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\phi}{\nu^2} q [\sigma^+(\nu) - \sigma^-(\nu)] \quad (11.1.5)$$

и для λ_A удается получить величину, близкую к

$$\lambda_A^{\text{экср}} = 1,18 \pm 0,02.$$

По данным Вайсбергера $\lambda_A^{\text{теор}}$ из (7) равна 1,16. По расчетам Адлера, (7) дает $\lambda_A = 1,44$, а учет следующих поправок к (7) приводит к $\lambda_A^{\text{теор}} = 1,24$.

Этот подход к перенормировке аксиального тока представляется очень интересным. Он показывает, с чем связана компенсация различных вкладов (заряженные токи). По-видимому, возможно обобщить приведенные выше результаты с тем, чтобы учесть влияние ядра, рассмотреть другие процессы, включая процессы с изменением странности адронов.

§ 6. $\Sigma - \Lambda$ бета-распад

Несколько особое положение занимает процесс $\Sigma - \Lambda$ бета-распада

$$\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1.6)$$

и

$$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu_e. \quad (2.1.6)$$

Из рассмотренных до сих пор полупереходных процессов без изменения странности это первый пример, когда переходом затрагиваются адроны, не принадлежащие одному изомультиплету. Здесь различие масс адронов - неэлектромагнитного происхождения и это приводит при использовании СВТ к своеобразным эффектам.

Общее выражение для векторного тока гиперонов

$$\langle \Lambda | J_a^V | \Sigma \rangle = i \bar{u}_\Sigma [V(q^2) \gamma_a + L(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta (M_\Sigma + M_\Lambda)^{-1} + \quad (3.1.6)$$

$$+ i N(q^2) q_\alpha (M_\Sigma + M_\Lambda)^{-1}] u_\Lambda$$

должно удовлетворять при СВТ условию $(q_\alpha = (\Sigma - \Lambda)_\alpha)$

$$q_\alpha \langle \Lambda | J_a^V | \Sigma \rangle = 0,$$

что приводит к соотношению

$$V(q^2)(M_\Sigma - M_\Lambda) + N(q^2)q^2(M_\Sigma + M_\Lambda)^{-1} = 0. \quad (4.1.6)$$

Мы видим, что пропорциональность J_a^V току изоспина обращает в нуль $V(0)$.

Результат заметно меняется, если в качестве "нулевого приближения" принять $SU(3)$ -симметрию, в рамках которой Σ и Λ принадлежат одному унитарному мультиплету. В пределе точной $SU(3)$ -симметрии $M_\Sigma = M_\Lambda$, на $V(0)$ не накладывается никаких ограничений ($V(0)$ может быть и отличным от нуля), а $N(q^2) = 0$ при произ-

вольных q^2 . Нарушения $SU(3)$ -симметрии при справедливости изотопической инвариантности обращает в нуль $V(0)$, а $N(q^2)$ оказывается пропорциональной разности масс Σ и Λ гиперонов.

Ситуация с $V(0) \neq 0$ весьма своеобразна. Отличие $V(0)$ от нуля получается при учете лишь той компоненты сильных взаимодействий, которые обладают точной $SU(3)$ -симметрией (выключены умеренно-сильные взаимодействия).

При справедливости СВТ можно, вводя $V_1(q^2)$ ($V_1(0) \neq 0$), представить $V(q^2)$ в виде $V(q^2) = V_1(q^2)(M_\Sigma + M_\Lambda)^{-2}$.

Тогда из /4/

$$-N(q^2) = V_1(q^2) \frac{M_\Sigma - M_\Lambda}{M_\Sigma + M_\Lambda}$$

и эта величина оказывается связанной с соответствующими форм-факторами электромагнитного распада

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma. \quad (5.1.6)$$

Величина $L(q^2)$ прямо связана с форм-фактором магнитного перехода в (5), а

$$L(0) = \mu_{\Sigma\Lambda}$$

($\mu_{\Sigma\Lambda}$ - магнитный момент перехода (5)).

Так как в (1) - (2) q мало ($q \lesssim 80$ Мэв/с), эти соображения позволяют ожидать, что вклад векторного взаимодействия в эти распады мал.

Как показали Колемаи и Глешоу /33/, в рамках $SU(3)$ -симметрии $\mu_{\Sigma\Lambda} = \sqrt{3}/2 \mu_n$ (μ_n - магнитный момент нейтрона). При этом время жизни распада (5) равно $2,6 \cdot 10^{-19}$ сек. $SU(3)$ -симметрия приводит к тому, что для малых q^2

$$V(q^2) = -q^2 R_n^2 / 6.$$

где /34/

$$R_n = (0 \pm 0,08) \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

зарядовый радиус нейтрона.

В предположении, что для оценок достаточно учесть лишь аксиальный ток J_a^Λ , а в самом J_a^Λ преобладает $G_{\Sigma\Lambda} \gamma_a \gamma_b$ соотношение Г-Т дает

$$G_{\Sigma\Lambda}^\Lambda = - \frac{G_{\pi\Sigma\Lambda} F_{\pi\nu\nu} (1 + R_{\Sigma\Lambda})}{M_\Sigma + M_\Lambda}. \quad (6.1.6)$$

Если в (6) положить вклад интегрального слагаемого $R_{\Sigma\Lambda} = 0$, то получим

$$\Gamma(\Sigma_{\Lambda_0}^-) / \Gamma_{tot}(\Sigma^-) = 1,3 \cdot 10^{-4} (G_{\pi\Sigma\Lambda} / G_{\pi NN})^2 \quad (7.1.6)$$

$$\Gamma(\Sigma_{\Lambda_0}^+) / \Gamma_{tot}(\Sigma^+) = 0,4 \cdot 10^{-4} (G_{\pi\Sigma\Lambda} / G_{\pi NN})^2$$

(Здесь учтено различие фазовых объемов и тот факт, что отношение полных вероятностей распадов Σ -гиперонов $\Gamma_{tot}(\Sigma^+) / \Gamma_{tot}(\Sigma^-) \approx 2$).

Экспериментальные значения /35/

$$\Gamma(\Sigma_{\Lambda_0}^-) / \Gamma_{tot}(\Sigma^-) = (0,75 \pm 0,28) \cdot 10^{-4} \quad (8.1.6)$$

и

$$\Gamma(\Sigma_{\Lambda_0}^+) / \Gamma_{tot}(\Sigma^+) = (0,66 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$$

находятся в соответствии с (7) по масштабу величины при $G_{\pi\Sigma\Lambda} \approx G_{\pi NN}$ однако, отношения двух чисел справа в (7) и (8), не зависящие от констант, несколько различаются.

Экспериментальные данные о спектре Λ -частиц свидетельствуют в пользу $V(0) = 0$. Однако требуется значительное увеличение статистики.

§ 7. Вопросы к физике нейтрино высоких энергий

Существующая в настоящее время теория слабых взаимодействий имеет в своем активе огромные достижения. Во всех случаях, когда от теории можно получить однозначный ответ, он совпадает с экспериментальными данными даже в тех случаях, когда от времени получения теоретического предсказания до осуществления необходимого опыта проходят годы.

Многие неясные до недавнего времени вопросы слабого взаимодействия быстро выясняются в последние годы в связи с обобщением изотопической инвариантности сильных взаимодействий на более высокие ($SU(3)$ - и ее обобщения) симметрии.

Основная часть изучавшихся явлений до последнего времени по необходимости связывалась с распадами частиц, в которых законы сохранения накладывают жесткие связи на возможные состояния, а величины передаваемых энергий и импульсов весьма ограничены. Ряд важных вопросов физики слабых взаимодействий, особенно при больших энергиях, остается пока без ответа.

Перед исследованиями с нейтрино от мощных ускорителей в 1982 году можно было сформулировать, например, такие вопросы:

1. Совпадают ли нейтрино от распада пионов и странных частиц с нейтрино от бета-распада?

2. Сохраняется ли $\mu - e$ универсальность при высоких энергиях?

3. Имеет ли место сохранение векторного тока при высоких энергиях?

4. Является ли слабое взаимодействие точечным и при высоких энергиях (промежуточные бозоны, локальность лептонного тока)?

5. Сохраняется ли лептонное число при высоких энергиях? Существуют ли наряду с процессами

$$\nu_{\ell} + n \rightarrow p + \ell^{-} \quad (1.1.7)$$

$$\bar{\nu}_{\ell} + p \rightarrow n + \ell^{+} \quad (2.1.7)$$

$$\nu_{\ell} + p \rightarrow n + \ell^{+} \quad (3.1.7)$$

$$\bar{\nu}_{\ell} + n \rightarrow p + \ell^{-} ? \quad (4.1.7)$$

6. Существует ли процесс

$$\nu_{\ell} + p \rightarrow \nu_{\ell} + p, \quad (5.1.7)$$

наличие которого говорило бы о существовании нейтральных токов в слабых взаимодействиях?

7. До каких энергий справедливы заключения первого приближения теории возмущений для процессов с нейтрино?

8. Так как при возрастающих значениях передаваемых импульсов сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами очень чувствительны к эффектам сильных взаимодействий, то

а) какие сведения о структуре адронов можно получить из экспериментов с нейтрино?

б) какие сведения об изотопической структуре и симметриях токов адронов можно получить из подобных опытов особенно при изучении таких неупругих процессов как

$$\nu_{\ell} + n \rightarrow p + \pi^0 + \ell^{-} \quad (6.1.7)$$

$$\nu_{\ell} + n \rightarrow n + \pi^+ + \ell^{-} \quad (7.1.7)$$

$$\nu_{\ell} + p \rightarrow p + \pi^+ + \ell^{-} ? \quad (8.1.7)$$

9. Какие сведения об электромагнитных свойствах нейтрино можно получить из экспериментов при высоких энергиях?

10. Существуют ли такие "диагональные процессы" слабого взаимодействия как рассеяние нейтрино на электронах

$$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e ? \quad (9.1.7)$$

§ 8. Сколько есть разных нейтрино?

Итак, нейтрино было введено при изучении бета-распада ядер. По мере обнаружения и изучения новых процессов распада частиц - впервые при распаде μ -мезонов - пришлось встретиться с другими нейтрино-подобными частицами. При первой встрече эти новые нейтрино получили было даже новое название - нейтретто. Но затем все же мнение большинства склонилось к тому, что нейтретто следует считать совпадающими с нейтрино. Создание V-A теории слабых взаимодействий привело к колоссальному прогрессу в этой области физики. Однако теория встретила с некоторыми трудностями в понимании причин отсутствия таких слабых процессов распада как

$$\mu \rightarrow e + \gamma \quad (1.1.8)$$

$$\mu \rightarrow 3e, \quad (2.1.8)$$

а также процесса превращения мюона в электрон

$$\mu + p \rightarrow e + p, \quad (3.1.8)$$

существования которых можно ожидать как эффектов второго порядка по слабому взаимодействию. Например, к процессу (1.2) должна была привести диаграмма рис. Г, в каждой из вершин которой сходятся линии четырех фермионов, происходит слабое взаимодействие. Так как V-A теория принадлежит к неперенормируемым теориям, то вклад этой диаграммы оказывается пропорциональным квадрату параметра обрезания Λ .

Наиболее подробные расчеты приведены Б.Л.Иоффе

$$w(\mu \rightarrow e + \gamma) \approx \frac{8\alpha G^4 \Lambda^4 m_{\mu}^5}{9(2\pi)^8} \left[\ln \frac{\Lambda^2}{m_{\mu}^2} \right]^2 \quad (4.1.8)$$

При этом

$$R_{\gamma} = \frac{w(\mu \rightarrow e + \gamma)}{w(\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu})} = (10^{-3} - 10^{-4}). \quad (5.1.8)$$

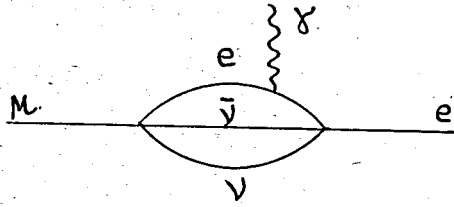


Рис. Г.

Нильссон получил /37/

$$w(\mu \rightarrow 3e) = \frac{G^4 \Lambda^4 m_\mu^5}{128 (2\pi)^7} \quad (6.1.8)$$

Близкие оценки получены при использовании теории с промежуточными бозонами.

Однако экспериментально ни один из процессов (1)–(3) не удавалось обнаружить. Последние данные /38/ говорят о том, что $R_e < 10^{-8}$.

Верхний предел для R_e

$$R_e = \frac{w(\mu^- \rightarrow p + e^- + \bar{\nu})}{w(\mu^- \rightarrow p + n + \bar{\nu})} < 2,2 \cdot 10^{-7}$$

Оставалась возможность приписать отсутствие процессов (1)–(3) свойствам слабого взаимодействия во втором порядке по G . И если бы эта точка зрения оказалась правильной, процессы (1)–(3) могли бы сыграть в физике слабых взаимодействий роль Лемб-шифта в электродинамике.

Швингер, Нишижима, Каваками, Онеда, Пати, Понтекорво, Липманов, Марков, Ли и Янг, Фейнберг указали /39/ на другую возможность понять отсутствие процессов (1)–(3), связанную с существованием двух типов нейтрино.

В течение ряда лет после создания V-A теории считалось, что нейтрино, входящее в паре с мюоном, не отличается от нейтрино, входящего с электроном. Именно в этом предположении диаграмма Г давала отличный от нуля вклад.

Если, однако, предположить, что существуют два типа нейтрино — ν_e и ν_μ , все необходимое различие которых состоит в том, что в (18.1.2) ν_e появляется в паре с e и ν_μ в паре с μ , и никогда наоборот, процессы (1)–(3) будут отсутствовать. Это связано с тем, что в правой вершине диаграммы Г должны были бы встречаться токи $(e\nu_e)$ $(e\nu_\mu)$, но по предположению ток $(e\nu_\mu) = \bar{e}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu_\mu$ не существует.

Данные о других процессах слабого взаимодействия не противоречат допущению о таком различии ν_e и ν_μ . Тогда схема распада мюона должна выглядеть так

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (7.1.8)$$

(измерение параметра Мисшеля доказывает, что $\nu_e \neq \bar{\nu}_\mu$), схемы распадов пионов:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (8.1.8)$$

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \quad (9.1.8)$$

(Отношение вероятностей доказывает $\nu_e - \nu_\mu$ универсальность) и K-мезонов:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (10.1.8)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu \quad (11.1.8)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (12.1.8)$$

$$K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \quad (13.1.8)$$

Как можно непосредственно экспериментом проверить гипотезу о том, что $\nu_e \neq \nu_\mu$?

Б. Понтекорво /39/6 и М.Шварц /40/ предложили провести эксперимент на ускорителях и показали, что это возможно сделать.

Так как основными источниками нейтрино на ускорителях являются процессы (8)–(12), то пучки нейтрино от ускорителей в основном состоят из ν_μ с малой примесью ν_e . Тогда, если существуют лишь токи $(\mu\nu_\mu)$ и $(e\nu_e)$ и отсутствуют токи $(\mu\nu_e)$ и $(e\nu_\mu)$, под действием этих нейтрино будут инициироваться реакции

$$\nu_\mu + p \rightarrow p + \mu^- \quad (14.1.8)$$

(и т. д.) с образованием мюонов, и не будут инициироваться реакции

$$\nu_\mu + p \rightarrow p + e^- \quad (15.1.8)$$

(и т. д.) с образованием электронов.

Так и должно быть, если бы не надо было учитывать эффектов сильных взаимодействий. Но мы знаем примеры процессов, когда именно одинаковый характер взаимодействия электронов и мюонов приводит к сильному различию в вероятностях распадов на пары с участием электронов и мюонов. К такому эффекту для процессов (14) и (15) приводит индуцированный псевдоскаляр, вклад которого пропорционален массе лептона (и поэтому пренебрежимо мал для процесса с испусканием электрона).

§ 9. Что можно сказать о реакциях с нейтрино без подробных сведений о форм-факторах?

Вспомним, как давался ответ на этот вопрос для $e-p$ - рассеяния. В нижайшем приближении по a сечение $e-p$ - рассеяния дается формулой Розенблута

$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_R}{(d\sigma/d\Omega)_0} = F_1^2 + \frac{q^2}{4M^2} \mu_a^2 F_2^2 + \frac{q^2}{2M^2} (F_1 + \mu_a F_2)^2 \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.1.9)$$

(F_1 и F_2 - дираковский и паулиевский форм-факторы нуклона, $(d\sigma/d\Omega)_0$ - сечение упругого рассеяния электронов на бесспиновом ядре, μ_a - аномальный магнитный момент нуклона), в которой в $(d\sigma/d\Omega)_0$ выделена известная зависимость от энергии электронов и из которой видно, что для определения двух форм-факторов $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ необходимо провести два измерения при разных энергиях и углах рассеяния, но при фиксированном q^2 . В форм-факторах Сакса

$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_R}{(d\sigma/d\Omega)_0} = \left(1 + \frac{q^2}{4M^2}\right)^{-1} \left(G_E^2 + \frac{q^2}{4M^2} G_M^2\right) + \frac{q^2}{2M^2} G_M^2 \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.1.9)$$

Выражение для дифференциального сечения бинарных нейтринных реакций

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = K(E_\nu, E_\ell) \sum_{\text{спины}} M^+ M \quad (3.1.9)$$

кроме матричных элементов

$$M = J_\alpha \bar{u}_\ell \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu$$

и

$$M^* = J_\alpha^* \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\ell$$

содержит известный кинематический фактор $K(E_\nu, E_\ell)$.

Сумма по поляризациям равна

$$\sum_{\text{спины}} M^* M = \sum_{\text{спины}} J_\alpha^* J_\alpha \text{Sp} [\hat{p}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \hat{p}_\ell \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)]$$

где при получении следа использовано приближение

$$\sum_{\text{спины}} \bar{u}_{\ell,\nu} u_{\ell,\nu} = \frac{1}{2E_{\ell,\nu}} (\hat{p}_{\ell,\nu} - m_{\ell,\nu}) = \frac{\hat{p}_{\ell,\nu}}{2E_{\ell,\nu}}$$

Она содержит

$$\text{Sp} [\] = 2 [(p_\nu p_\ell) \delta_{\alpha\beta} + \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_{\nu\gamma} p_{\ell\delta} - p_{\nu\alpha} p_{\ell\beta} - p_{\nu\beta} p_{\ell\alpha}] \quad (4.1.9)$$

Сумма по спинам от барионных токов

$$\sum_\rho J_\rho^* J_\alpha = 'A p_{1\rho} p_{2\alpha} + 'B \delta_{\alpha\rho} + 'C \epsilon_{\mu\nu\rho\alpha} p_{\mu} p_{\nu} + 'D q_\alpha q_\rho + 'E p_{\mu\alpha} q_\rho \quad (5.1.9)$$

включает скалярные коэффициенты $'A, 'B, \dots$, которые зависят только от q^2 .

В лабораторной системе

$$(p_1 p_\nu) = -E_\nu M_N$$

$$(p_2 p_\ell) = -M_N E_\nu + m_\ell^2/2,$$

так что /41/

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = K(E_\nu) [\Pi_0(q^2) + \Pi_1(q^2) E_\nu + \Pi_2(q^2) E_\nu^2], \quad (6.1.9)$$

$$q^2 = -(p_1 - p_2)^2 = +(M_N^2 + M_2^2 - 2p_1 p_2) = +(M_N^2 + M_2^2) - 2M_1 E_2.$$

Если измерить σ при трех значениях E_ν , то будут известны Π_0, Π_1 и Π_2 . Так как $\Pi_i(q^2)$ выражаются через δ (а для нуклонов через 4) форм-факторов, то в общем случае необходимы поляризационные эксперименты /42/.

Тот факт, что величины Π_i в (8) зависят только от q^2 , связан с локальностью лептонного тока. Проверка независимости Π_i от $s = -(p_1 + p_2)^2$, особенно при больших энергиях нейтрино, представляется самым подходящим /43/ способом для проверки этого своеобразного свойства полулептонных процессов.

Несколько слов об удобных кинематических переменных.

Если сопоставить процессам (13.1.2) - (15.1.2)

$$\bar{\nu}(\nu) + N \rightarrow B + \ell \quad (7.1.9)$$

импульсы $p_\nu(\bar{\nu}, \nu)$ и $p_N(N)$ в начальном и $p_B(B)$ и $p_\ell(\ell)$ в конечном состоянии, то удобнее использовать переменные Мандельштама s, t, u , причем

$$s = -(p_1 + p_\nu)^2 = -(p_2 + p_\ell)^2 = M_1^2 + 2M_1 E_\nu$$

выражается через энергию нейтрино в лабораторной системе, а

$$t = -(p_\nu - p_\ell)^2 = -(p_2 - p_1)^2 = m_\ell^2 - 2E_\nu(E_\ell - p_\ell \cos \theta_\ell) = M_1^2 + M_2^2 - 2M_1 E_2$$

выражается через лабораторную энергию бариона или через энергию, импульс и угол лептонов в лабораторной системе.

Для обсуждения распределения по углу образования тяжелой частицы θ удобно использовать переменную

$$u = M_1^2 + M_2^2 + m_\ell^2 - s - t = -(p_\ell - p_1)^2 = -(p_\nu - p_2)^2 = M_2^2 - 2E_\nu(E_2 - p_2 \cos \theta_2),$$

так что

$$s - u = M_1^2 - M_2^2 + 2M_1 E_\nu - 2E_\nu(E_2 - p_2 \cos \theta_2).$$

Дифференциальные сечения наиболее удобно представить в виде $d\sigma/dt$, а другие величины - $d\sigma/d\cos \theta_\ell$, $d\sigma/d\cos \theta_2$ и $d\sigma/dE_2$ выразить через $d\sigma/dt$.

С помощью якобианов преобразования имеем

$$\frac{d\sigma}{d\cos \theta_\ell} = \left| \frac{4M_1 E_\nu p_\ell^2}{E_\ell(2M_1 E_\nu + M_1^2 - M_2^2 + m_\ell^2) - 2m_\ell^2(E_\nu + M_1)} \right| \frac{d\sigma}{dt} \quad (8.1.8)$$

$$\frac{d\sigma}{d\cos \theta_2} = \left| \frac{4M_1 E_\nu p_\ell^2}{2(E_\nu + M_1)M_2^2 - E_2(2M_1 E_\nu + M_1^2 + M_2^2 - m_\ell^2)} \right| \frac{d\sigma}{dt} \quad (9.1.9)$$

и

$$\frac{d\sigma}{dE_2} = 2M_1 \frac{d\sigma}{dt}. \quad (10.1.9)$$

§ 10. Сечения процессов

А. Сечение процесса $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$

Как видно из проведенного ранее анализа, эффективное взаимодействие для вышеуказанной выше реакции можно представить в виде

$$H = \frac{iG}{\sqrt{2}} \langle p | F_{1V} \gamma_a + \frac{\mu}{2M} F_{2V} \sigma_{ab} \gamma_b + \lambda_A F_A \gamma_a \gamma_5 - \frac{ib}{m_\mu} F_\nu q_a \gamma_5 | n \rangle, \quad (1.1.10)$$

$$\times i \langle \mu | \gamma_a (1 + \gamma_5) | \nu \rangle,$$

где

$$\mu = \mu_p - \mu_n = 3.7, \quad \lambda_A = G_A / G_V, \quad G = G_V$$

а буквами p_n , p_p , p_μ и p_ν обозначим 4-импульсы соответствующих частиц.

С помощью (1) нетрудно получить выражение для дифференциального сечения в лабораторной системе

$$\frac{d\sigma}{d\sigma} = \frac{G^2}{2\pi^2} E_\nu^2 \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{[1 + \frac{2E_\nu}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}]^2} \{ |F_{1V}|^2 + \frac{q^2}{4M^2} (2|F_{1V} + \mu F_{2V}|^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \mu^2 F_{2V}^2) + \lambda_A^2 F_A^2 (1 + 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \frac{q^2}{4M^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}) \} \quad (2.1.10)$$

$$+ 2(F_{1V} + \mu F_{2V}) \lambda_A F_A (2 \frac{E_\nu}{M} - \frac{q^2}{2M^2}) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} +$$

$$+ (m_\mu b F_\nu)^2 \frac{q^2}{4M^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} - \frac{m_\mu}{M} (m_\mu b F_\nu) (\lambda_A F_A) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \}.$$

Если ввести инвариантные переменные s , t , и u , где \sqrt{s} - полная энергия системы, а

$$s - u = 2E_\nu(M - E_2 + p_2 \cos \theta_2),$$

можно привести (2) к виду

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G^2}{32\pi E_\nu^2} [G_0(q^2) + G_1(q^2)(s-u) + G_2(s-u)^2], \quad (3.1.10)$$

где в пренебрежении вкладом индуцированного псевдоскаляра

$$G_0 = q^2 (4F_A^2 \lambda_A^2 - 4F_{1V}^2) + q^4 (F_{1V}^2 + \frac{\mu^2}{M^2} F_{2V}^2 + \frac{4\mu}{M} F_{1V} F_{2V} + \lambda_A^2 F_A^2) - q^6 \frac{\mu^2 F_{2V}^2}{4M^2} \quad (4.1.10)$$

$$G_1 = 4q^2 (F_{1V} + \frac{\mu}{M} F_{2V}) \lambda_A F_A$$

$$G_2 = F_{1V}^2 + \lambda_A^2 F_A^2 + q^2 \frac{\mu^2 F_{2V}^2}{4M^2}.$$

В. Сечение реакции $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$

Заметим, что матричные элементы обратных реакций

$$\begin{aligned} & p + \nu_\mu \rightarrow p + \mu^- \\ & p + \mu^- \rightarrow p + \nu_\mu \end{aligned} \quad (5.1.10)$$

одинаковы в силу эрмитовости токов. При переходе к рассмотрению реакции (12.1.2) необходимо заменить $\langle \nu_\mu | j_a | \mu^- \rangle$ на $\langle \mu^+ | j_a | \bar{\nu}_\mu \rangle$. Эти токи равны ввиду СРТ-инвариантности. Единственным отличием в выражении для вероятности реакции $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ по сравнению с реакцией $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ является замена на 4-импульса p_n на $-p_p$, а p_p на $-p_n$, что приводит к замене $(s-u)$ на $-(s-u)$.

Следовательно, сечение реакции $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ равно

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G^2}{32\pi E_\nu^2} [G_0 - G_1(s-u) + G_2(s-u)^2] \quad (6.1.10)$$

с теми же $G_1(q^2)$, что и ранее для реакции $\nu + p \rightarrow p + \mu^-$. Соответственно в (2) меняется знак у слагаемого, пропорционального $\lambda_A F_A (F_{1\nu} + \mu F_{2\nu})$.

С. Эффект индуцированного псевдоскаляра

В (4) пренебрегается вкладом индуцированного псевдоскаляра. Полное выражение для дифференциального сечения (2) (в лабораторной системе) содержит $(b F_p)^2$ и интерференционный член $b F_p F_A$.

Данные из области мю-захвата (см. подробнее лекции Балашова и Лобова) приводят к оценке константы индуцированного псевдоскаляра с большой ошибкой, но они скорее не противоречат полюсологической оценке, основанной на соотношении Г-Т.

Можно предположить, что форм-фактор F_p удовлетворяет дисперсионному соотношению

$$F_p(q^2) = \frac{A}{q^2 + m_\pi^2} + \frac{1}{\pi} \int_{(2m_\pi)^2}^{\infty} \frac{d\sigma^2 \text{Im} F(-\sigma^2)}{q^2 + \sigma^2 - i\epsilon}; \quad A = 0,13 M G_A \frac{g^2}{\pi^2} \quad (7.1.10)$$

Дисперсионные соотношения для других форм-факторов имеют вид

$$F_{1\nu}(q^2) = G_V + \frac{q^2}{\pi (2m_\pi)^2} \int \frac{d\sigma^2 \text{Im} F_{1\nu}(-\sigma^2)}{q^2 + \sigma^2 - i\epsilon} \quad (8.1.10)$$

$$F_{2\nu}(q^2) = \frac{1}{\pi} \int_{(2m_\pi)^2}^{\infty} \frac{d\sigma^2 \text{Im} F_{2\nu}(-\sigma^2)}{q^2 + \sigma^2 - i\epsilon} \quad (9.1.10)$$

$$F_A(q^2) = -G_A + \frac{q^2}{\pi} \int_{(2m_\pi)^2}^{\infty} \frac{d\sigma^2 \text{Im} F_A(-\sigma^2)}{\sigma^2 (q^2 + \sigma^2 - i\epsilon)} \quad (10.1.10)$$

Теоретическая оценка по соотношению Г-Т (пренебрежение интегралом в (7)) приводит к известному значению

$$G_p = +7 G_A \quad (11.1.10)$$

(знак определяется по рассмотрению вклада $\bar{N}N$ промежуточного состояния).

Ямагучи /44/ вычислил вклад индуцированного псевдоскаляра в сечение реакций

(11.1.2) и (12.1.2). При $b=10$ и

$$F_p = F_{1\nu} = F_{2\nu} = F_A = (1 + 1,25 q^2 / M^2)^{-2}$$

$$\sigma_p \approx 0,17 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \quad (12.1.10)$$

для $E_\nu = M$. При $E_\nu \approx M$ вклад псевдоскаляра максимален. Он пренебрежимо мал для $E_\nu \ll M$, а также в асимптотической области $E_\nu \gg M$.

Величина сечения увеличивается почти на порядок, если увеличить G_p втрое до $G_p = 25 G_A$, так как интерференция псевдоскаляра с аксиалом мала. Более правильным было бы представить F_p в виде

$$F_p \approx (1 + q^2 / m_\pi^2)^{-1}$$

что уменьшает вклад псевдоскаляра /45/.

Д. Несколько замечаний о сечениях

1. При фиксированном значении q^2 величины G_1 в (8) фиксированы. При $E_\nu \rightarrow \infty$ главная зависимость от энергии содержится в слагаемом, пропорциональном $(s-u)^2 / s-u = E_\nu /$. Поэтому

$$\sigma_\infty(\nu) = \sigma_\infty(\bar{\nu}) \quad \text{при } E_\nu \rightarrow \infty$$

и при справедливости (12)

$$\sigma_\infty = 7 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2$$

2. Если пренебречь вкладом интерференции псевдоскаляра с аксиалом, то выражение для

$$\frac{d\sigma(\nu n)}{d\Omega} + \frac{d\sigma(\bar{\nu} p)}{d\Omega}$$

дается суммой положительных вкладов от различных форм-факторов (см. (2)). Тогда оказывается справедливым неравенство

$$\frac{d\sigma(\nu n)}{d\Omega} + \frac{d\sigma(\bar{\nu} p)}{d\Omega} \geq \frac{G^2 E_\nu^2}{2\pi^2} \frac{\cos^2 \theta / 2}{[1 + \frac{2E_\nu \sin^2 \theta}{M}]^2} \quad (13.1.10)$$

$$\times \left\{ |F_{1\nu}|^2 + \frac{q^2}{4M^2} (2|F_{1\nu} + \mu F_{2\nu}|^2 \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \mu^2 F_{2\nu}^2) \right\}$$

С учетом СВТ выражение справа может быть вычислено при известных электромагнитных форм-факторах нуклонов.

Проверка выполнения этого неравенства при больших q^2 представляет интерес. Отметим, что именно векторные форм-факторы и в особенности $F_{2\nu}$ дают значительную долю вклада в сечении.

Неравенство (13) для полных сечений процессов позволяет указать нижний предел ожидаемых случаев, не зависящий от неопределенностей связанных с отсутствием сведений об аксиальном и псевдоскалярном форм-факторах.

3. В пренебрежении массой лептона:

а) в направлении вперед при произвольных энергиях нейтрино

$$d\sigma(\nu) = d\sigma(\bar{\nu}) = (2\pi)^{-1} [|G_V|^2 + |G_A|^2] dq^2; \quad (14.1.10)$$

б) в пределе малых энергий $E_\nu \rightarrow 0$, максимальное значение q^2 равно $\approx 4E_\nu^2 \rightarrow 0$. В нижайшем порядке по E_ν

$$d\sigma(\nu) = d\sigma(\bar{\nu}) = (2\pi)^{-1} [|G_V|^2 (1 + \cos\theta) + |G_A|^2 (3 - \cos\theta)] d(\cos\theta) E_\nu^2. \quad (15.1.10)$$

4. Из сравнения (3) и (6) видно, что определение разности $d\sigma(\nu) - d\sigma(\bar{\nu})$ позволяет прямо определить $F_A(q^2)$ вместе со знаком, если учесть СВТ. С ростом энергии E_ν , когда

$$d\sigma(\nu) \rightarrow d\sigma(\bar{\nu}),$$

подобный анализ будет требовать все большей точности. Расчеты Ямагучи, Ли и Янга, Гатто и Кабиббо показывают, что при энергии $E_\nu \approx 1$ Гэв

$$d\sigma(\nu) \approx 1/3 d\sigma(\bar{\nu}).$$

Е. Процессы образования пионов

В проведенных к настоящему времени исследованиях с нейтрино высоких энергий выявилась значительная роль т.н. "неупругих" процессов, когда в конечном состоянии находятся три частицы. Примерами таких реакций являются

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow p + \pi^+ + \ell^+ \quad (16.1.10)$$

$$\nu_\ell + n \rightarrow n + \pi^+ + \ell^- \quad (17.1.10)$$

$$\nu_\ell + n \rightarrow p + \pi^0 + \ell^- \quad (18.1.10)$$

Эти процессы обсуждали Белл и Берман^{/46/}, Нгуен Ван Хьеу^{/47/}, Домбей^{/48/} и Денне-ри^{/49/}, но без подробных расчетов.

Число форм-факторов в токе адронов возрастает до 6 для J_a^V и до 8-для J_a^A , а сами инвариантные функции зависят от двух кинематических переменных как амплитуды обычных бинарных реакций между адронами.

Интересными являются изотопические соотношения для реакций (16)-(18). Чтобы получить их, учтем, что ток J_a преобразуется как изовектор. Введя шпуршон $\vec{S}_1 (I=1)$, нетрудно убедиться, что можно построить два независимых матричных элемента

$$M_1 = \lambda_1 i \vec{S}_1 \vec{N} (\vec{r} \times \vec{\pi})_1 N \quad (19.1.10)$$

и

$$M_2 = \lambda_2 \vec{S}_1 \vec{\pi}_1 \vec{N} N. \quad (20.1.10)$$

Тогда

$$M_{16} : M_{16} : M_{17} = (\lambda_2 - \lambda_1) : (\lambda_1 + \lambda_2) : \sqrt{2} \lambda_1,$$

откуда для вероятностей оказывается справедливым неравенство

$$R_{16} + R_{16} > R_{17},$$

которое должно выполняться для всех энергий и передаваемых импульсов. Так как J_a преобразуется как изовектор, амплитуды реакций (16)-(18) имеют изоструктуру, аналогичную структуре амплитуд пион-нуклонного рассеяния.

В процессах рождения пионов большую роль играет образование пион-нуклонных (и других) резонансов. Весьма интересной целью экспериментального изучения процессов (16)-(18) является распространение экспериментов Хофштадтера на аксиальные форм-факторы изобар.

Рассмотрение процессов с образованием $1/2^+$ и $1/2^-$ изобар проводится вполне аналогично теории реакций (11.1.2)-(15.1.2).

Для процесса /50,51/

$$\nu_\mu + N \rightarrow \Delta + \mu \quad (21.1.10)$$

продольность нейтрино приводит к эффективному матричному элементу вида

$$H_{\text{эфф}} = J_a^j j_a^j,$$

где

$$j_a^j = \bar{\mu} \gamma_a (1 + \gamma_5) \nu.$$

Для построения общего вида J_a учтем, что $\Delta(3/2^+)$ описывается четырьмя спинорными величинами $\Delta_a (a=1, \dots, 4)$, удовлетворяющими в формализме Рариты-Швингера условиям

$$\gamma^a \Delta_a = 0, \quad k_a \Delta_a = 0, \quad (22.1.10)$$

где $k - 4$ - импульс Δ .

Представив J_a в виде $J_a = J_a^V + J_a^A$, получим

$$J_a^V = \Delta_\beta(k) \{ a_1 \delta_{\alpha\beta} + q_\beta \Sigma^{-1} (i a_2 \gamma_\alpha + i a_3 \Sigma^{-1} \sigma_{\alpha\lambda} q_\lambda + a_4 \Sigma^{-1} q_\alpha) \gamma_s N(p) \} \quad (23.1.10)$$

$$J_a^A = \Delta_\beta(k) \{ b_1 \delta_{\alpha\beta} + q_\beta \Sigma^{-1} (i b_2 \gamma_\alpha + b_3 \Sigma^{-1} (p+k)_\alpha + b_4 \Sigma^{-1} q_\alpha) \} N(p). \quad (24.1.10)$$

Здесь $\Sigma = M + M^*$, M и M^* - массы нуклона и резонанса, а через q обозначена разность 4-импульсов нуклона (p) и резонанса $q = p - k$.

Появление более высоких, чем в случае реакций (11.1.2) - (15.1.2), степеней q_α в выражениях для токов адронов (23) и (24), связанное со спином резонанса, приводит, при одинаковых предположениях о зависимости форм-факторов от q^2 , к более резкой зависимости сечений реакций (21) от энергии. Векторные форм-факторы a связаны СВТ с форм-факторами электророждения резонанса. Новая информация при коллективном исследовании как раз и связана с аксиальными форм-факторами b_i .

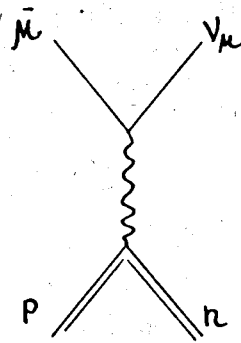
При объединении изобар в один сверхмультиплет с нуклонами (в рамках $SU(6)$ - симметрии и ее сообщений) оказывается возможным довести рассмотрение до чисел $^{52/}$. Проверка этих заключений в будущих экспериментах с нейтрино на водороде представляет значительный интерес.

§ 11. Не надо ли уже изменить теорию?

Можно допустить, что токхток схема слабого взаимодействия является "статическим" пределом теории, в которой каждый из токов взаимодействует друг с другом путем обмена тяжелой частицей в промежуточном состоянии.

Имеются две возможности обобщить четырехфермионное взаимодействие, например, $(\nu_\mu, \mu)(p, r)$ введением промежуточного бозона. Если такой бозон ввести между токами (ν_μ, μ) и (p, r) в соответствии с диаграммой (рис. Д), то такая частица оказывается:

- 1) заряженной, что соответствует заряженности слабых токов;
- 2) векторной, что приводит в пределе к $V-A$ взаимодействию. При этом W -пропатору соответствует множитель $(\delta_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}) \times (M^2 + q^2 - i\epsilon)$, лептонной вершине - $ig\gamma_\rho(1+\gamma_5)$, векторному току с барионами (адронами) - igJ_ρ , а лептонному пропатору - обычный множитель $(ip + m)^{-1}$.



Р и с. Д.

Использование представления о W -мезонах $^{53/}$ позволяет не только рассматривать теорию слабых взаимодействий вполне аналогично другим теориям поля с взаимодействием юкавского вида, но и заменить заключение обычной теории (см. ниже) о безграничном возрастании с ростом энергии сечения, например, рассеяния электронов лептонами на вывод о стремлении сечений при $E_\nu \rightarrow \infty$ к постоянному значению

$$\sigma(\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e) \rightarrow \text{Const}(E_\nu \rightarrow \infty).$$

Теория сохраняет свойство локальности лептонного тока, но остается перенормируемой.

Можно представить и другой способ введения промежуточного бозона несколько необычного вида - обладающего барионным и лептонным числом. Для этого необходимо рассматривать, например, $(\nu_\mu, \mu)(p, r)$ взаимодействие как "статический" предел взаимодействия тока (ν, μ) с током (p, μ) , которые обмениваются тяжелым (нейтральным) баролептоном B (в терминологии Л.Б.Окуня). Для описания процесса $\mu \rightarrow e$ распада (и других лептонных процессов) необходимо ввести другой бозон - без барионного числа, но с лептонным числом. Теория с участием подобных B мезонов рассматривалась с 1936 года (Венпель $^{54/}$, Зельдович $^{55/}$, Киношита, Танигава, Ватанабе $^{56/}$, Окунь $^{57/}$).

B - мезоны оказываются:

- 1) скалярными, что при конечной массе мезона приводит к перенормируемым теориям;
- 2) нейтральными и заряженными.

Ввиду необходимости вводить несколько типов мезонов теория с V -мезоном называется "неэкономной". Необходимость введения нейтральных V -мезонов приводит к появлению в теории нейтральных токов, вклад которых (при использовании соотношений Фирца) исчезает лишь в статическом приближении. Это обстоятельство создает некоторые трудности с запретом таких распадов как $K^+ \rightarrow \pi^+ e^- e^+$. Отсутствие до сих пор данных о процессах рассеяния нейтрино на нейтронах и антинейтрино на протонах оставляет возможность для таких нейтральных токов. V -мезоны не приводят, как нетрудно видеть, к процессу рассеяния нейтрино протонами, отсутствие которого подтверждается экспериментальными данными.

В теории с V -мезонами векторный ток сохраняется приближенно лишь при малых значениях передаваемых импульсов. Слабое взаимодействие перестает быть локальным по лептонному току.

Существование баролептонов должно привести к появлению узких резонансов в реакциях вида (11.1.2) - (12.1.2), а также при упругом рассеянии электронов протонами. Эксперименты не указывают на существование таких резонансов в рассеянии электронов. Хотя вся схема с баролептонами не вызывает особых симпатий, прямым экспериментом с электронами все же очень трудно исключить существование резонанса с шириной в доли эв.

С точки зрения сегодняшнего дня наиболее целесообразно рассматривать схему с V -мезонами как модель, которая показывает, как могли бы быть изменены предсказания современной теории слабых взаимодействий.

Ввиду отсутствия распада K -мезона



уже при введении векторного мезона его масса должна быть больше 500 Мэв.

Экспериментально изученный вид β -спектра обычного бета-распада требует, чтобы масса скалярного баролептона превышала 2300 м.

Рассмотрим более подробно, какие изменения вносятся в теорию при переходе к векторным W -мезонам.

Для объяснения бета-распада, μ -захвата, бета-распада Λ гиперона и $\mu \rightarrow e$ распада необходимо постулировать существование взаимодействий

- (а) $n \rightarrow p + W^-$ с константой взаимодействия g_1
- (б) $\Lambda \rightarrow p + W^-$ с константой взаимодействия g_2
- (в) $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ с константой взаимодействия g_3
- (г) $W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ с константой взаимодействия g_4 .

Матричные элементы процессов

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1.11) \quad M_1 = g_1 g_3$$

$$\bar{\mu} + p \rightarrow n + \nu_\mu \quad (2.1.11) \quad M_2 = g_1 g_4$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.1.11) \quad M_3 = g_3 g_4$$

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.1.11) \quad M_4 = g_2 g_3$$

Первые три матричных элемента почти равны. Следовательно,

$$g_1 g_3 \approx g_1 g_4 \approx g_3 g_4, \quad g_1 = g_2 \approx g_4 \approx g. \quad (5.1.11)$$

Из-за замедленности распада странных частиц

$$g_2 \approx 1/3 g. \quad (6.1.11)$$

Матричным элементам процессов (1)-(4) соответствует диаграмма (рис. Д).

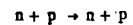
В соответствии с ранее приведенными правилами

$$M = \frac{g^2}{M_W^2 + q^2} \bar{u}_p \gamma_\alpha (1 + a \gamma_5 + \dots) u_n \bar{\nu}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e$$

Так как теория с векторным мезоном при нулевом передаваемом импульсе переходит в обычную четырехфермионную теорию, то

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{M_W^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{10^{-5}}{M_p^2}. \quad (7.1.11)$$

Остановимся несколько на этом соотношении. Прежде всего видно, что, если универсальная теория Ферми является статическим пределом теории с промежуточными бозонами, константа слабого взаимодействия G должна быть положительной. Экспериментальная проверка этого утверждения, например, по знаку амплитуды, нарушающей четность в процессах



чрезвычайно важна. Отрицательный знак G "закрывает" любую схему с промежуточными бозонами. Осуществленные недавно эксперименты по определению вклада ядерных сил, не сохраняющих четность /58/, свидетельствуют в пользу положительности G , если только ядерная физика не приготовила нам здесь "сюрприз" (см. лекцию И.С.Шапиро).

Я.Б.Зельдович указал на интересную возможность "довести до предела" аналогию с электродинамикой, положив g^2 равной $e^2 = 1/137$. Однако до сих пор не ясно,

имеются ли физические основания ожидать для частицы с полуслабым и электромагнитным взаимодействием массы покоя, превышающей массу покоя барионов. Хотя загадка массы мю-мезонов до сих пор ждет своего разрешения, успех массовых формул в унитарной симметрии скорее говорит за то, что мы "понимаем" происхождение масс частиц. Тогда надеждой сторонников тяжелых бозонов является неперенормируемость теории электромагнитных взаимодействий для векторных частиц.

Вероятности лептонных распадов векторных мезонов равны друг другу в силу $\mu \rightarrow e$ универсальности, причем

$$w(W \rightarrow \mu + \nu_\mu) = w(W \rightarrow e + \nu_e) = g^2 M_W / 6\sqrt{2} \pi \quad (8.1.11)$$

и при $g = 1/5000$.

$$\tau(W) < 10^{-17} \text{ сек.}$$

Рассмотрим теперь, как изменяются формулы для матричных элементов. Для $M_{1,2,4}$ имеем

$$M = \frac{g^2}{M_W^2} J_\mu (\delta_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_W^2) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) (1 + q^2 / M_W^2)^{-1}, \quad (8.1.11)$$

где J_μ - знакомое нам выражение для тока барионов

$$\frac{G_V}{\sqrt{2}} J_\mu = \gamma_\mu (g_V + g_A \gamma_5) + i(p_1 + p_2)_\mu (f_V + f_A \gamma_5) + i(p_1 - p_2)_\mu (h_V + h_A \gamma_5).$$

Определим новый ток

$$\frac{G_V}{\sqrt{2}} R_\mu = \gamma_\mu (g'_V + g'_A \gamma_5) + i(p_1 + p_2)_\mu (f'_V + f'_A \gamma_5) + i(p_1 - p_2)_\mu (h'_V + h'_A \gamma_5) \quad (10.1.11)$$

так, что для всех значений q^2

$$M = \frac{G_V}{\sqrt{2}} R_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5),$$

$$R_\nu = J_\nu (\delta_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_W^2) (1 + q^2 / M_W^2)^{-1}.$$

Если воспользоваться уравнением Дирака, то новые форм-факторы оказываются связанными со старыми соотношениями

$$(g'_V, g'_A, f'_V, f'_A) = (g_V, g_A, f_V, f_A) (1 + q^2 / M_W^2)^{-1}.$$

$$h'_V = h_V + [2(m_1 - m_2) g_V + (m_1^2 - m_2^2) f_V] (M_W^2 + q^2)^{-1} \quad (11.1.11)$$

$$h'_A = h_A + [(m_1 + m_2) g_A + (m_1^2 - m_2^2) f_A] (M_W^2 + q^2)^{-1}.$$

Интересно отметить, что максимальному изменению подвергается индуцированный псевдоскаляр. Однако изменение

$$\Delta h' = h'_A - h_A = \frac{2M_N g_A}{q^2 + M_W^2} \quad (12.1.11)$$

мало по сравнению со значением, предсказываемым соотношением $\Gamma h^{\text{IT}} = \frac{2M_N g_A}{m_\pi^2 + q^2}$. Отметим также, что дополнительные слагаемые в h'_V и h'_A исчезают практически для бета-распада нейтрона, когда разностью масс барионов можно пренебречь. Существенное отличие новых форм-факторов g'_V, g'_A, f'_V, f'_A от старых g_V, g_A, f_V, f_A имеет место при $-q^2 = M_W^2$. Различие $h'_V - h_V$ исчезает для процессов (4) в пределе точной унитарной симметрии, когда разностью масс барионов в начальном состоянии m_1 и конечном m_2 можно пренебречь.

§ 12. Как можно пытаться найти промежуточные бозоны?

Мы видели, что теория с промежуточными бозонами при немалых передаваемых импульсах заметно отличается от теории без W -бозонов.

Если векторные мезоны существуют, они должны рождаться в кулоновском поле ядер в результате процессов, которым соответствуют приведенные ниже диаграммы (рис. Е),

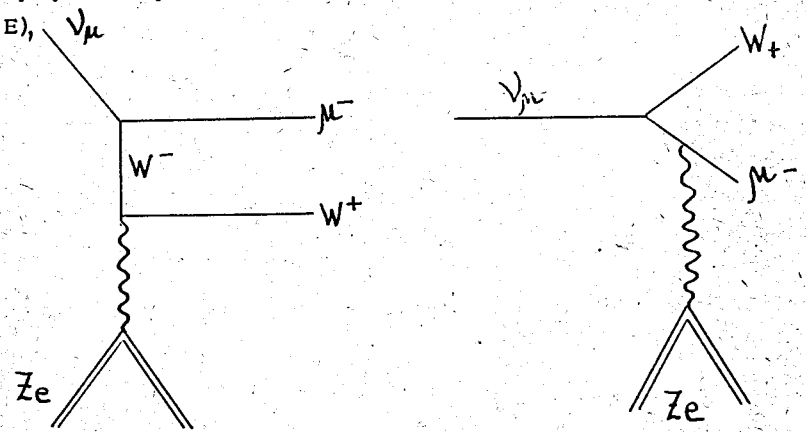


Рис. Е.
из которых вторая играет более важную роль.

Впервые оценки величин сечения этого процесса были даны Понтехорво и Риндья-
/58/6/. Наиболее полная теория развита Геленом /59/.

Вблизи порога E_0 процесс, в основном, некогерентен и сечение равно

$$\sigma = A (E_\nu - E_0)^{1/2}, \quad (1.1.12)$$

где E_ν - энергия нейтрино, а A зависит от массы M_W . Значения A для неко-
торых величин M_W приведены в таблице (E_ν и E_0 - в Гэв).

M_W	Гэв/ c^2	0,9	1,2	1,8	3,0
A	(10^{-40} см^2)	710	117	8,4	0,34

При $E_\nu \gg E_0$ процесс когерентен и сечение имеет вид

$$\sigma = \frac{z^2 \alpha^2 G}{4\pi \sqrt{2}} \left\{ \frac{2}{3} \ln^3 \beta + \frac{61}{6} \ln^2 \beta + \dots \right\}, \quad (2.1.12)$$

где $\alpha = 1/137$, z - заряд ядра, $\beta = 2E_\nu / RM_W^2$, $R = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см - радиус ядра.

Так как образующийся W -бозон за время $< 10^{-17}$ сек будет претерпевать
лептонный распад, о появлении W можно судить по образованию $(\mu^- \mu^+)$, (μe) или
 $(e^+ - e^-)$ пар, возникающих в результате взаимодействия нейтрино с ядрами.

Ввиду того, что W и рождающийся с ним мюон (μ_1) имеют небольшую отно-
сительную энергию, а мюон μ_2 , возникающий при распаде W , уносит почти по-
ловину массы M_W , энергия μ_2 должна быть заметно больше энергии μ_1 . Напом-
ним, что в силу сохранения лептонного числа, когда на ядро падают мю-нейтрино, μ_1
стригательно заряжен.

Рассмотренный выше процесс является, конечно, не единственным, где возможно
обнаружить образование W -бозонов. Однако в процессах сильного взаимодействия
надежной идентификации будет мешать "физический фон" других процессов, которые
приводят к образованию лептонных пар без участия промежуточного бозона. Отметим
интересную возможность наблюдать W^+ -мезон в процессе (Бернштейн, Марков,
Пиччиони)

$$p + p \rightarrow d + W^+. \quad (3.1.12)$$

"Физическим фоном" к возможному процессу образования с помощью нейтрино W -бозо-
на с последующим $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ распадом является процесс непосредственного образования
 $\mu^+ - \mu^-$ -пар в кулоновском поле ядра. Такой процесс можно ожидать как проявление

процесса рассеяния мю-нейтрино на мюонах. В кулоновском поле ядра может происхо-
дить связанный с ним переход

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + \mu + \bar{\mu},$$

а один из заряженных лептонов обменивается фотоном с ядром (см. рис. Ж).

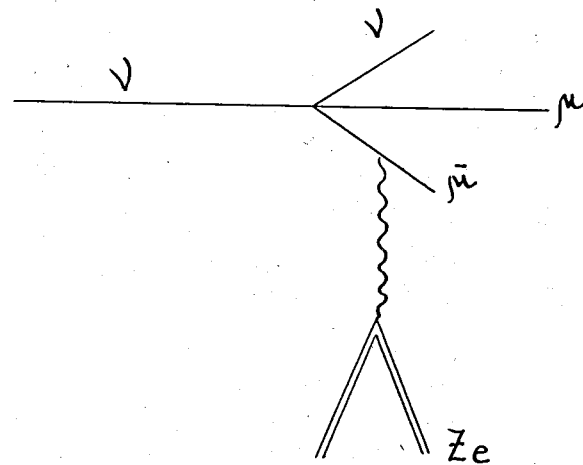


Рис. Ж.

Процесс, в котором γ -квант заменяется на нейтральный пион, невозможен ввиду
отсутствия нейтральных токов.

Сечение процесса

$$\nu_\mu + z \rightarrow z + \nu_\mu + \mu^- + \mu^+ \quad (4.1.12)$$

вдали от порога имеет вид

$$\sigma = \frac{5}{54\pi^2} z^2 \alpha^2 G^2 E q_0 \ln \frac{E q_0}{m_\mu^2}, \quad (5.1.12)$$

где форм-фактор ядра

$$F(q^2) = (1 + q^2/q_0^2)^{-2}$$

$q_0 = \sqrt{20}/R$, а R - радиус ядра. При энергии $E_\nu = 2$ Гэв на ядре свинца
 $\sigma = 10^{-42} \text{ см}^2$.

Изучение процесса (4) представляет самостоятельный интерес с точки зрения
обнаружения процессов, обязанных "диагональному взаимодействию" токов $(\nu_\mu - \mu)(\nu_\mu - \mu)$.

Как заметил Л.Б. Окунь, /59/a при количественном изучении этого процесса целесообразно сравнивать процесс (4) с процессом

$$\nu_{\mu}^{+} + z + z + \nu_{e}^{+} + e^{-} + \mu^{-}, \quad (6.1.12)$$

который является непосредственным следствием существования процесса распада мюона $\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \nu_{e} + \nu_{\mu}$.

В рамках ток х ток теории слабого взаимодействия слабая вершина в процессах (4) и (6) одна и та же. В отношении сечений процессов (4) и (6) будет сильно уменьшено влияние неопределенности в спектре нейтрино и форм-факторе ядра.

Отметим тут же, что одним из возможных (но очень трудных) путей обнаружения рассеяния эль-нейтрино на электронах с пучком нейтрино от ускорителей является обнаружение и исследование процесса образования $e^{+} e^{-}$ -пар в кулоновском поле ядра. Нейтральные пионы в промежуточном состоянии опять не должны давать вклада. Конечно, само обнаружение этого процесса сильно затруднено малой долей ν_{e} в нейтринных пучках от ускорителей, сложностью идентификации и, не в последнюю очередь, малостью сечения процесса. Но и другие обсуждавшиеся подходы к обнаружению $\nu_{e} - e$ рассеяния не принадлежат к простым экспериментам.

II. ЭКСПЕРИМЕНТ С НЕЙТРИНО НА УСКОРИТЕЛЯХ

§ 1. Трудности, возникающие при проведении нейтринных экспериментов на ускорителях

Экспериментальное изучение взаимодействия нейтрино с веществом не простое дело. При планировании нейтринных экспериментов самые оптимистические оценки потоков нейтрино, которые могли быть получены на ускорителях Брукхэвена и ЦЕРНа, давали один случай взаимодействия нейтрино с веществом в день на одну тонну детектора /60/.

Для того, чтобы стало возможным проведение количественного изучения взаимодействия нейтрино, предполагаемый детектор должен содержать как можно больше вещества. В то же время он должен обеспечить хорошее пространственное разрешение, иметь порядка 1 мксек время чувствительности, чтобы уменьшить фон от космических лучей, и, наконец, быть управляемым от спцинтилляционных счетчиков, которые обеспечивают предварительный отбор событий. Этим требованиям полностью удовлетворяли искровые камеры, которые к тому времени только начинали использовать в физических экспериментах. При достаточно большом числе искровых промежутков траектория частицы может быть определена с высокой точностью.

Сложным вопросом является создание необходимой защиты детектора от частиц, получаемых на ускорителе, в первую очередь, от μ -мезонов. Например, только 25 метров железа поглощают мюоны с энергией 28-30 Гэв, т.е., грубо говоря, необходимо иметь в "лобовой" защите столько метров железа, сколько энергии в Гэв'ах имеет выведенный протонный пучок, используемый в эксперименте. Защита в таких опытах превышает вес ускорителя. При проведении ЦЕРНовского нейтринного эксперимента было использовано 6000 тонн железа и 3000 тонн бетона. Любопытно отметить, что 5000 тонн стальных болванок временно дала Швейцария из своего государственного резерва.

§ 2. Брукхэвенский нейтринный эксперимент 1962 г.

В 1962 году в Брукхэвене был проведен эксперимент на протонном синхротроне по обнаружению взаимодействия нейтрино высокой энергии с веществом /61-63/.

На рис. 2 представлено расположение экспериментальной аппаратуры в этом опыте. Нейтринный "пучок" получался от распада валету пионов и каонов. Мезоны образовывались при бомбардировке бериллиевой мишени размером - 75 мм протонным пучком ($E_p = 15$ Гэв). Мишень располагалась внутри камеры ускорителя. Интенсивность пучка составляла $(2-4) \cdot 10^{11}$ протонов в импульсе.

В основном все нейтрино получают от распада π - и K -мезонов на мюон и мюонное нейтрино в процессах (8.1.8) и (10.1.8). Вклад в нейтринные потоки вносят также такие распады как (11.1.8) и (12.1.8). В нейтринном пучке при энергии ускоренных протонов до 15 Гэв энергетический спектр нейтрино такой, что число нейтрино с энергией 2 Гэв от распада π -мезонов уменьшается больше, чем в 10 раз по сравнению с нейтрино, имеющими $E_{\nu} = 1$ Гэв. Нейтрино больших энергий получают в основном от распада K -мезонов.

Нейтринные взаимодействия регистрировались искровой камерой, расположенной на расстоянии 21 метр от мишени. Искровая камера была окружена защитой из железа и бетона. Толщина защиты из железа по направлению пучка составляла 13,5 метров. На рис. 3 представлена использованная в эксперименте установка, которая состояла из 10 отдельных искровых камер общим весом 10 тонн. Каждая искровая камера имела 9 Al пластина размером $120 \times 120 \times 2,5$ см³, разделенных промежутками в 10 мм из органического стекла. На рис. 3 видно расположение счетчиков А, запускающих систему импульсного питания искровых камер. Сброс пучка протонов на мишень происходил в течение 25 мксек. Структура пучка была такой, что "сгустки частиц" длительностью 20 нсек шли через 220 нсек. При срабатывании любой пары

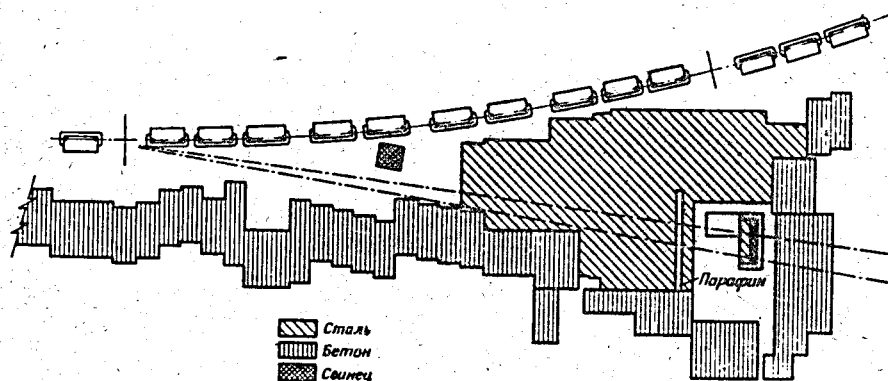


Рис. 2.

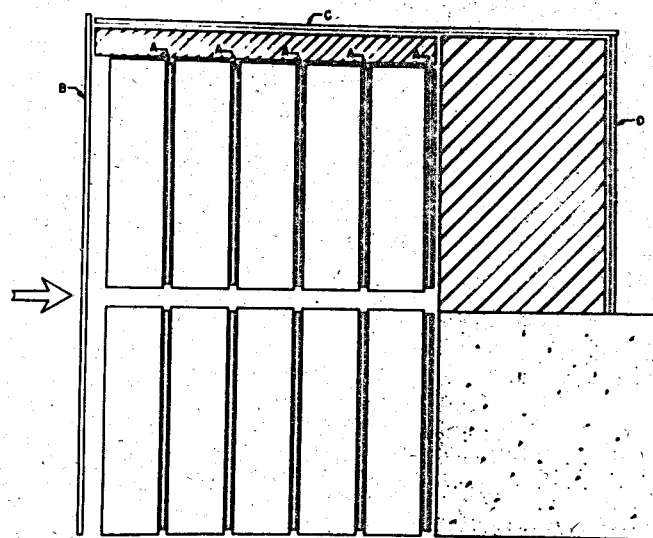


Рис. 3.

спинтилляционных счетчиков вырабатывался импульс. Если этот импульс совпадал по времени со "сгустком частиц" и если отсутствовали импульсы от спинтилляционных счетчиков, расположенных спереди и сзади установки по направлению пучка, а также сверху. (В, С, D), то вырабатывается импульс, управляющий работой искровой камер. Использование структуры пучка позволило уменьшить фон от космических лучей и уменьшить число "запусков" установки от медленных нейтронов. Эксперимент продолжался 800 часов^{/84а/}. При обработке полученных с искровой камеры фотографий использовался ряд критериев для того, чтобы надежно выделить случаи, соответствующие упругим реакциям^{х)}. Было получено 34 одиночных длинных трека, интерпретированных как вызванные мюонами, имеющими импульс больше 300 Мэв/с. Среди этих случаев только (5±1) могут быть вызваны космическими лучами. Для того чтобы убедиться, что в случае появления электрона он был бы надежно выделен по созданному им ливню, была произведена калибровка искровой камеры на электронном пучке. После использования результатов калибровки остался только один неясный случай, который мог быть идентифицирован как электрон.

Исходя из того, что не было обнаружено ни одного надежно зарегистрированного случая образования электрона, авторы сделали вывод, что электронное и мюонное нейтрино - разные частицы. Небольшая статистика мюонных случаев (29±1) и наличие 8 "электронных кандидатов" оставляли место для менее красочной интерпретации. Так как и при $\nu_e = \nu_\mu$ псевдоскалярное взаимодействие приводит эффективно к образованию только мюонов, заключение о $\nu_e \neq \nu_\mu$ в большой степени зависело от пренебрежения псевдоскалярном. Увеличение константы b в три раза по сравнению с оценкой по Г-Т позволяло получить наблюдавшееся преобладание мюонных случаев над электронными кандидатами. (Требовалось увеличение b не противоречило данным из области μ -захвата)^{/84б,в/}.

В пучке нейтрино эксперимента 1962 года содержалось примерно равное число ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$.

Неравенство (13.1.10) для полных сечений приводило к важному заключению о том, что при $\nu_e = \nu_\mu$ ожидавшееся число электронов должно было превышать 12 (+4). Так как число кандидатов в электроны не превышало 6 и не было найдено ни одного надежного электронного случая, СВТ помогало сделать вывод о различии ν_e и ν_μ .

Эксперимент, выполненный Данби и др., начал эру изучения взаимодействия нейтрино на ускорителях. В этом эксперименте впервые на ускорителе было измерено сечение $\approx 10^{-38}$ см².

х) Критерии отбора μ -мезонов от других частиц будут рассмотрены при обсуждении результатов, полученных в ЦЕРНе.

§ 3. ЦЕРНОВСКИЙ НЕЙТРИННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ 1963-1964 Г.Г.

В 1963 году были опубликованы предварительные результаты нейтринного эксперимента, проведенного в ЦЕРНе. Было получено большое количество случаев взаимодействия нейтрино с веществом, обработка которых дала очень интересные результаты /65-67/. На рис. 4 представлено расположение экспериментальной аппаратуры. Успешному проведению в ЦЕРНе нейтринного эксперимента предшествовало осуществление большой программы подготовки:

1. Вывод почти 100% протонного пучка из ускорителя.
2. Создание очень эффективной системы фокусировки вторичных частиц, образованных в мишени.
3. Использование в качестве детектора нейтринных взаимодействий пузырьковой камеры в магнитном поле и искровой камеры, содержащей в одной из частей установки магнитное поле.

А. Устройства, обеспечившие повышение нейтринных потоков

Если сравнить образование пионов и каонов на внутренней и на внешней мишенях протонного синхротрона, то преимущества второго способа бесспорны. Кроме того, выведенный протонный пучок можно формировать до малого размера и затем, применяя длинную мишень, эффективно использовать протонный пучок.

В ЦЕРНе был разработан и осуществлен метод вывода протонного пучка из протонного синхротрона /60/. Из ускорителя выведено около 95% ускоренных протонов. Длительность выведенного пучка составляла ~ 2 мксек. Выведенный протонный пучок фокусировался квадрупольными линзами и на мишени его размер, в пределах которого находилось более чем 90% интенсивности всего пучка, составлял 0,8 мм в горизонтальном направлении и 1,3 мм - в вертикальном. Стабильность системы вывода пучка и тракта, формирующего пучок, позволяет 98% выведенных ступков частиц пропускать через отверстие диаметром 2,5 мм в спинтилирующем экране, расположенном перед мишенью и служащем для контроля за пучком.

Для фокусировки полученных пионов и каонов использовалась специальная система, которая называется "магнитный рог" (horn) /68/. Протонный пучок попадает на мишень диаметром 4 мм и длиной 250 мм. Пионы и каоны, выходящие из мишени под углом больше $1,5^\circ$, попадают в магнитное поле "рога" и фокусируются в направлении детектора. Эффективность работы "магнитного рога" видна из рисунка 5.

В момент вывода протонного пучка из ускорителя ток "магнитного рога" составляет 300 ка. Использование "магнитного рога" позволило поднять интенсивность образующихся нейтрино более чем в десять раз.

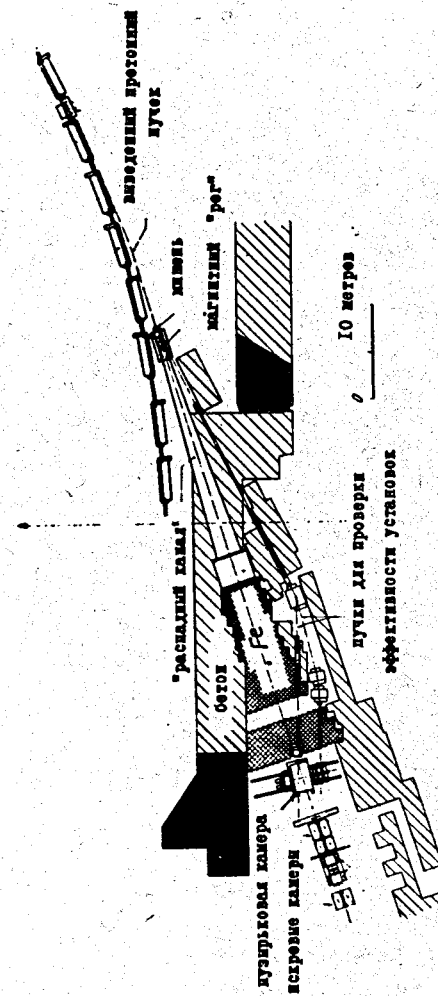


Рис. 4.

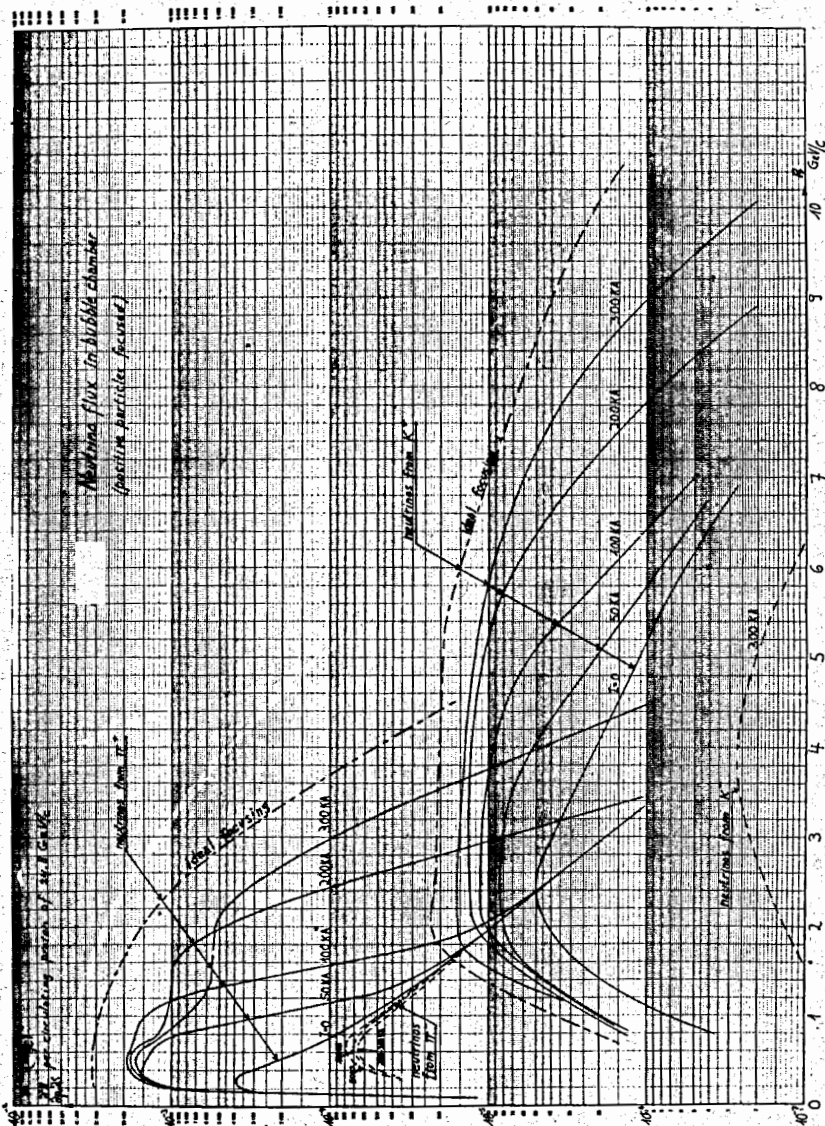


Рис. 5.

Большие экспериментальные возможности дает "магнитный рог" еще потому, что при пропускании через него тока в одном направлении он фокусирует частицы одного знака и дефокусирует частицы противоположного знака. Это обстоятельство позволяет иметь чистые пучки ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$. Из-за того что "магнитный рог" фокусирует и дефокусирует только частицы, вылетающие под углами больше $1,5^{\circ}$, имеется примесь от нейтрино, образующихся из частиц, летящих в конусе $1,5^{\circ}$. Эта примесь составляет менее 3%^{1/89/}. На рис. 6 приведена фотография "магнитного рога".

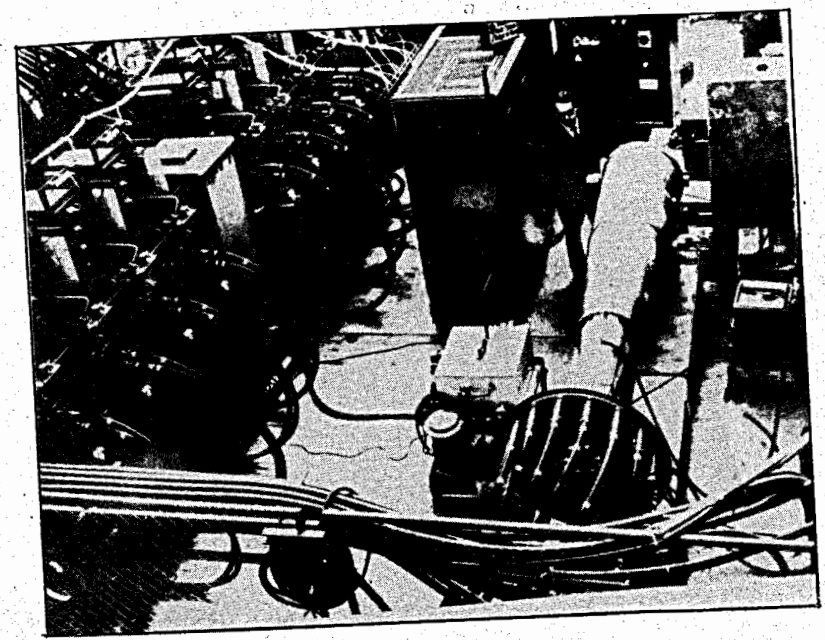


Рис. 6.

Б. Искровые камеры ЦЕРНа и система управления установкой

Для изучения взаимодействий, вызванных нейтрино, использовались пузырьковая камера, наполненная фреоном, и многотонная искровая камера. Искровая камера состояла из отдельных модулей. Каждый модуль был изготовлен из трех пластин. Толщина каждой пластины 5 мм, зазор между ними 10 мм. Точность выполнения пластин не

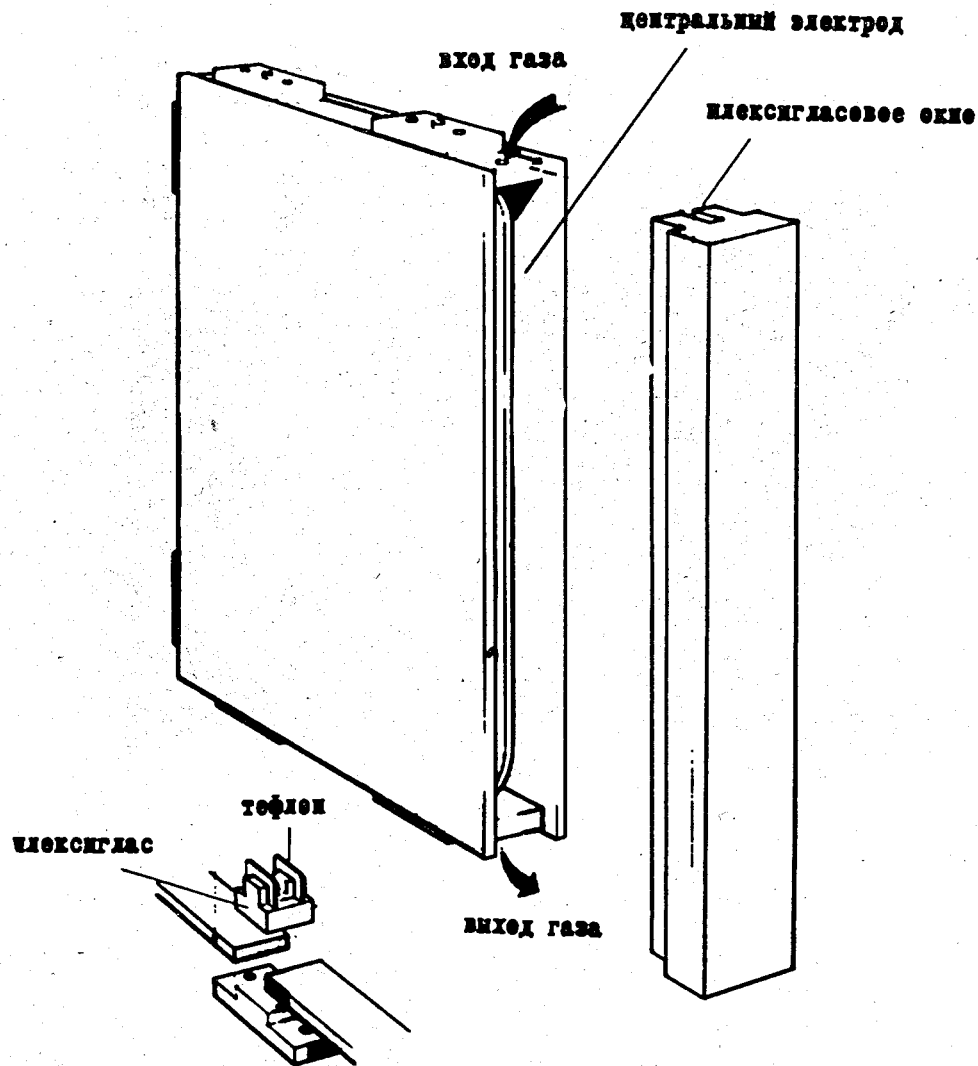


Рис. 7.

хуже 0,1 мм. На рис. 7 представлена конструкция трехпластинчатого модуля. Модули изготавливались двух типов - из Al и Cu размером 1,8 x 1,0 м². Модуль из Al имел вес, равный 60 кг, а из Cu - 200 кг.

ЦЕРН'овская искровая камера состояла из трех секций. Каждая секция собиралась из модулей. На рис. 8 представлена фотография одной секции.

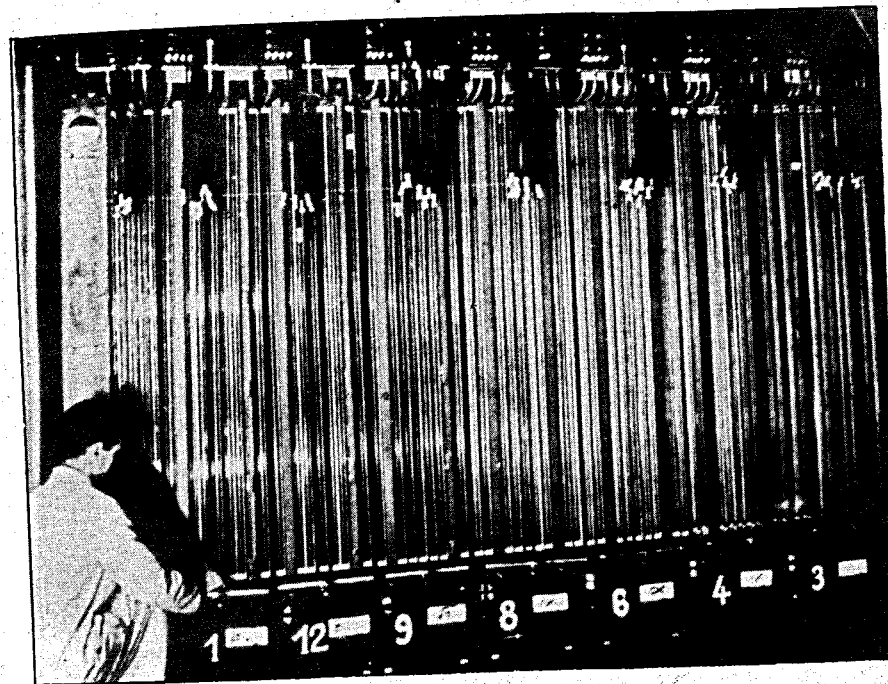


Рис. 8.

Первая секция собиралась из модулей, изготовленных из Al и Cu. Между ними помещались пластиковые сцинтилляторы Pi (см. рис. 9).

Во второй секции установки, которая использовалась до 1964 года, располагалась пара катушек типа Гельмгольца с несколькими искровыми камерами внутри них.

В третьей секции были использованы модули из меди. Между ними устанавливались фильтры из железа и свинца, чтобы можно было оценить пробег частиц. В этой секции находилось три сцинтилляционных счетчика.

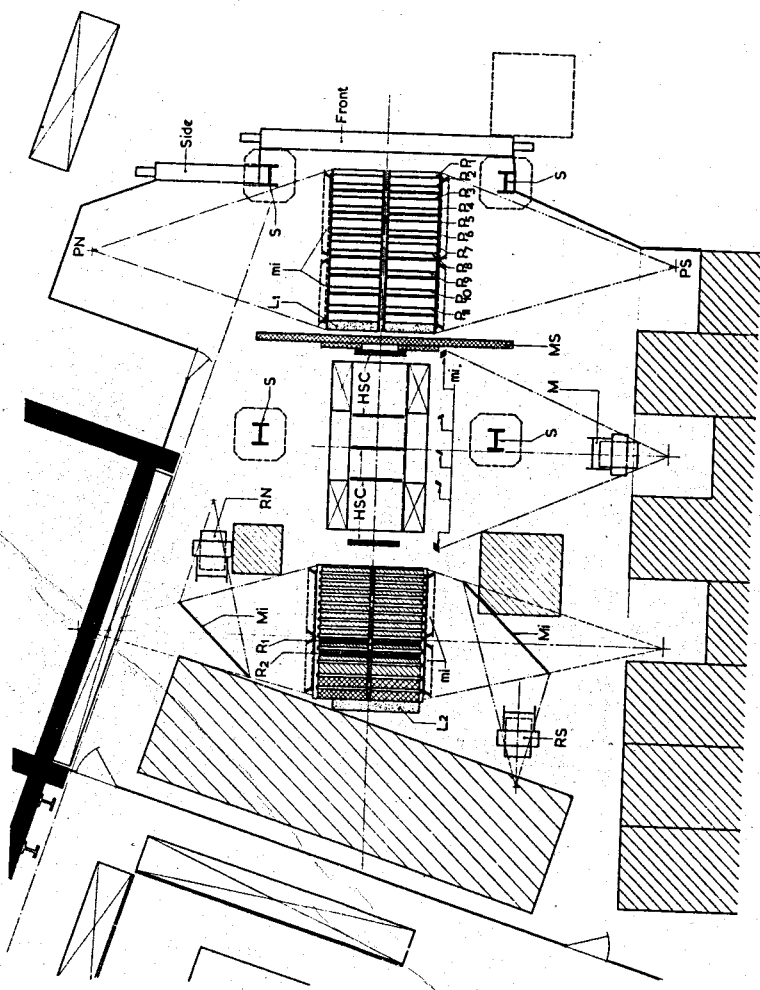


Рис. 9. P_1 , P_{11} , R_1 , R_2 - счетчики с пластическими сцинтилляторами. L_1 , L_2 - счетчики с жидким сцинтиллятором. RN , PS , RS , RN , M - фоторегистраторы. HSC - искровые камеры в магнитном поле соленоида. mi - пара зеркал, позволяющая просматривать весь зазор модуля искровой камеры (см. рис. 10).

В установке использовались фотоумножители типа 53AVP. Каждый из сцинтилляционных счетчиков содержал один такой ФЭУ и имел сцинтиллятор размером $50 \times 80 \text{ см}^2$. Для того чтобы перекрыть размер модуля, требовалось 4 таких сцинтилляционных счетчика. Ввиду того, что фотографирование искровой камеры производилось сбоку, фотоумножители монтировались сверху и снизу установки.

Установка 1963 г. содержала около 300 искровых промежутков размером $1,0 \times 1,6 \text{ м}^2$, общая длина установки 10,5 м. Фотографирование ее достаточно сложно, т. к. фотография должна обеспечить просматривание всех модулей и дать две проекции искры, чтобы можно было воссоздать пространственную картину взаимодействия. На рис. 10 видно, как с помощью двух плоских зеркал, смонтированных на модуле, была решена проблема просматривания объема искрового промежутка /70/.

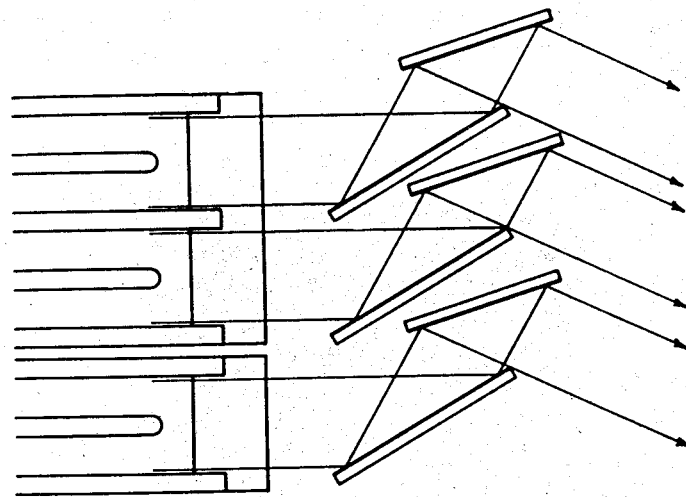


Рис. 10.

Для сравнения напомним, что брукхэвская установка имела 90 искровых промежутков размером $1,2 \times 1,2 \text{ м}^2$.

В установке использовались несколько одновременно работающих фотокамер. В процессе обработки полученных фотографий вертикальная координата определялась с абсолютной ошибкой $\pm 2 \text{ мм}$; точность определения глубинной координаты была в 4 раза хуже.

Использованный в искровых камерах газ был смесью 30% Ne и 70% He. Для того, чтобы газ в модулях не испортился из-за небольших течей, там всегда поддерживалось давление, избыточное по сравнению с атмосферным.

Эксперименты были очень длительными (около 30 дней в 1963 и 30 дней в 1964 г.), поэтому применялась автоматическая система снабжения модулей газом, которая также учитывала изменение давления и температуры в помещении. Чистота газа в искровой камере не проверялась, вместо этого систематически контролировалось время чувствительности искровой камеры. Запуск производился от космических лучей. Без очищающего поля время чувствительности составило ~ 8 мксек ^{/71/}. Перед установкой и сверху, ее были расположены жидкостные сцинтилляционные счетчики, включенные в схему управления на антисовпадения для уменьшения запусков от космических лучей и попадающих в установку заряженных частиц от ускорителя. Верхний счетчик имел поверхность ~ 20 м², передний ~ 12 м². Для получения импульса, управляющего работой установки, необходимо, чтобы имело место совпадение в двух соседних пластических сцинтилляторах (P_k, P_{k+1}), или совпадение между R_1 и R_2 (рис. 8), или получение одиночного импульса от больших жидкостных счетчиков L_1 или L_2 , а также чтобы момент прихода этих импульсов совпал с "банчем" выведенного протонного пучка. Выведенный протонный пучок содержит 20 сгустков частиц (см. рис. 11).

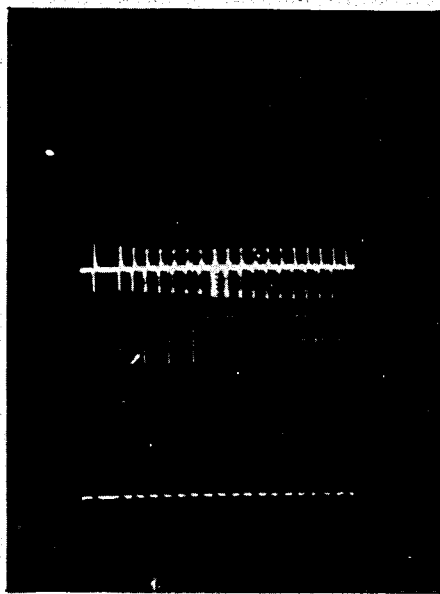


Рис. 11. На фотографии представлена оциллограмма структуры выведенного протонного пучка. Расстояние между сгустками частиц составляет 105 нсек.

Включение счетчиков антисовпадений, расположенных перед и над установкой, уменьшило число запусков на одну треть. На рис. 12а представлено распределение во времени импульсов "запуск установки" относительно сгустков частиц, зарегистрированное на временном анализаторе. Из сравнения этого распределения с распределением, полученным на пучках с известными частицами, делается заключение, что положение максимума кривой соответствует частицам, скорость которых равна скорости света. Только в распределении, приведенном на рис. 12а, оно шире, чем калибровочные кривые, и имеет "хвост" после окончания "банча". Этот "хвост" объясняется нерелятивистскими нейтронами. Изучение фотографий с искровой камеры показывает, что медленные нейтроны эффективно регистрируются жидкостными счетчиками L_1 и L_2 (см. рис. 8). На долю космических лучей приходится только около 1% запусков.

На рис. 12 б представлено распределение случаев, полученных после обработки фотографий с искровой камеры от запускающих импульсов, показанных на рис. 12а. Видно, что нейтронный "хвост" стал значительно меньше. Остающийся вклад от нейтронов оценивается меньше чем 4%.

При обработке пленки событие рассматривалось как нейтринный случай взаимодействия, только если он произошел в определенном временном интервале по отношению к "банчу".

В. Экспериментальные результаты, полученные с помощью пузырьковой камеры

Пузырьковая камера ^{/72/} имела форму цилиндра диаметром 115 см и глубиной 50 см. Объем камеры 500 литров, т.е. она содержала 750 кг тяжелого фреона (CF_3Br). Радиационная длина фреона равна 11 см.

Магнитное поле в центре камеры - 27000 эрстед.

Увеличение интенсивности нейтринного потока, которое было достигнуто в ЦЕРНе, позволило использовать камеру объемом всего 500 литров. Пузырьковая камера дает большую информацию о процессах взаимодействия нейтрино, чем искровая камера. В пузырьковой камере, помещенной в магнитное поле, измерялся знак заряженных частиц. По кривизне определялся импульс частицы. Используя метод многократного рассеяния, а также ионизацию и счет δ -лучей, можно провести идентификацию наблюдавшихся в камере частиц. Используя эту информацию, можно выделить π от μ - и μ -мезонов. К сожалению, используя эти методы, не удастся отделить π -мезоны от μ -мезонов, если они не остановились в камере. Выбор между π и μ делается по числу рассеяний на пути прохождения частиц через камеру. При обработке

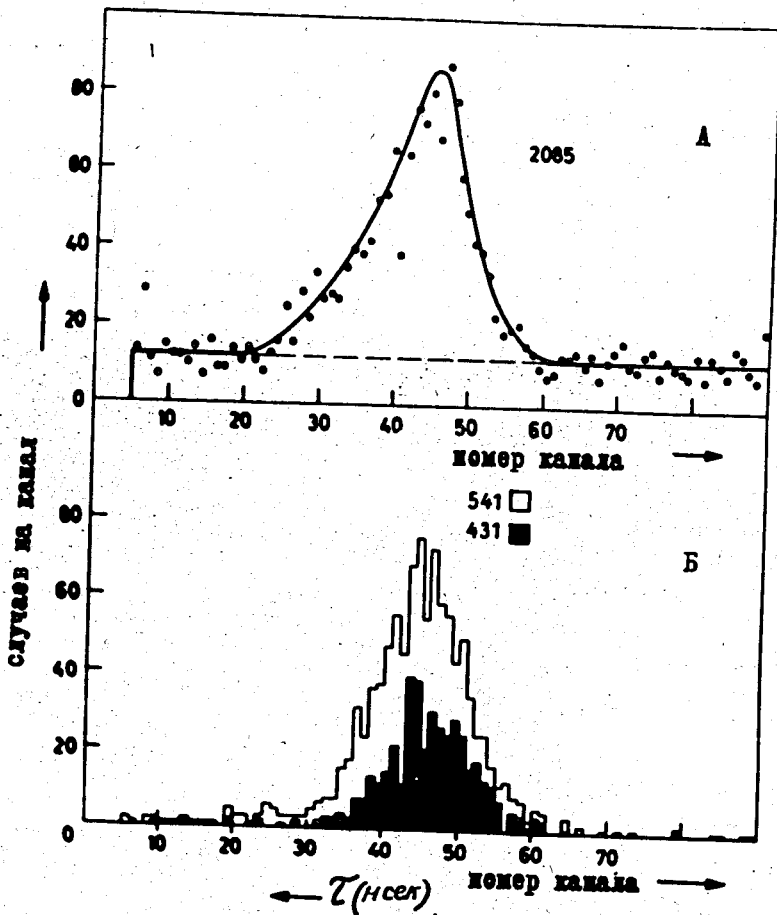


Рис. 12. Временное распределение прихода импульсов, управляющих запуском установки. 2085—число запусков установки, выделенных управляющей системой как нейтринные запуски. Случаев, содержащих один трек, — 541, остальных — 431. τ — время прихода управляющих импульсов относительно "банча" частиц.

экспериментального материала /73/, полученного в нейтринном опыте, было обнаружено 459^{x)} случаев взаимодействия нейтрино в центральном объеме пузырьковой камеры, который составлял 220 литров. Из 459 случаев 454 случая содержали "кандидаты" в отрицательные мюоны и 5 случаев сопровождалось образованием электрона с энергией выше 400 Мэв. Оценки показали, что ожидалось 3,3 электрона от ν_e из распада K_{es} .

Полученные данные с большей достоверностью подтвердили вывод, сделанный Брукхэвенской группой о наличии двух типов нейтрино.

Ввиду того, что пузырьковая камера дает возможность более детально разобратся в каждом акте взаимодействия, следует более подробно остановиться на этих результатах.

На рис. 13 представлены найденные случаи. По оси абсцисс отложена E_{vis} "видимая энергия случая". Это видимое энерговыделение определялось как сумма полной энергии мезона и как кинетическая энергия протона или протонов.

Из 454 случаев 236 мюонных случаев не содержали пионов, 209 случаев содержали пионы и 9 содержали пионы и странные частицы. 236 непионных случаев содержали мюоны и один или более протонов. Как было показано в работе /85/, положенной на Свенской конференции, при малых E_{vis} имеется фон, обусловленный нейтронами. Если выбирать случаи, имеющие $E_{vis} > 1$ Гэв, примесь от этого фона будет незначительна.

Очень серьезным источником увеличения непионных случаев являются неупругие случаи с образованием пионов, часть которых при прохождении через ядро, в котором они были образованы, вызывает вторичное взаимодействие.

Расчеты показывают, что для $E_{vis} > 1$ Гэв ожидаемое увеличение упругих случаев составляет $\approx 25\%$. В результате было получено 120 непионных случаев, которые можно было отнести к упругой реакции (14.1.8).

Если допустить, что произошел упругий случай и что нуклон мишени находился в покое, то переданный импульс равен

$$q^2 = 2E_\nu(E_\mu - p_\mu \cos \theta) - m_\mu^2 = 4E_\nu E_\mu \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

где θ — угол испускания мюона.

Если считать, что $E_{vis} \approx E_\nu$, то для каждого случая можно определить из импульса и направления мюона передаваемый импульс q^2 . На рис. 14 представлено распределение q^2 для предполагаемых упругих случаев.

x) В недавней работе /74/ авторы анализируют 456 случаев.

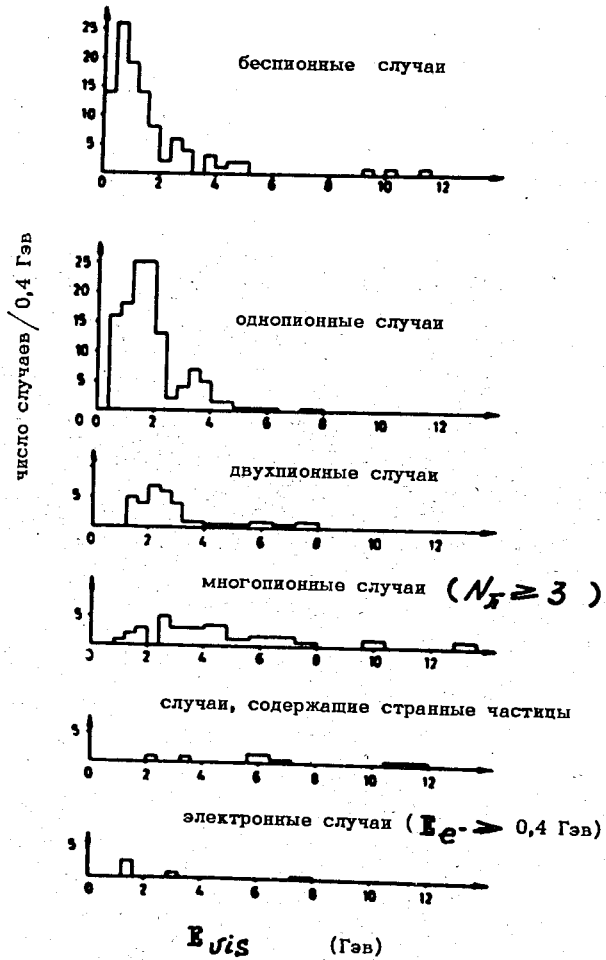


Рис. 13.

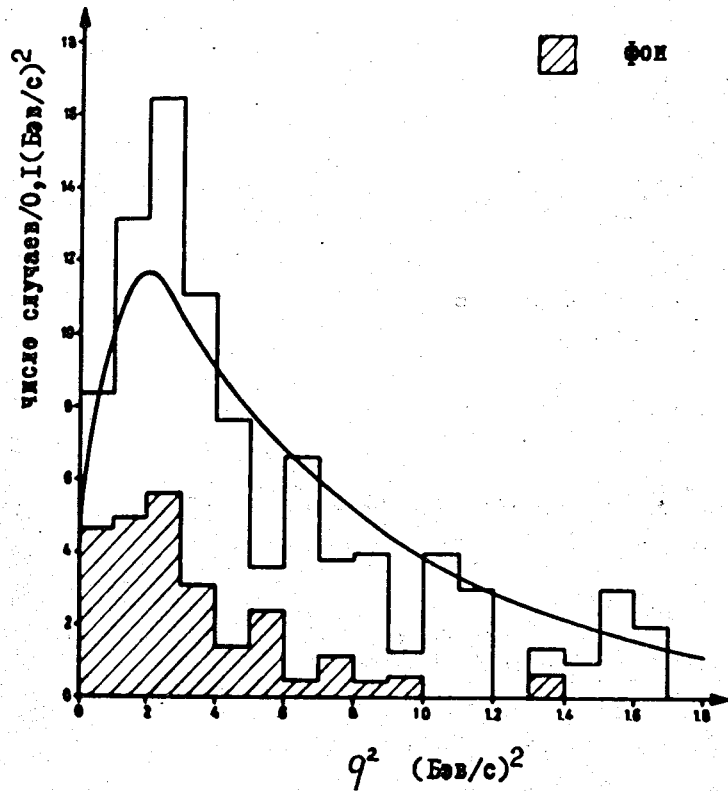


Рис. 14.

В предположении, что аксиальный формфактор имеет вид $F_A = (1 + q^2 / M_A^2)^{-2}$, а векторный формфактор равен кофштадтеровскому, найденному из рассеяния электронов на протонах [$F_{1V} = F_{2V} = F_V = (1 + \frac{q^2}{M_V^2})^{-2}$, где $M_V = 0,84$ Гэв/с²], и пренебрегая псевдоскалярным членом, а также считая массу промежуточного бозона бесконечной, можно получить сведения об аксиальном форм-факторе из экспериментальных данных. Методом наименьших квадратов была получена следующая величина $M_A = 1,0^{+0,35}_{-0,20}$ Гэв/с². На этом основании было сделано заключение, что $F_A = F_V$. На рис. 14 представлено распределение при полученном значении M_A .

Используя этот же экспериментальный материал, авторы определили отношение F_A / F_V . Результат представлен на рис. 15.

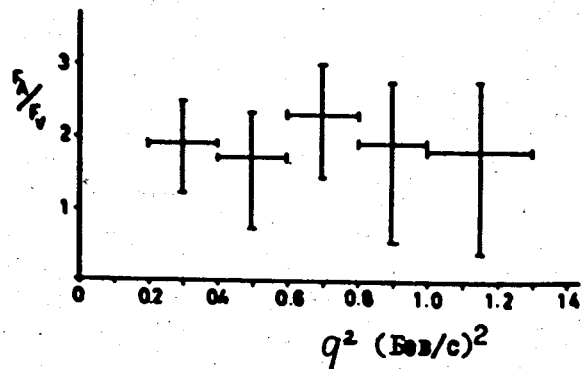


Рис. 15.

В ряде работ ^{/75,77/} было предсказано, что одиночное образование пионов должно происходить главным образом через нуклонный изобар ($3/2, 3/2$), т.е.



Для того чтобы выяснить вопрос об изобарном механизме, реакция (21.1.10) рассматривалась как двухчастичная. Тогда масса изобара (M^*) равна

$$M^{*2} = M^2 - q^2 + 2M(E_{\nu} - E_{\mu}),$$

где M — масса нуклона, а $E_{\nu} = E_{\nu_{\mu}}$.

Для случаев с малой $E_{\nu_{\mu}}$ массы M^* по кинематическим причинам будут группироваться в районе изобарной массы, поэтому в рассмотрение принимались лишь случаи с $E_{\nu_{\mu}} > 1,5$ Гэв. На рис. 18 представлено полученное распределение M^* ; там же приведено ожидаемое распределение масс в случае, если образование пионов идет не через изобарный механизм (кривая 1).

Авторы ^{/73/} считают, что более чем в половине случаев образование одиночных пионов идет через возбужденный изобар ($3/2, 3/2$).

Если имеется изобара ($3/2, 3/2$), то отношение образованных пионов должно быть $\pi^+/\pi^0 = 5/1$. Обработка однопионных случаев дала следующий результат: $(\pi^+/\pi^0)_{\text{эксп.}} = 1,9 \pm 0,4$. Расхождение объясняется большим зарядово-обменным взаимодействием образованных пионов в том же ядре.

Ван дер Меер ^{/78/} на основании имеющихся данных о сечениях образования π - и K -мезонов и их энергетических спектрах рассчитал потоки нейтрино в месте распо-

ложения пузырьковой камеры (см. рис. 5). Для того чтобы проверить эти расчеты, были использованы экспериментальные данные по упругому образованию μ -мезонов и поперечное сечение, рассчитанное ^{/446/} в предположении, что

$$F_{1V} = F_{2V} = F_V = F_A.$$

Полученный таким образом нейтринный спектр представлен на рис. 17. Там же для сравнения приведен спектр Ван дер Меера. За исключением области низких энергий имеется хорошее согласие данных вплоть до 4 Гэв. Различие в области низких энергий, по-видимому, объясняется тем, что в расчете Ван дер Меера не учитывалось взаимодействие протонного пучка со стенками "магнитного рога" и защиты.

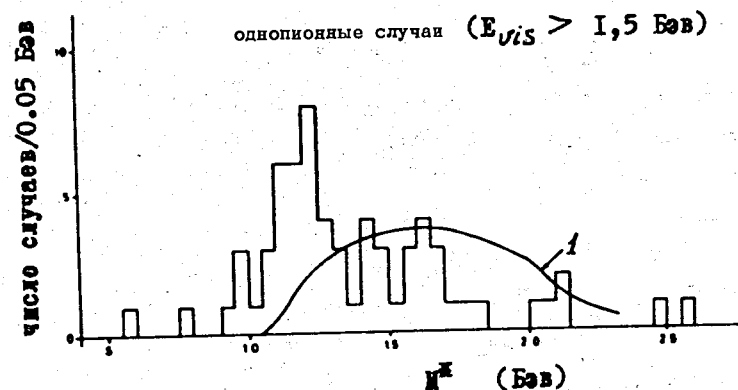


Рис. 18.

На рис. 18 представлена зависимость от энергии нейтрино сечения "неупругих процессов". При вычислении этого сечения за спектр нейтрино принимались результаты расчета Ван дер Меера. В этом предположении сечение имеет тенденцию к росту с энергией. Однако недостаточно надежные сведения о спектре нейтрино в области высоких энергий (> 4 Гэв) не позволяют прийти к однозначным выводам. Наиболее интригующим было бы заключение о росте сечения с энергией нейтрино. Сегодня, однако, нельзя исключить резонансной зависимости и стремления $\sigma_{\infty} \rightarrow \text{Const}$. Этот вопрос настоятельно требует дальнейшего изучения.

Как уже упоминалось выше, наблюдение процесса (5.1.7)

$$\nu + p \rightarrow \nu + p$$

даст ценную информацию о нейтральных токах слабого взаимодействия. Интерес к этой реакции еще больше усилился тем, что в работе И.Кобзарева и Л.Окуня^{/78/} была высказана гипотеза о том, что в процессе (5.1.7) должно происходить аномально большое $\nu - p$ взаимодействие. В работе^{/79/} описан нейтринный эксперимент, выполненный в Дубне по поиску этого взаимодействия.

Из-за того что протон отдачи имеет небольшую энергию, его трудно выделить в искровой камере. Информацию об этом процессе можно получить с помощью пузырьковой камеры. Для того чтобы устранить фон от нейтронов отыскивались одиночные протоны с энергией, больше 250 Мэв; для оценки сечения процесса (5.1.7) рассматривались случаи типа $\nu + p \rightarrow p + \mu^-$. Случаи, которые можно было бы отнести к реакции (5.1.7) с энергией протонов больше 250 Мэв, не найдены. На этом основании делается вывод, что сечение составляет менее 3% от упругих событий типа (14.1.8) и что сечение взаимодействия, обусловленное нейтральными лептонными токами, составляет $(3 \pm 3)\%$ сечения, обусловленного заряженными токами.

Для поисков процесса (5.1.7) в ЦЕРНе был проведен специальный эксперимент^{/80/}. Параллельно с работой пузырьковой и искровой камер использовался сцинтилляционный детектор (1700 кг). Применение быстрых схем совпадения снизило фон от медленных нейтронов. Установка позволяла регистрировать протоны отдачи с энергией, больше 15 Мэв. Однако из-за сильного нейтронного фона трудно было "добраться" до сечений порядка 10^{-38} см^2 и поэтому было сделано заключение, что $\sigma_{\nu p} < 2 \cdot 10^{-37} \text{ см}^2$. Эта величина позволила сделать вывод, что аномальное взаимодействие Кобзарева-Окуня отсутствует.

Г. Экспериментальные результаты, полученные с помощью искровых камер

Искровая камера содержала много вещества и поэтому позволяла получать информацию о взаимодействии нейтрино гораздо быстрее, чем с помощью пузырьковой камеры, но идентификация частиц в искровой камере значительно труднее. При отборе "кандидатов", соответствовавших реакции

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow p + \mu^{-}, \quad (14.1.8)$$

были использованы следующие критерии отбора: случай содержит не более двух треков; нет ливня; длинный трек должен проходить через сцинтилляционные счетчики, вырабатывающие управляющий импульс установки, и не содержать излома, соответствующего вторичному взаимодействию. Короткий трек, если он имеется, должен оканчиваться в камере.

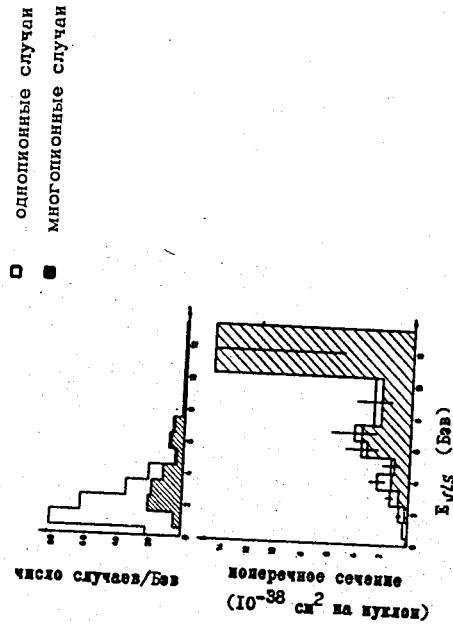


Рис. 18.

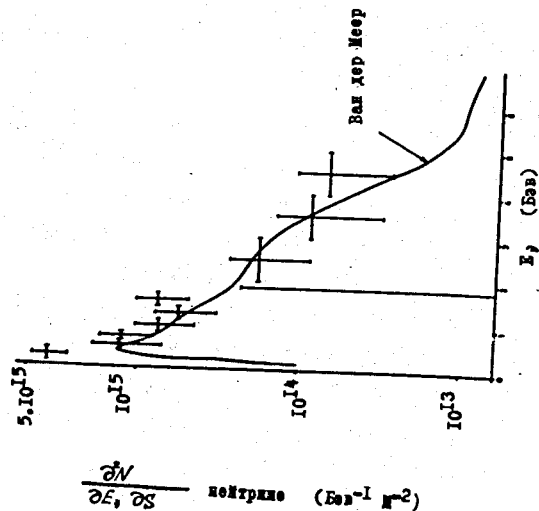


Рис. 17.

Было получено 418 случаев, удовлетворяющих этим критериям /89/. Одна треть из этого количества имела два трека. Так же, как при обработке результатов, полученных с помощью пузырьковой камеры, вносилась добавка в непионные события за счет пионов, образующихся в неупругих случаях, и затем взаимодействующих в том же ядре. Оценки показали, что вклад составляет $\sim 30\%$.

Изучение углового распределения мюонов, образующихся в нейтринных взаимодействиях, согласно упругой реакции (14.1.8), дает сведения о формфакторах при больших передаваемых импульсах. Допуская, что аксиальный формфактор имеет вид $F_A = (1+q^2/M_A^2)^{-2}$ и имеют место те же предположения, что и при обработке упругих случаев с пузырьковой камеры, авторы вычислили угловые распределения для трех значений M_A (см. рис. 19). Удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетными получается при M_A , заключенном в следующих пределах: $0,5 \text{ Гэв} \leq M_A \leq 1,5 \text{ Гэв}$. Оба эти предела до некоторой степени условны, так как плохо известны фон от неупругих процессов и нейтринный спектр. Величина M_A , полученная из материала с искровой камеры, хорошо согласуется с величиной M_A , полученной авторами /73/, использующими пузырьковую камеру.

При поиске случаев, которые можно было отнести к реакции



требовалось, чтобы имелся ливень с энергией больше 500 Мэв и чтобы он сопровождался одним треком. Заключение об энергии ливня делалось из полного числа искр с точностью $\pm 30\%$. Из 4400 рассмотренных случаев 39 удовлетворяли критериям отбора. После внесения поправки на эффективность детекции электронов было получено отношение числа "упруго" образованных электронов к числу мюонов. Оно оказалось равным $(1,7 \pm 0,5)\%$.

Измеряя энергию и угол испускания электрона, можно получить q^2 . На рис. 20 представлены полученное и ожидаемое распределения q^2 для двух значений M_A .

Хотя статистика невелика, авторы утверждают, что мюон-электронная универсальность проверена до передаваемых импульсов порядка 1 Гэв/с.

Проверка закона сохранения лептонного заряда

Как уже отмечалось выше, для проверки закона сохранения лептонного заряда необходимо было показать отсутствие реакций

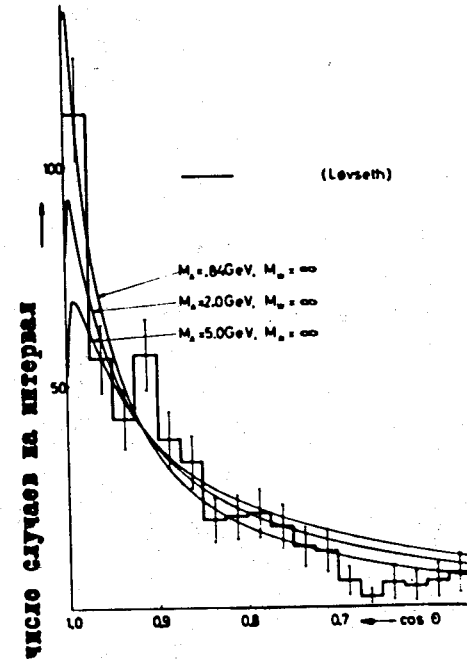


Рис. 19.

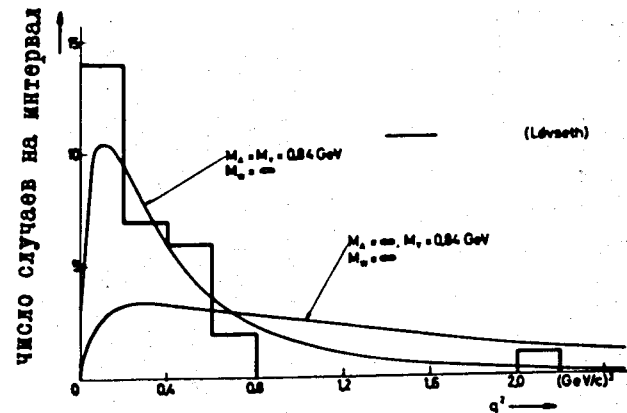


Рис. 20.

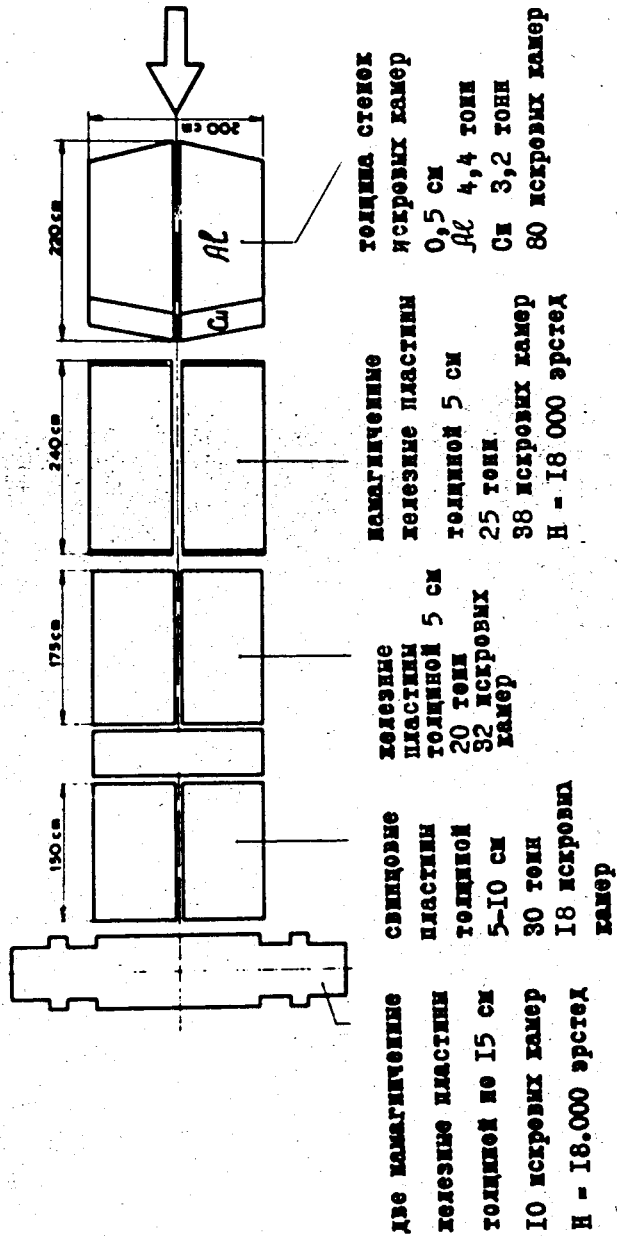


Рис. 21

С этой целью были измерены знаки у 924 частиц, которые проходили через намагниченные пластины, расположенные в конце установки^{/83/}. Доля положительных треков оказалась равной (2,7±0,6)%. В то же время ожидаемая доля положительных треков от процессов, образованных антинейтрино, из-за того что потоки нейтрино не идеально чистые, составляла 2%. "Магнитный рог" конструкции 1964 г. давал примесь $\bar{\nu}$ меньше, чем 2,2%^{/89/}. Принимая в расчет неопределенность в этом числе, авторы^{/83/} делают заключение о том, что нарушение закона сохранения лептонного заряда меньше, чем 2%.

Если имеется небольшое нарушение закона сохранения лептонного заряда, которое характеризуется амплитудой ϵ , то в эксперименте это нарушение проявляется дважды - при распаде π -мезонов и в процессе взаимодействия нейтрино. Полученные данные позволяют установить предел для ϵ^2 равный 0,01.

"Обращение" нейтрино

Существует гипотеза^{/81/} о том, что в распадах странных частиц может происходить обращение ν_e и ν_μ , т.е. вместе с мюоном будет испускаться электронное нейтрино, а с электроном испускается мюонное нейтрино



Для того чтобы ответить на вопрос об обращении нейтрино, необходимо рассмотреть нейтринный поток, который на ЦЕРНовском ускорителе имеет следующий состав^{/82/}:

90 %	ν_μ	от распада	$\pi_{\mu 2}$
9 %	ν_μ	от распада	$K_{\mu 2}$
1 %	ν_e	из	$K_{e 3}^+$ и K_2^0 распадов.

Если имеет место обращение нейтрино, то следовало ожидать появления электронов в 10% по отношению к мюонным случаям. В действительности наблюдается (1,7±0,5)%. Это, казалось бы, исключает гипотезу обращения нейтрино, но так как цифра 1,7 без учета ошибки отличается от ожидаемой (0,7% от $K_{e 3}$) и превышение можно отнести за счет распада $K_{e 3}$ в какой-то доле на ν_e , то делается более осторожное заключение о том, что

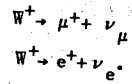
$$\frac{w(K \rightarrow \mu + \nu_e)}{w(K \rightarrow \mu + \nu_\mu)} < 20\% \text{ и } \frac{w(\pi \rightarrow \mu + \nu_e)}{w(\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu)} < 1\%.$$

Д. Поиски заряженного промежуточного бозона

В 1964 году конструкция искровой камеры, которая использовалась в ЦЕРНовском нейтринном эксперименте, была изменена. Особым изменениям подверглась центральная часть установки. Катушки Гельмгольца были заменены большим количеством железных пластин толщиной 5 сантиметров, намагниченных до 18000 эрстед, между которыми расположены модули искровых камер. Позади установки помещались две намагниченные пластины толщиной по 15 см. На рис. 21 представлена конструкция искровой камеры, которая использовалась в 1964 г. ^{/83/}. Вес вещества, помещенного в искровую камеру, составлял 80 тонн. Эта установка была специально создана для поисков промежуточного бозона. При интенсивности пучка $7 \cdot 10^{11}$ протонов/импульс число запусков установки в 1963 г. составило 40 в час, а в 1964 г. - 60 в час. Из этого количества запусков случаев, вызванных нейтрино, в 1963 г. было 18, а в 1964 г. - 40. Остальные запуски обязаны рассеянными мюонам и взаимодействующим нейтронам, происходящим, главным образом, от взаимодействия нейтрино с веществом защиты.

Была произведена тщательная калибровка установки на протонном, пионном и каонном пучках. Результаты калибровки на пионном пучке представлены на рис. 22. Используя калибровочные данные, можно установить критерии, позволяющие надежно выделить мюоны.

На установке производился поиск лептонных пар $\mu^- \mu^+$ и $\mu^- e^+$, возникающих при распаде промежуточного бозона W по схемам



Чистота нейтринного пучка, возможность определения знака частиц в намагниченной части установки и хорошая калибровка установки позволили отбросить фон, состоящий из ($\mu^- p$) и ($\mu^- \pi$) случаев.

Поиски распада $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

Ввиду того что от распада W^+ ожидаются в среднем более энергичные μ^+ , чем μ^- , при обработке пленки искали случаи с двумя невзаимодействующими треками, сходные с положительным и отрицательным мюонами, причем пробег μ^+ должен быть больше, чем пробег μ^- . Так в работе ^{/83/} требовалось, чтобы пробег μ^+ был $> 7 \Lambda_0$, а пробег $\mu^- > 2,5 \Lambda_0$. (Λ_0 - средняя длина взаимодействия, соответствующая геометрическому сечению).

Фон, созданный "невзаимодействующими" протонами и пионами от случаев, имитированных нейтрино или антинейтрино, для таких больших пробегов очень мал. Ожидаемое число случаев обнаружения распада промежуточного бозона зависит от:

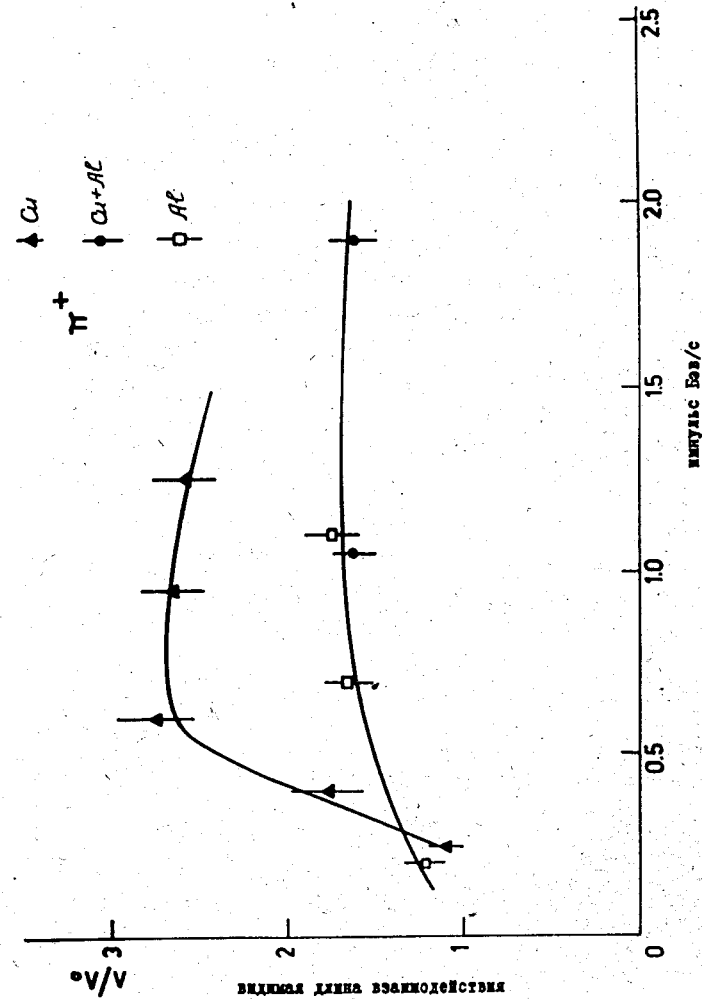


Рис. 22.

1) поперечного сечения образования бозона (оно очень сильно зависит от массы бозона);

2) эффективности регистрации;

3) нейтринного спектра при высоких энергиях;

4) вероятности распада бозона на лептонные пары и адроны ^{/84/}.

Эффективность детекции мюонных пар для данной геометрии и выбранных критериев отбора составляет ^{/83/} 11% для $M_W = 1,3$ Гэв и не очень сильно изменяется для несколько больших масс

Нейтринные спектры, рассчитанные Ван дер Меером, при высоких энергиях имеют значительную неопределенность из-за отсутствия необходимых экспериментальных данных. Поэтому авторы пытались оценить высокоэнергичную часть нейтринного спектра из энергетического спектра упругих случаев при небольших переданных импульсах q^2 . В рассмотрение брались лишь такие случаи, которые содержали мюоны, проходящие через намагниченное железо. Импульс этих мюонов определялся из стрелы прогиба и измерений пробега. События выбирались с небольшим переданным импульсом (q^2) потому, что в этом случае поперечное сечение не сильно зависит от формфакторов. На рис. 23 представлены полученные результаты. Хотя среди этих случаев имеется примесь от неупругих случаев, видно, что спектр Ван дер Меера может быть взят для

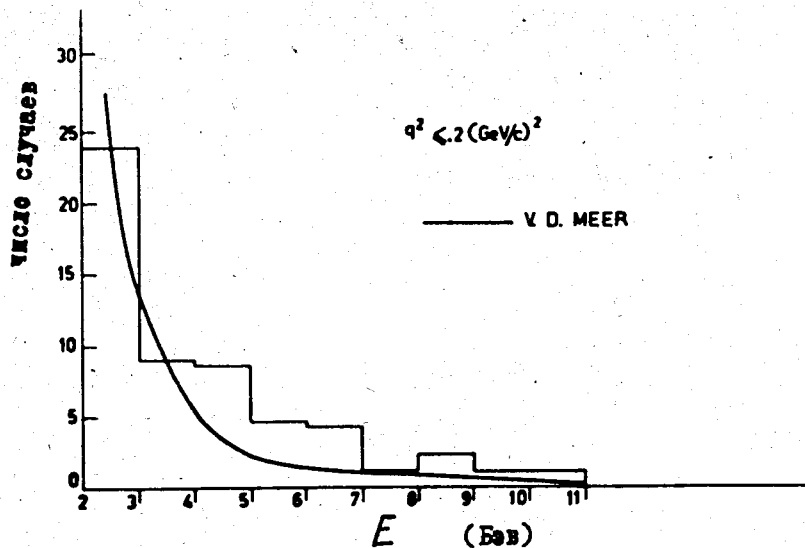


Рис. 23.

оценки ожидаемого сечения. Используя спектр Ван дер Меера и поперечное сечение образования бозонов, вычисленное Ву, Янгом и др. ^{/85/}, и учитывая количество протонов, попавших на мишень, авторы получили ожидаемое количество бозонов, образующихся при взаимодействии нейтрино. Результат представлен на рис. 24.

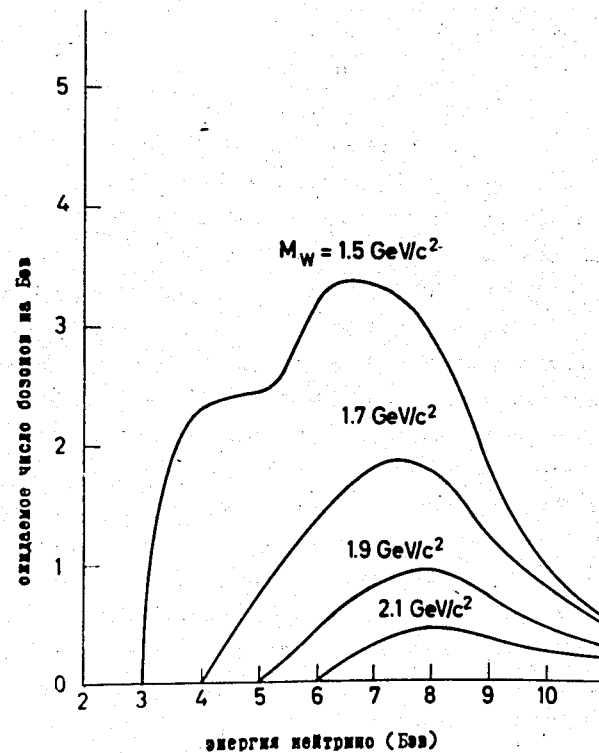


Рис. 24.

В таблице II приведено ожидаемое число пар $\mu^- \mu^+$, как функция массы промежуточного бозона M_W ^{/74/} в предположении, что вероятности распада W^+ на лептоны и адроны равны

$$B = \frac{w(W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) + w(W^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{w(W^+ \rightarrow \text{по всем каналам})} = 0,5.$$

Т а б л и ц а II

$M_w c^2$ (Гэв)	Пробег $\mu^+ > 80$ см железа		Пробег $\mu^+ > 60$ см железа	
	Пробег $\mu^- > 30$ см железа		Пробег $\mu^- > 60$ см железа	
	Ожидается	Наблюдено	Ожидается	Наблюдено
1,5	12		9	
1,7	7,2		5,7	
1,8	3,6		2,7	
2,1	1,8	0	1,5	0
2,3	0,95		0,75	
2,5	0,5		0,35	

Поиски распада $W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$

Пары μ^-e искались только в передней части установки, имеющей высокую эффективность в детекции ливней. Энергия ливней определялась из калибровочных кри- вых, полученных на электронных пучках. Искались случаи, в которых имеется только один ливень с энергией больше 500 Мэв и один трек с пробегом больше, чем $0,8 \Lambda_0$. Из 1500 случаев, образованных в Al пластинах, этим критериям удовлетворяют 6 случаев. На рис. 25 представлена фотография одного из случаев- кандидата в μ^-e . Анализ, проведенный авторами, показал, что ожидается три подобных случая. Один случай мог возникнуть в результате взаимодействия эль-нейтрино с образованием e^-p или e^-p пары. Два других могут быть связаны с γ -квантами от распада π^0 -мезона. В одном из случаев γ -квант должен конвертировать в пару частиц сразу в точке взаимодействия нейтрино. В другом - один из γ -квантов конвертирует на некотором расстоянии от точки взаимодействия. Заряженная частица, идущая в том же направлении, маскируется за ливнем, созданным γ -квантом. Таким образом имитируется электронный ливень из точки взаимодействия.

Для массы промежуточного бозона, равной 1,8 Гэв, в предположении, что вероятности его распада на лептоны и адроны равны, было рассчитано ожидаемое число (μ^-e); оно оказалось равным 6 при использовании спектра Ван дер Меера и 16 - при использовании "экспериментального спектра нейтрино" (см. рис. 23). Число наблюдавшихся случаев ≤ 3 . Авторы делают вывод о том, что если распад W^+ на пионы не является преобладающим, то масса бозона больше, чем $1,8 \text{ Гэв}/c^2$.

При поиске распадов W^+ в пузырьковой камере особенно легко искать распадную ветвь W^+ , содержащую e^+ . 456 случаев взаимодействия нейтрино были обнаружены в центральном объеме пузырьковой камеры (220 литров). При поиске продуктов распада бозона этот объем был увеличен. В нем было обнаружено

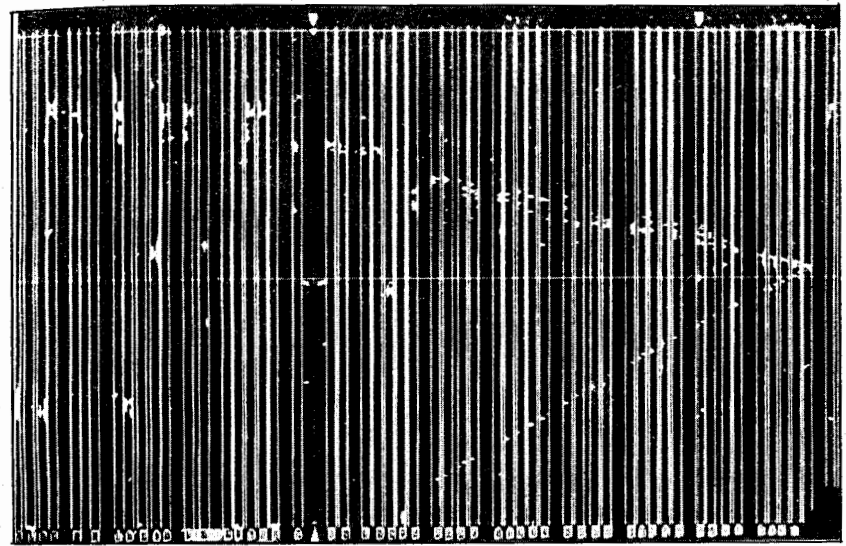


Рис. 25.

700 случаев взаимодействий, среди которых имелся один возможный кандидат для распада по ветви, содержащей e^+ . В то же время ожидался один случай от $\bar{\nu}_e$. Если $M_w = 1,8 \text{ Гэв}/c^2$ (и при тех же предположениях, что и раньше о вероятности распада W по разным схемам), то должно наблюдаться 2,5 таких случая.

Поиски нелептонных распадов бозона

Для того чтобы проверить распад W^+ по пионной схеме, в рассмотрение брались лишь такие случаи, полученные на пузырьковой камере, у которых видимая энергия $E_{vis} \geq 4 \text{ Гэв}$. При этих энергиях образование W^+ казалось наиболее вероятным по отношению к другим процессам.

Учитывались лишь такие случаи, суммарный заряд которых равен +1, как требуется для W , причем импульс отрицательного мюона не должен быть больше $2 \text{ Гэв}/c$ ^{74/}. Этим критериям удовлетворяют 5 кандидатов из 456 случаев взаимодействия нейтрино.

В таблице III приведены ожидаемое число распадов промежуточных бозонов через нелептонную схему распада ($B=0$) и наблюдавшееся число кандидатов на этот распад.

Т а б л и ц а III

$\frac{M_W}{E_\nu}$	Ожидаемое число случаев				Наблюдавшееся число кандидатов
	1,5	1,7	1,9	2,1	
> 4	13,8	7	3	1,3	5
> 5	11,2	6,2	2,9	1,3	4
> 6	8,6	5,4	2,7	1,3	1
> 7	5,9	4	2,3	1,1	0

Нижний предел массы W^+

В работе /74/ опубликованы данные, которые представляют собой результат совместной обработки всего экспериментального материала, полученного с помощью пузырьковой и искровой камер. В таблице IV приведен полученный в этой работе нижний предел массы промежуточного бозона при разных предположениях о схемах его распада. Нижний предел массы бозона дается на уровне 99% достоверности.

Т а б л и ц а IV

B	1	3/4	1/2	1/4	0
$M_W (\text{ГэВ}/c^2) > 2,2$	2,2	2,1	1,9	1,7	

Брукхэвенский эксперимент 1984-85 г.г.

На конференции, состоявшейся в Женеве в 1985 году, сообщалось о новой работе по изучению взаимодействия нейтрино, проводимой в Брукхэвене. Этот эксперимент выполняется на новой искровой камере, вес вещества в которой составляет 80 тонн. По сравнению с 1982 годом изменена несколько постановка самого эксперимента. Выведенный протонный пучок из ускорителя попадает на мишень, пионы и каоны фокусируются плазменными линзами. В настоящее время эти

плазменные линзы дают меньший эффект, чем "магнитный рог". Однако несмотря на существенные улучшения в постановке опыта, экспериментальный материал набирается не быстро; во время конференции в Дубне, Брукхэвенская группа имела 300 случаев взаимодействия нейтрино с веществом, а в январе 1985 года - 400.

Если считать, что лептонный распад составляет 50% пионного, то на основании имеющегося экспериментального материала (не было обнаружено ни одного случая, который можно интерпретировать как распад W^+) дается предел $M_W > 1,8 \text{ ГэВ}/c^2$.

§ 4. Основные результаты, полученные в нейтринных экспериментах Брукхэвена и ЦЕРНа

1. Эксперимент, проведенный в ЦЕРНе, с хорошей достоверностью подтвердил основанный на меньшей статистике результат Брукхэвенской группы о наличии двух видов нейтрино ν_e и ν_μ .

Рождение электронов наблюдалось в пузырьковой камере в 100 раз реже, чем рождение мюонов. С помощью искровой камеры для отношения числа электронов к числу мюонов получено значение $(1,7 \pm 0,5)\%$.

2. Если заряженный векторный промежуточный бозон существует, то его масса превышает $1,7 \text{ ГэВ}/c^2$. Этот предел зависит от того, какая из схем (лептонная, пионная или барион-антибарионная) будет доминировать при распаде бозона.

3. Очень важно подчеркнуть, что несмотря на неопределенности, связанные со спектром нейтрино и эффектами ядерной физики, универсальная теория слабых взаимодействий при больших энергиях нейтрино приводит для сечений упругих процессов вида (14.1.8) к значениям, близким к экспериментальным результатам.

4. При обработке случаев упругого образования $p - \mu^-$ пар в процессе (14.1.8) были получены данные о форм-факторах нуклонов. Отношение формфакторов F_A к F_V в области передаваемого импульса до $1,2 (\text{ГэВ}/c)^2$ равно $F_A/F_V = 1,8 \pm 0,6$. Если представить аксиальный форм-фактор нуклона в виде

$$F_A(q^2) = (1 + q^2/M_A^2)^{-2},$$

то хорошее согласие с экспериментальными данными получается при

$$M_A = (0,8 \pm 0,2) \text{ ГэВ}/c^2.$$

5. Проверка закона сохранения лептонного заряда показала, что его нарушение меньше 2%.

6. Полученные с помощью пузырьковой камеры данные показывают, что более чем в половине неупругих случаев образование одиночных пионов идет через возбужденный изобар (3/2, 3/2).

7. Сечение взаимодействия, обусловленное нейтральными лептонными токами, $\leq (3 \pm 3)\%$ сечения, обусловленного заряженными токами.

8. Получены первые данные о справедливости $\mu - e$ универсальности при больших q^2 .

Сделаем одно замечание, касающееся обработки экспериментального материала, полученного в нейтринных экспериментах. Авторы работ, выполненных с помощью пузырьковой и искровой камер, все время напоминают, когда речь идет о критериях отбора упругих случаев, о кинематических анализах, что имеется не свободный нуклон, а нуклон в ядре. Тем не менее, некоторые оценки очень оптимистичны, особенно когда обсуждается вопрос о нахождении нейтринного спектра при малых передачах q^2 (меньше чем $0,2$ (Гэв/с)²). При таких малых переданных импульсах ядро может сильно исказить истинную картину взаимодействия на свободном нуклоне^{/88/}.

§ 5. Перспективы дальнейших опытов

К ближайшему будущему можно отнести эксперименты с антинейтрино, включая изучение образования странных частиц.

В ближайшее время в нейтринном эксперименте ЦЕРНа будет использована в магнитном поле ($H \approx 27000$ эрстед) пузырьковая камера объемом 1140 литров; объем, в котором будут изучаться взаимодействия нейтрино, составит 650 литров. Эта аппаратура должна позволить существенно увеличить статистику, имеющуюся на пузырьковой камере в настоящее время.

Дальнейшее использование искровых и пузырьковых камер с тяжелым наполнением в нейтринных экспериментах бесспорно принесет интересные результаты. Но следующим более высоким этапом в этих экспериментах для получения надежных количественных результатов должно быть применение большого водородного детектора.

Основная трудность с использованием водородных пузырьковых камер для изу-

чения взаимодействия нейтрино состоит в том, что они содержат малое количество вещества. 1 метр³ жидкого водорода весит всего 67 кг. Поэтому в лабораториях, планирующих нейтринные эксперименты с использованием больших водородных пузырьковых камер, рассматривается вопрос о поднятии интенсивности пучков в 10 раз^{x)}. В ряде лабораторий разрабатываются проекты больших водородных пузырьковых камер объемом 25-30 м³/87/. В такой камере можно будет детально изучить каждый случай и, самое главное, идентификация частиц станет более однозначной.

Такая большая водородная пузырьковая камера - очень сложное и дорогое устройство.

Фронт работ по изучению взаимодействия нейтрино все расширяется. К нейтринным экспериментам переходят новые ускорительные центры (Аргонская лаборатория), исследователи космических лучей, центры, располагающие мощными реакторами^{/1п/}.

§ 6. Что означает дальнейшая проверка СВТ?

Достигнутая к настоящему времени экспериментальная точность позволяет говорить о соответствии СВТ экспериментальным данным. Отклонений от ее предсказаний, связанных с приближенным характером изотопической инвариантности ядерных сил, современный уровень точности обнаружить не позволяет. Как уже отмечалось, наблюдение форм-факторов, нарушающих СВТ (f_- для бета-распада пиона и F_- для $K_{\mu 3}$ распада), сильнейшим образом затруднено не только тем, что их вклад в сечение пропорционален массе лептона m_l , но также и той дополнительной малостью ($f_-/f_+ \approx 1/137$, $F_-/F_+ \approx 1/10$), которая связана с тем, что само отличие f_- и F_- от нуля обязано компоненте ядерных сил, нарушающей, соответственно, изотопическую инвариантность и точную SU(3)-симметрию.

Несмотря на уверенность в изотопической инвариантности сильных взаимодействий в исследованиях с нейтрино высоких энергий интересно провести проверку СВТ при значениях q^2 , существенно отличающихся от нуля.

Сегодня представляется, что этот вопрос становится особенно важным, если мы хотим проверить ток x ток схему слабого взаимодействия. В рамках теории с W-бозонами появляется возможность для отступлений от СВТ при значительных q^2 , так как только "старые" форм-факторы (см. 10.1.11)-(11.1.11) подчиняются этому условию.

x) Уместно напомнить, что интенсивность нейтринных пучков в ЦЕРНе возросла в 200 раз по сравнению с тем временем, когда планировался нейтринный эксперимент в 1960 г.

Возможное существование нейтральных токов, исчезающих при $q^2=0$, также скажется на справедливости СВТ при больших q^2 .

Кроме того, нарушения СВТ с точки зрения сегодняшнего дня должны быть малы, покуда правильны представления о том, что слабое взаимодействие остается слабым при произвольно больших q^2 . Возможное изменение соотношения между эффективными константами при больших q^2 делает проверку СВТ в этой области особенно интересной.

Проверка СВТ в экспериментах с нейтрино высоких энергий на разных стадиях может быть проведена по-разному. Сделаем вначале предположение, что СВТ имеет место. Тогда сечения т.н. "упругих" процессов будут характеризоваться четырьмя факторами, два из которых совпадают с известными из изучения рассеяния электронов нуклонами. Пренебрегаем, далее, вкладом индуцированного псевдоскаляра. Для суммы сечений процессов под действием нейтрино и антинейтрино должно быть справедливо неравенство (13.1.10), а в выражения для самих сечений входит одна неизвестная величина $-F_A$. При исследовании бинарных процессов один раз с нейтрино, а другой — с антинейтрино, мы получаем два уравнения для одного неизвестного $-F_A$. Совместность этих уравнений является неплохой проверкой СВТ, если, конечно, эффекты ядерной физики можно считать учтенными достаточно полно.

Различие в сечениях взаимодействия с нуклонами нейтрино и антинейтрино связано с разным знаком интерференции между вкладами векторного и аксиального токов. С ростом энергии нейтрино роль этого интерференционного члена уменьшается. Таким образом, с ростом энергии нейтрино подобная проверка СВТ потребует увеличения точности измерений.

Когда станут доступными измерения поляризаций частиц, их определение позволит провести (новые уравнения) еще более основательную проверку СВТ, а при справедливости СВТ определить и псевдоскалярное взаимодействие.

Для переходов с изменением странности изучение отклонений от частичного сохранения векторного тока открывает путь к исследованию среднеэнергетических взаимодействий.

Интересную возможность изучения вопроса о СВТ и непосредственного измерения величины расходимости аксиально-векторного тока при исследовании процессов рождения пионов и других "неупругих" процессов под действием нейтрино недавно рассмотрел С.Адлер /88/.

§ 7. Рассеяние нейтрино на электронах

Неизбежным действием ток x ток структуры слабого взаимодействия является существование (νe) взаимодействия, которое приводит к возникновению (в первом порядке по G) процесса рассеяния нейтрино электронами

$$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e \quad (1.2.7)$$

и мюонами

$$\nu_\mu + \mu \rightarrow \nu_\mu + \mu. \quad (2.2.7)$$

Обнаружение этих процессов было бы весьма важным для проверки того, насколько справедлива ток x ток структура слабого взаимодействия.

Поскольку величина полного сечения

$$\sigma = \frac{2}{\pi} G^2 m_e E_\nu \quad (E_\nu \text{ в лаб. системе}) \quad (3.2.7)$$

мала даже в масштабе нейтринных сечений (для $E_\nu=1$ Гэв $\sigma=10^{-41}$ см²), экспериментально обнаружить нейтрино-электронное рассеяние предельно трудно. Несколько помогает то обстоятельство, что при рассеянии вперед величина сечения процесса (1) близка к сечению процесса взаимодействия нейтрино с нуклоном

$$\nu_\mu + p \rightarrow p + \mu^-.$$

Дифференциальное сечение ν_e -e рассеяния дается (в лаб. системе) в виде

$$\frac{d\sigma_{\nu_e e}}{d\Omega} = \frac{4}{\pi^2} G^2 m_e^2 a^2 \cos^2 \theta / (a^2 - \cos^2 \theta)^2, \quad (4.2.7)$$

где

$$a = 1 + m_e / E_\nu$$

Это сечение очень вытянуто вперед и спадает в 10 раз при переходе к $\theta=3^\circ$ для $E_\nu=1$ Гэв. Тот факт, что в реальных экспериментах $\nu-N$ процесс происходит в ядре, приводит к тому, что принцип Паули резко уменьшает величину сечения $\nu-N$ взаимодействия вперед (в интервале передаваемых импульсов q вплоть до $q \approx 2p_F \approx 550$ Мэв). Однако доля ν_e в пучке нейтрино от мощных ускорителей при $E_\nu \approx 1$ Гэв мала. Кроме того, сечение рассеяния электронами антинейтрино

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e e}}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma_{\nu_e e}}{d\Omega} \right) \left[1 + \frac{m_e}{E_\nu} \left(1 - \frac{2 \cos^2 \theta}{a^2 - \cos^2 \theta} \right) \right], \quad (5.2.7)$$

не вытянуто вперед и в пределе $\theta \rightarrow 0^\circ$ сечение пропорционально массе электрона.

§ 8. Зарядовый форм-фактор нейтрино

В теории двухкомпонентного нейтрино оно может иметь только зарядовый, но не магнитный форм-фактор. Рассмотрим "диагональные" члены в лагранжиане слабого взаимодействия. Тогда нейтрино может получать зарядовый форм-фактор

$$F'(q^2) = q^2 F(q^2)$$

$$J_a^{\text{эм}} = -eq^2 F(q^2) \bar{\nu}' \gamma_a (1 + \gamma_5) \nu$$

если учесть переход в электрон-позитронную пару.

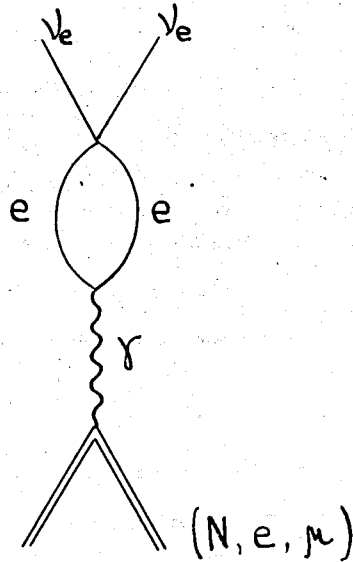


Рис. 3.

При вычислении зарядового форм-фактора нейтрино сначала получается квадратично расходящийся результат, выражение для которого не исчезает при нулевом передаваемом импульсе. Если же принять во внимание, что заряд нейтрино равен нулю, тогда этот квадратично расходящийся интеграл может быть положен нулю так же, как и в случае собственной энергии фотона. Остающаяся часть будет логарифмически расходящейся и вычисляется аналогично перенормировке заряда в квантовой электродинамике. Таким образом получается, что заряд нейтрино равен

$$e^{\nu} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{2}{3} (\ln \frac{\Lambda}{q}) \frac{G}{\sqrt{2}} (e) q^2; \quad q^2 \gg m_0^2$$

(Λ - параметр обрезания), где q - импульс фотона, e - обычный заряд электрона ($e^2 = 1/137$).

Существование этого заряда должно привести к рассеянию мю-нейтрино на электронах и обоих видов нейтрино на нуклонах с сечением порядка

$$\left(\frac{\alpha}{\pi} G \ln \frac{\Lambda}{q} \right)^2.$$

Подробно этот вопрос рассмотрен Переломовым /89/.

III. НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРАННОСТИ АДРОНОВ

Среди процессов распадов к этой категории относятся лептонные распады K-мезонов

- а) $K_{l2} \quad K \rightarrow l + \nu_l$
- б) $K_{l3} \quad K \rightarrow \pi + l + \nu_l$
- в) $K_{l4} \quad K \rightarrow \pi + \pi + l + \nu_l$

и лептонные распады гиперонов

- а) $\Lambda_c \rightarrow p + l^- + \bar{\nu}_l$
- б) $\Sigma_c^- \rightarrow n + l^- + \bar{\nu}_l$
- в) $\Xi_c^- \rightarrow \Lambda + l^- + \bar{\nu}_l$

Важно отметить отсутствие процессов $\Sigma^+ \rightarrow p + l^+ + \nu_l$ и других процессов распадов Ξ

§ 1. Правила отбора по изоспину для реакций с нейтрино

А. Из реакций, проводящих к образованию гиперонов в бинарных процессах

$$\nu_l + p \rightarrow \Sigma^+ + l^- \quad (1.1.3)$$

$$\bar{\nu}_\ell + n \rightarrow K + \ell^+ \quad (2.1.3)$$

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \Sigma^0 + \ell^+ \quad (3.1.3)$$

$$\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \Xi^0 + \ell^+ \quad (4.1.3)$$

$$\bar{\nu}_\ell + n \rightarrow \Sigma^- + \ell^+ \quad (5.1.3)$$

$$\bar{\nu}_\ell + n \rightarrow \Xi^- + \ell^+ \quad (6.1.3)$$

реакция (1) запрещена правилом $\Delta S = \Delta Q$, а реакции с образованием Ξ гиперонов запрещены отсутствием переходов с изменением странности $|\Delta S| > 2$.

Здесь нет правила $|\Delta I| = 1$ и все 8 форм-факторов входят в выражение для J_α , если не предполагать существования более высокой, чем изотопическая, симметрии сильных взаимодействий. При существовании $SU(3)$ - симметрии число форм-факторов уменьшается до четырех.

Таким образом исследуются свойства тока, меняющего странность. В настоящее время принимается, что этот ток вызывает переходы со следующими правилами отбора по адронам

- 1) $|\Delta S| < 2$
 - 2) $\Delta S = \Delta Q$
 - 3) $\Delta I = \frac{1}{2}$.
- (7.1.3)

В. Правило $|\Delta S| < 2$

В рамках ток x ток схемы взаимодействия нарушение этого правила означало бы наличие эффективного гамильтониана вида

$$J_\alpha^+ (\Delta S = 2) J_\alpha (\Delta S = 0). \quad (8.1.3)$$

Существование (8) приводит к отличному от нуля матричному элементу

$$\langle K^0 | J_\alpha^+ (\Delta S = 2) J_\alpha (\Delta S = 0) | \bar{K}^0 \rangle \neq 0.$$

Таким образом, недиагональный матричный элемент между состояниями K^0 и \bar{K}^0 оказывается порядка G.

Наличие такого матричного элемента приводит к линейной по G разности масс K_1^0 и K_2^0 мезонов, которая должна поставлять величину порядка 1 эв, что значительно превышает 10^{-5} эв.

С. Правило $\Delta S = \Delta Q$

Аналогичный аргумент можно привести относительно правила $\Delta S = \Delta Q$. Из факта $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_\ell$ распада известно, что переход с $\Delta S = \Delta Q$ имеется.

Предположим, что кроме того имеются и переходы с $\Delta S = -\Delta Q$. Тогда в рамках ток x ток схемы должно быть следующее

$$J_\alpha^+ (\Delta S = \Delta Q) J_\alpha (\Delta S = -\Delta Q). \quad (9.1.3)$$

Этот член имеет $\Delta S = 2$ и $\Delta Q = 0$ и опять приводит к большой разности масс K_1^0 и K_2^0 мезонов. Следовательно, нет переходов с $\Delta Q = -\Delta S$ (если исключить такую возможность, что фазы $J_\alpha (\Delta Q = \Delta S)$ и $J_\alpha (\Delta Q = -\Delta S)$ сдвинуты на $\pi/2$).

Д. Правило $|\Delta I| = \frac{1}{2}$

Часто предполагается, что часть барионного тока, меняющего странность - S_ρ , преобразуется как компонента спинора. Произведение нуклонного и гиперонного полей может преобразовываться как изоспин 1/2 или 3/2. Так что

$$S_\rho = S_\rho (I = \frac{1}{2}, I_3 = \frac{1}{2}) + S_\rho (3/2, \frac{1}{2}) + S_\rho (3/2, 3/2). \quad (10.1.3)$$

Третий член дает $\Delta I_3 = 3/2$ и не удовлетворяет правилу $\Delta S = \Delta Q$, так как $\Delta Q = +1$, $\Delta I_3 = 3/2$ тогда как $\Delta S = -1 = -\Delta Q$.

Второй член удовлетворяет правилу $\Delta S = \Delta Q$, но преобразуется как спинор $I = 3/2$ и не удовлетворяет правилу $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.

Первый член удовлетворяет обоим правилам. Примером такого взаимодействия является $\bar{\Lambda}^0 \gamma_\alpha p$.

Если правило $\Delta I = \frac{1}{2}$ имеет место, то введя шпурин с $I = \frac{1}{2}$, нетрудно получить соотношение

$$R(\bar{\nu}_\ell + n \rightarrow \Sigma^- + \ell^+) = 2R(\bar{\nu}_\ell + p \rightarrow \Sigma^0 + \ell^+). \quad (11.1.3)$$

Эти правила отбора и правила отбора $\Delta I = 1$ для $\Delta S = 0$ лептонных распадов приводят к параллели с квантовыми числами заряженных членов унитарного октета (π - для обычного и K - для странного токов) и следовали бы очень естественно из гипотезы, что сами токи J_α , S_α являются членами унитарного октета токов. Эта гипотеза была выдвинута Кабиббо^{190/}.

§ 2. Октетная гипотеза Кабиббо

Октет 0^- мезонов описывается (1,1) бесследовым тензором M_j^i ($i, j = 1, 2, 3$)

$$M_j^i = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} - \eta/\sqrt{6} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} - \eta/\sqrt{6} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & +2\eta/\sqrt{6} \end{pmatrix} \quad (1.2.3)$$

M_1^1 означает π^+ , $M_1^3 = K^+$, Три оси 1, 2, 3 таковы, что ось 1 связана с зарядом, а ось 3 - с гиперзарядом.

Гипотеза состоит в том, что токи J_α и S_α являются членами октета токов $(J_j^i)_\alpha$, чьи свойства преобразования при операции унитарной симметрии совпадают со свойствами M_j^i .

При рассмотрении лептонных распадов представляют интерес токи J_1^2 и J_1^3 , которые преобразуются подобно π^+ и K^+ . Для антилептонных процессов важны токи J_2^1 и J_3^1 , которые преобразуются как π^- и K^- соответственно.

В модели Сакаты

$$\begin{aligned} J_\alpha &= (J_1^2)_\alpha = \bar{p} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) p \\ S_\alpha &= (J_1^3)_\alpha = \bar{\Lambda} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) p. \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

При справедливости октетной гипотезы наблюдавшиеся правила отбора являются следствием того, что

$$a) \quad S_\alpha = (J_1^3)_\alpha \quad \text{имеет свойства} \quad |\Delta I| = \frac{1}{2},$$

$$\Delta S = -1, \quad \Delta Q = -1.$$

Эрмитово сопряженный ток $S_\alpha^+ = (J_3^1)_\alpha$ приводит к переходам с $\Delta S = +1$ и $\Delta Q = +1$. Таким образом, возникает правило $\Delta Q = \Delta S$.

В октете не имеется тока с $\Delta S = +2$.

б) $J_\alpha = (J_1^2)_\alpha$ является вектором изоспина, что приводит к $\Delta I = 1$ для переходов с $\Delta S = 0$.

Однако интенсивности распадов с $\Delta S = \pm 1$ меньше лептонных распадов с $\Delta S = 0$ раз в 20. Так, экспериментально $w(\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e) = 0,8 \cdot 10^{-3}$ при $w_{\text{теор}} = 1,5 \cdot 10^{-2}$ для бета-взаимодействия той же формы и силы, что и $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Аналогично, времена жизни $\pi_{\mu 2}$ и $K_{\mu 2}$ сравнимы, хотя освобождающаяся энергия во втором случае много больше.

Можно было бы приписать это различие в интенсивностях влиянию форм-факторов (энергии, выделяемые в процессах с изменением странности, заметно больше энергий, выделяемых в распадах с $\Delta S = 0$).

Можно было бы допустить наличие "странной универсальности" - все лептонные распады с изменением странности протекают с одинаково уменьшенной (по сравнению с $\Delta S = 0$) константой $^{1/3} |G|$.

Кабиббо предположил, что ток адронов можно представить в виде

$$J_\alpha = (J_1^2)_\alpha \cos \theta + (J_1^3)_\alpha \sin \theta. \quad (3.2.3)$$

Чтобы допустить такую форму, необходимо считать, что одинаковое θ справедливо и для J_α^Y и для J_α^A , что сразу не очевидно, но что было известно из анализа "странной универсальности". Посмотрим как (3) соответствует экспериментальным данным.

Сравним $K_{\ell 2}$ и $\pi_{\ell 2}$ распады. Так как для адронов имеется переход $0^- \rightarrow 0^+$ (вакуум), то для $K_{\ell 2}$ и $\pi_{\ell 2}$ распадов в J_α остается лишь J_α^A . Матричный элемент для $K_{\ell 2}$ распада имеет вид

$$M(K_{\ell 2} \rightarrow \ell + \nu_\ell) = \langle 0 | J_\alpha^A | K^+ \rangle_{j_{\ell\alpha}}. \quad (4.2.3)$$

Так как единственной векторной переменной в $\langle 0 | J_\alpha^A | K^+ \rangle$ является $(p_k)_\alpha = (p_\nu + p_\ell)_\alpha$, то

$$\langle 0 | J_\alpha^A | K^+ \rangle = F_{k\ell\nu_\ell} p_{k\alpha}. \quad (5.2.3)$$

Из (3)

$$F_{k\ell\nu_\ell} p_{k\alpha} = \langle 0 | (J_1^3)_\alpha^A | K^+ \rangle \sin \theta. \quad (6.2.3)$$

Для процесса $\pi \rightarrow \ell + \nu_\ell$ $F_{k\ell\nu_\ell} p_{ka}$ заменяется на $F_{\pi\nu_\ell} p_{\pi a}$, а из (3)

$$F_{\pi\nu_\ell} p_{\pi a} = \langle 0 | J_a^A | \pi^+ \rangle = \langle 0 | (J_1^2)_a^A | \pi^+ \rangle \cos \theta. \quad (7.2.3)$$

Так как J_1^2 преобразуется как π^+ , а J_1^3 как K^+ , унитарная симметрия приводит к равенству

$$\langle 0 | (J_1^2)_a^A | \pi^+ \rangle = \langle 0 | (J_1^3)_a^A | K^+ \rangle, \quad (8.2.3)$$

где эффектами, связанными с разностью масс π и K пренебрегается. Так как p_{ka} и $p_{\pi a}$ дают для обоих процессов одинаковые вклады, пропорциональные m_ℓ , из (7)

$$\frac{F_{k\ell\nu_\ell} p_{ka}}{F_{\pi\nu_\ell} p_{\pi a}} = \frac{F_{k\ell\nu_\ell}}{F_{\pi\nu_\ell}} = \text{tg } \theta_A = \text{tg } \theta \quad (9.2.3)$$

Следовательно,

$$\frac{w(K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)}{w(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)} = \text{tg}^2 \theta_A \frac{m_K (1 - m_\mu^2/m_K^2)^2}{m_\pi (1 - m_\mu^2/m_\pi^2)^2}. \quad (10.2.3)$$

Сравнение с экспериментом приводит к

$$\theta_A = 0,266 \pm 0,005.$$

Для определения θ_V Кабиббо сравнил $\pi^+ \rightarrow \rho^+ e^+ \nu_e$ и $K^+ \rightarrow \rho^+ e^+ \nu_e$. Так как в этих переходах для адронов $0^- \rightarrow 0^-$, они являются чисто фермиевскими переходами, обозначенными J_a^V .

Как мы уже знаем,

$$M(\pi^+ \rightarrow \rho^+ + e^+ + \nu_e) = \sqrt{2} G_\beta^V (p_+ + p_0)_a j_{\ell a} = \langle \pi^0 | J_a^V | \pi^+ \rangle j_{\ell a}.$$

С помощью (3) тот же матричный элемент можно выразить как

$$\langle \pi^0 | J_a^V | \pi^+ \rangle j_{\ell a} = \langle \pi^0 | (J_1^2)_a^V | \pi^+ \rangle j_{\ell a} \cos \theta. \quad (11.2.3)$$

Откуда

$$\langle \pi^0 | (J_1^2)_a^V | \pi^+ \rangle = C (p_+ + p_0)_a, \quad (12.2.3)$$

где

$$C = \sqrt{2} G_\beta^V / \cos \theta_V.$$

Матричный элемент $K_{\ell a}^+$ распада аналогично равен

$$M(K^+ \rightarrow \rho^+ + \ell^+ + \nu_\ell) = \langle \pi^0 | J_a^V | K^+ \rangle j_{\ell a} = \langle \pi^0 | (J_1^3)_a^V | K^+ \rangle j_{\ell a} \sin \theta_V. \quad (13.2.3)$$

В пределе точной SU(3) - симметрии матричный элемент $K \rightarrow \pi$ должен иметь тот же вид, что и матричный элемент $\pi \rightarrow \pi$ перехода с точностью до значений коэффициентов Клебша-Гордана. Используя таблицы коэффициентов, получим

$$\langle \pi^0 | (J_1^3)_a^V | K^+ \rangle = \frac{1}{2} C (p_+ + p_0)_a. \quad (14.2.3)$$

Используя СВТ для вероятности π_{e3} распада и экспериментальные данные о K_{e3} , получаем

$$\theta_V = 0,241 \pm 0,008.$$

Значения θ_A и θ_V в основном совпадают.

Теоретический смысл комбинации

$$(J_1^2)_a \cos \theta + (J_1^3)_a \sin \theta$$

не ясен. Если повернуться на угол θ вокруг оси 1, эта комбинация превратится в $(J_1^{2'})$, где $2'$ - новое положение оси 2. Вопрос, почему слабое взаимодействие выбирает одну из осей в плоскости 1-2, не имеет пока удовлетворительного теоретического ответа.

Эффективно Кабиббо предложил расширить μ -e универсальность таким образом, что взаимодействие принимает форму

$$H_w = G \{ (J_1^{2'})_a j_{\ell a} + \text{h.c.} \},$$

причем роль универсальной константы должна играть

$$G = G_\beta^V / \cos \theta = (1,011 \pm 0,003) G_\mu. \quad (15.2.3)$$

Сакураи^{/92/} привел аргументы в пользу еще большей близости G и G_μ в рамках гипотезы Кабиббо из-за некоторого уменьшения θ_V за счет взаимодействий, нарушающих SU(3). Для оценки такого взаимодействия Сакураи отметил, что слабая $K \rightarrow \pi$ векторная вершина близко связана с вершиной $K^* \rightarrow K + \pi$ распада векторного мезона K^* , а $\pi \rightarrow \pi$ вершина связана аналогично с распадом векторного ρ -мезона $\rho \rightarrow \pi + \pi$ и оценил ренормирующий множитель для этих вершин сравнением ширины соответствующих распадов. Так как ширина K^* (50 Мэв) примерно на 50% превышает то значение, которое ожидалось на основе унитарной симметрии с помощью известной ширины ρ -мезона (100 Мэв), Сакураи заключил, что нарушения SU(3) могут примерно на 50% увеличивать $K \rightarrow \pi$ вершину по сравнению с $\pi \rightarrow \pi$. Это приводит к заключению, что наблюдавшееся значение θ_V на 25% выше того значения, которое должно быть в пределе точной унитарной симметрии. При этом θ_V необходимо уменьшить до 0,19; и значение G из (15)

совсем хорошо совпадает с G_μ . Конечно, эти аргументы Сакураи далеки от строгости.

Но даже без "нападок" на нестрогость аргументов Сакураи, можно привести аргументы против "привлечения" $\cos \theta$ для установления лучшего соответствия G и G_μ . Ввиду малости $\cos \theta$ и связанных с ним эффектов не ясно, в какой степени физически осмысленно можно отделить "эффект $\cos \theta$ ", связанный с $SU(3)$ - симметрией, от электромагнитных эффектов, которыми пренебрегается в октетном приближении. По-видимому, трудно исключить возможность, что во всех формулах надо положить

$$\cos \theta = 1.$$

Не видно возражений против того, чтобы считать само введение угла Кабиббо "внешним" по отношению к гипотезе о трансформационных свойствах токов J_α и S_α в унитарном пространстве. Но сначала рассмотрим структуру матричного элемента K_{ℓ_3} распада, не делая предположений о справедливости гипотезы Кабиббо, с тем, чтобы увидеть, к каким свойствам тока S_α приводит эксперимент.

§ 3. K_{ℓ_3} - распад

Изучение ряда свойств тока S_α становится возможным при исследовании K_{ℓ_3} -распада. В этом распаде имеются два импульса p_k и p_π , характеризующие адроны. Общий вид $K-\pi$ тока для этого распада равен

$$\langle \pi | J_\alpha^V | K \rangle = F_+(q^2) (p_k + p_\pi)_\alpha + F_-(q^2) (p_k - p_\pi)_\alpha, \quad (1.3.3)$$

где $q = p_k - p_\pi$ - импульс, передаваемый лептонам

$$q^2 = -(p_k - p_\pi)^2 = -m_k^2 + m_\pi^2 - 2m_k E_\pi$$

$$E_\pi = (m_\pi^2 + p^2)^{1/2}, \quad p - \text{импульс пиона.}$$

При справедливости T -инвариантности $F_\pm(q^2)$ действительны. Как уже отмечалось ранее, вкладом, пропорциональным $F_-(q^2)$ ($= m_\ell$), для K_{ℓ_3} -распада можно пренебречь. Изучение спектров и распределения по углу θ между направлениями пиона и лептона для K_{ℓ_3} -распада приводит к заключению о том, что $F_+(q^2)$ близко к константе. Если представить $F_+(q^2)$ в виде $\frac{F_+(0)}{1 + \lambda q^2/m_\pi^2}$, хорошее согласие получается при $\lambda = 0,04 \pm 0,045$. То же заключение получается и для F_- . При $\lambda=0$ отношение полных вероятностей для распадов $K_{\ell_3}^0$ - мезонов

$$\frac{w(K_{\ell_3}^0)}{w(K_{\ell_3}^+)} = 0,65 + 0,124 \left(\frac{F_-}{F_+} \right) + 0,019 \left(\frac{F_-}{F_+} \right)^2 = 0,73 \pm 0,15 \quad (2.3.3)$$

приводит к двум возможным значениям $F_-/F_+ = 0,66^{+0,9}_{-1,3}$ или $(-6,6^{+0,7}_{-1,5})$. Данные о K^+ -мезонах дают

$$F_-/F_+ = 0 \pm 1,5 \text{ или } -6,5 \pm 0,8.$$

Уже измерения спектра мюонов приводят к аргументам против второго решения. Более чувствительно к выбору одного из решений измерение поляризации мюонов. Смирнитский и Вайссейберг^{/83/} получили для мюонов со средней энергией 40-100 Мэв $\bar{P}_\mu = +0,7 \pm 0,45$ (противоположно helicity мюонов из $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ распада). Гидал и др.^{/84/} получили $\bar{P}_\mu = +0,74 \pm 0,16$, что дает $F_-/F_+ = -0,15 \pm 0,9$ или $-4,0 \pm 0,75$.

Таким образом, экспериментальные данные "выбирают" малое значение F_-/F_+ .

§ 4. Частичное сохранение $\Delta S = \pm 1$ векторного тока

В пределе точной $SU(3)$ - симметрии меняющий странность векторный ток $(J_1^3)_\alpha^V$ должен стать сохраняющимся, так как его можно получить $SU(3)$ преобразованием из $\Delta S=0$ тока $(J_1^2)_\alpha^V$, который сохраняется будучи компонентой тока изоспина. Можно ожидать, что в обычном мире $(J_1^3)_\alpha^V$ будет удовлетворять этому закону сохранения при больших передаваемых импульсах, т.е. что этот ток будет "частично сохраняющимся".

В унитарном пределе $K-\pi$ вершина должна совпадать с $\pi-\pi$ вершиной и $F_-/F_+ \rightarrow 0$. Поэтому хорошо, что данные о K_{ℓ_3} приводят к малому значению F_-/F_+ , хотя неопределенность в F_-/F_+ близка к $\pm 0,5$. Во всяком случае экспериментальные данные совместимы со значением $F_-/F_+ = 0$.

§ 5. K_{ℓ_4} - распад

При постепенном переходе от более простых распадов к более сложным, K_{ℓ_4} -распад представляет собой первый пример процесса, где в начальном и в конечном состояниях вместе участвуют 5 частиц. Такого сорта процессы в физике слабых взаимодействий изучены менее всего. Другими примерами процессов подобного класса являются "неупругие" нейтринные процессы с образованием пионов

$$\nu_\mu + N \rightarrow N + \mu + \pi$$

или

$$\mu + Ca^{40} \rightarrow K^{39} + \pi + \nu_\mu.$$

По мере углубления исследований, эти процессы будут рассматриваться все подробнее. Поэтому анализ K_{ℓ_4} -распада, помимо собственного интереса, важен и с этой стороны.

Матричный элемент K_{ℓ_4} -распада имеет вид ^{/95/}

$$M(K \rightarrow \pi + \pi + \ell + \nu_{\ell}) = \langle \pi\pi | J_{\alpha} | K \rangle j_{\ell\alpha}, \quad (1.3.5)$$

где

$$\langle \pi\pi | J_{\alpha} | K \rangle = A \frac{p_{\alpha}}{m_k} + B \frac{q_{\alpha}}{m_k} + C \frac{(p_k - p_{\ell})_{\alpha}}{m_k} + D \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_k^{\beta} p_{\ell}^{\gamma} q^{\delta} / m_k^3. \quad (1.3.5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} p &= p_1 + p_2 \\ q &= p_1 - p_2 \\ p_1, p_2 &- 4 - \text{импульсы двух пионов} \\ p_k &- 4 - \text{импульс начального } K \text{-мезона.} \end{aligned}$$

Величины A, B и C происходят от аксиального тока J_{α}^A , а D - от J_{α}^V . Множители m_k^{-1} введены из размерных соображений, так как массы промежуточных состояний $\geq m_k$.

В силу малости p/m_k и q/m_k членом с D можно пренебречь. Таким образом, практически K_{ℓ_4} распад связан с аксиально-векторным током.

Для K_{ℓ_4} -распада можно пренебречь членом с C , так как

$$\begin{aligned} p_k - p_{\ell} &= p_{\nu} + p_{\ell} \\ -i(p_{\ell} + p_{\nu})_{\alpha} j_{\ell\alpha} &= m_{\ell}(\nu_{\ell}(1 - \gamma_5) \ell) \end{aligned}$$

и вклад C пропорционален массе лептона. Скалярные коэффициенты A, B, C и D являются функциями скалярных произведений

$$p^2, (p_k p), (p_k q).$$

Полная энергия в системе покоя $\pi - \pi$ дается

$$\begin{aligned} m_{\pi\pi}^2 &= -p^2 \\ (p_k p) &= m_k(m_{\pi\pi}^2 + p^2)^{1/2}, \end{aligned}$$

где p - полный импульс двух пионов в системе покоя K^+ . Переменная $(p_k q)$ прямо связана с углом θ между $\pi - \pi$ относительным импульсом \bar{q} , измеренным в системе покоя $\pi - \pi$, и вектором \bar{p} , определенным выше. Если ввести значения векторов \bar{p} и \bar{q} - p и q , то

$$(p_k q) = \frac{m_k}{m_{\pi\pi}} p q \cos \theta.$$

При справедливости правила $\Delta I = 1/2$ слабый переход $K \rightarrow \pi + \pi$ может привести лишь к состояниям $\pi - \pi$ системы с $I=0$ или $I=1$.

Для состояний с $I=0$ статистика Бозе требует, чтобы матричный элемент (1) был четной функцией при перестановке пионных индексов 1 и 2. Это приводит к тому, что A и C являются четными функциями, а B и D - нечетные функции от $(p_k q)$. Таким образом,

$$A^{(0)} = A_0 + A_2 [(p_k q) / m_k^2]^2 + \dots \quad (2.3.5)$$

$$B^{(0)} = -(p_k q) / m_k^2 \{ B_1 + B_3 [(p_k q) / m_k^2]^2 + \dots \},$$

где A_1 и B_1 являются функциями от $m_{\pi\pi}$ и $(p_k q)^2$.

Для конечных состояний с $I=1$ матричный элемент должен быть нечетным по индексам пионов 1 и 2. Для этого случая A и C должны быть нечетными функциями, а B и D - четными функциями от $(p_k q)$, так что

$$A^{(1)} = (p_k q) / m_k^2 \{ A_1 + A_3 [(p_k q) / m_k^2]^2 + \dots \} \quad (3.3.5)$$

$$B^{(1)} = B_0 + B_2 [(p_k q) / m_k^2]^2 + \dots$$

Так как $(p_k q) / m_k^2$ мало, мы пренебрегаем поправками по этой переменной. В этом приближении матричный элемент принимает вид

$$j_{\ell\alpha} \{ [A_0(m_{\pi\pi}, p^2) + A_1(m_{\pi\pi}, p^2) \frac{(p_k q)}{m_k^2}] p_{\alpha} + B_0(m_{\pi\pi}, p^2) q_{\alpha} \} m_{\ell}^{-1}. \quad (4.3.5)$$

Здесь A_0 описывает переходы к $I=0$ состоянию $\pi - \pi$ системы с $\ell=0$, а A_1 и B_0 описывают переходы к $I=1$ состоянию пионной системы в p -состоянии.

В общем случае для $K_{\ell_4}^+$ -распада имеют место переходы и к $I=0$ и к $I=1$ состояниям. Для $K_{\ell_4}^+$ -распада

$$K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^{\pm} + \ell^{\pm} + \nu_{\ell}$$

правило $\Delta I = 1/2$ разрешает состояния пионной системы только с $I=1$.

Учет взаимодействия между двумя пионами может быть проведен с помощью условия симметрии S -матрицы. Если принимается справедливость T -инвариантности слабых взаимодействий, то

$$A_0 = R_0 e^{i\delta_0}, \quad A_1 = R_1 e^{i\delta_1}, \quad B_0 = S_1 e^{i\delta_1},$$

где δ_0 и δ_1 - фазы $\pi - \pi$ рассеяния в s- и p-состояниях, соответственно, $\delta_1 = \delta_1(\pi_{\pi\pi})$, а R_0, R_1, S_1 - действительные коэффициенты^{x)}.

x) T-инвариантность приводит к симметрии S-матрицы

$$S_{ik} = S_{ki} \quad (a)$$

При "выключении" слабых взаимодействий

$$S_{ik} = S_{ik}^{(0)} = \delta_{ik} e^{i2\delta_k} \quad (\text{суммирования нет}) \quad (b)$$

$$S_{k\bar{l}} = S_{k\bar{l}}^{(0)} = \delta_{k\bar{l}} e^{i2\delta_{\bar{l}}}.$$

При "включении" слабого взаимодействия

$$S_{ik} = S_{ik}^{(0)} + S_{ik}^{(1)} \quad (c)$$

Относительно $S_{ik}^{(1)}$ мы будем предполагать, что можно пренебречь ее квадратом по сравнению с первой степенью $S_{ik}^{(1)}$. Подстановка (c) в условие унитарности $S^+ S = 1$ при учете симметрии S-матрицы (a) приводит к условию

$$\sum_k (S_{ik}^{(1)} S_{k\bar{l}}^{(0)*} + S_{ik}^{(0)} S_{k\bar{l}}^{(1)*}) = 0 \quad (d)$$

Если подставить в (d) для $S_{ik}^{(0)}$ выражение (b), а $S_{ik}^{(1)}$ представить в виде

$$S_{ik}^{(1)} = i \rho_{ik} e^{i\phi_{ik}}, \quad (e)$$

то из (d) получим, что

$$\phi_{ik} = \delta_i + \delta_k \quad (f)$$

При K_{ℓ_4} распаде $\delta_1 = 0$, а $\delta_k = \delta_{\pi\pi}$.

Наличие пион-пионного взаимодействия приводит к такому интересному эффекту, как вверх-вниз асимметрия в испускании электронов относительно плоскости, определяемой импульсами пионов. В системе покоя K-мезона асимметрия пропорциональна.

$$2m_k R_0 S_1 \sin(\delta_0 - \delta_1) (\vec{p}_\pi [\vec{p} \vec{q}]). \quad (5.3.5)$$

Изучение $K_{\ell_4}^+$ распада открывает редкую возможность изучения пион-пионного взаимодействия в области кинетической энергии в с.ц.м. до 150 Мэв. Проведенный до сих пор анализ позволил "забросать" некоторые "крайние" модели пион-пионного взаимодействия.

§ 6. Лептонные распады гиперонов

Матричный элемент соответствующего перехода C → D пропорционален

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \langle D | [(J_1^2)_\alpha^V + (J_1^2)_\alpha^A] \cos \theta + [(J_1^3)_\alpha^V + (J_1^3)_\alpha^A] \sin \theta | C \rangle \quad (1.3.6)$$

В рамках SU(3)-симметрии все 1/2+ барионы объединяются в один октет частиц, элементы которого обозначаются через B_j^i (i, j = 1, 2, 3)

$$B = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} - \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} - \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} & n \\ \Xi^- & -\Xi^0 & \frac{2\Lambda^0}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \quad (2.3.6)$$

Антибарионам соответствует матрица \bar{B}_j^i

$$\bar{B} = \begin{pmatrix} \frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} - \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} & \bar{\Sigma}^- & \bar{n} \\ \bar{\Sigma}^+ & -\frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} - \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} & \bar{p} \\ \bar{p} & -\bar{n} & \frac{2\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \quad (3.3.6)$$

Матричные элементы, которые нам необходимы,

$$(\bar{B}_\beta^a | J_j^i | B_\rho^\sigma) = C_{\alpha\beta}^{\beta i \sigma}$$

вычисляются обычной техникой коэффициентов Клебша-Гордана.

Поскольку наиболее общий вид унитарного скаляра

$$\Phi = \sum_{1,2,3} (C_{\alpha\rho}^{\beta i \sigma} J_1^i \bar{B}_\beta^a B_\rho^\sigma)$$

характеризуется двумя константами D и F

$$\Phi = D \text{Sp} \{ J (\bar{B} B + B \bar{B}) \} + F \text{Sp} \{ J (\bar{B} B - B \bar{B}) \}, \quad (4.3.6)$$

матричные элементы характеризуются двумя величинами D и F, так что

$$\langle B^i | J_\lambda^j | B^k \rangle = i f_{ijk} F_\lambda + d_{ijk} D_\lambda \quad (5.3.6)$$

Для распадов с сохранением странности нам требуется матричный элемент от J_1^3 , для распадов с изменением странности - матричный элемент от J_1^1 . Вслед за Далитцем мы можем получить его как коэффициенты, соответственно, при J_1^2 и J_1^3 в (4)

$$(D - F) (B \bar{B})_1^{2,3} + (D + F) (B \bar{B})_1^{3,2} \quad (6.3.6)$$

Перемножением получим

$$(\bar{B} B)_1^2 = \bar{\Sigma}^+ \left(\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} - \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} \right) - \left(\frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} + \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} \right) \Sigma^- + \bar{\Xi}^0 \Xi^- \quad (7.3.6)$$

$$(\bar{V} \bar{V})_1^2 = \left(\frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} - \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} \right) \bar{\Sigma}^- + \bar{\Sigma}^+ + \left(-\frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} - \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} \right) + \bar{p} \bar{n} \quad (8.3.6)$$

$$(\bar{V} \bar{V})_1^3 = \bar{p} \left(\frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} - \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} \right) - \bar{n} \bar{\Sigma}^- + \frac{2}{\sqrt{6}} \bar{\Lambda}^0 \bar{\Xi}^-$$

$$(\bar{V} \bar{V})_1^3 = \left(\frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} - \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} \right) \bar{\Xi}^- - \bar{\Sigma}^+ \bar{\Xi}^0 + \frac{2}{\sqrt{6}} \bar{p} \bar{\Lambda}^0$$

Отсюда

$$(a) \quad \langle p | J_1^2 | n \rangle = D + F$$

$$(б) \quad \langle \Lambda | J_1^2 | \Sigma^- \rangle = \langle \Sigma^+ | J_1^2 | \Lambda \rangle = -\frac{2D}{\sqrt{6}}$$

$$(в) \quad \langle p | J_1^3 | \Lambda \rangle = (D + 3F) / \sqrt{6} \quad (8.3.6)$$

$$(г) \quad \langle n | J_1^3 | \Sigma^- \rangle = -D + F$$

$$(д) \quad \langle \Lambda | J_1^3 | \Xi^- \rangle = (D - 3F) / \sqrt{6}$$

Эти выражения подставляются в (1).

Учтем теперь следующие обстоятельства:

а) Компоненты $(J_1^2)_a^y$ и $(J_1^3)_a^y$ соответственно пропорциональны компонентам тока изоспина $(I_+)_a$ и $(I_-)_a$.

Естественно предположить, что компоненты октета $(J_1^i)_a^y$ пропорциональны октету тока изоспина. Но ток изоспина не имеет $\Sigma \Lambda$ компонент. Следовательно, (98) $D_V = 0$ и ток изоспина содержит лишь антисимметричное F -взаимодействие, $F_V = 1$.

б) Изучение бета-распада барионов позволяет дать независимую оценку угла Кабиббо θ .

Таким образом, для матричных элементов различных переходов имеем

Переход	Вектор	Аксиальн. вектор	Вероятности	
			теория	эксперимент
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0$	0	$-\frac{\sqrt{2}}{3} D_A \cos \theta$	$(0,85 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$	$(0,75 \pm 0,28) \cdot 10^{-4}$
$n \rightarrow p$	$\cos \theta$	$(D_A + F_A) \cos \theta$		
$\Lambda \rightarrow p$	$\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta$	$\frac{1}{\sqrt{6}} (D_A + 3F_A) \sin \theta$		$(8,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$
$\Sigma^+ \rightarrow n$	$\sin \theta$	$(-D_A + F_A) \sin \theta$		$(13 \pm 2) \cdot 10^{-4}$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0$	$\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta$	$\frac{1}{\sqrt{6}} (D_A - 3F_A) \sin \theta$	$(5,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$	$(24 \pm 14) \cdot 10^{-4}$

Из экспериментальных данных необходимо определить D_A, F_A и θ .

$$G_{\beta}^A / G_{\beta}^V = (D_A + F_A) = -1,15 \pm 0,04 \quad (\text{более новые данные } -1,18 \pm 0,02).$$

Отношение $\Lambda \rightarrow p$ к $\Sigma^- \rightarrow n$ не зависит от θ

$$\frac{\left\{ \frac{3}{2} + \frac{1}{2} (D_A + 3F_A)^2 \right\} 11,5}{[1 + 3(-D_A + F_A)^2] 5,8} = \frac{8,1 \pm 1,0}{13 \pm 2}$$

Лучшее решение $D_A = -0,76 \pm 0,05, F_A = -0,39 \pm 0,05$.

Из $\Lambda \rightarrow p$

$$\frac{1}{4} \sin^2 \theta \left\{ \frac{3}{2} + \frac{1}{2} (D_A + 3F_A)^2 \right\} 1,5 \cdot 10^{-2} = (8,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$$

Опять лучшее решение: $\theta = 0,28 \pm 0,02$ хорошо согласуется с оценкой θ из распад π и K -мезонов.

Проверкой может быть $\Sigma^- \rightarrow \Lambda$ бета-распад. Из таблицы для его вероятности имеем

$$3/4 (2/3 D_A^2 \cos^2 \theta) 2,4 \cdot 10^{-4}$$

Для лучшего решения имеем $\Sigma_{\lambda}^- / \Sigma_{\text{tot}}^- = (0,65 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$, что близко к экспериментальной цифре $(0,75 \pm 0,28) \cdot 10^{-4}$.

Второе решение дает $(0,08 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$, что существенно меньше экспериментальной цифры. (Отметим, что согласие становится еще лучшим, если считать $\cos \theta = 1$).

Для $\Xi^- \rightarrow \Lambda$ перехода имеем (для вероятности)

$$\frac{1}{4} \left\{ \frac{3}{2} + \frac{1}{2} (D_A - F_A)^2 \right\} \sin^2 \theta 2,0 \cdot 10^{-2}$$

и первое решение дает $(5,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$. Требуется улучшение точности эксперимента.

Теория Кабиббо предсказывает, тем самым, варианты эффективных взаимодействий. Для лучшего решения

$$\Lambda \rightarrow p \quad \Sigma^- \rightarrow n \quad \Xi^- \rightarrow \Lambda$$

$$V \quad -(0,64 \pm 0,05) A \quad V \quad +(0,37 \pm 0,10) A \quad V \quad -(0,14 \pm 0,07) A. \quad (10.3.6)$$

Лучшее измерение вверх-вниз асимметрии электронов при распаде поляризованных Λ^0 -частиц дает

$$V \quad -(0,9^{+0,25}_{-0,3}) A.$$

Неожиданным результатом является положительный знак у λ_A во $(V + \lambda_A A)$ взаимодействии для $\Sigma^- \rightarrow n$ и близость λ_A к нулю для $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0$.

§ 7. Почему равны θ_V и θ_A ?

Интересное замечание относительно равенства $\theta_V = \theta_A$ сделал недавно Гурден¹⁹⁷¹. Он обратил внимание на то, что если сделать ряд допущений, то это равенство будет следовать из обобщения результатов Адлера и Вайсбергера.

С помощью соотношения Гельдбергера-Тримена $F_\pi = -\frac{2M_N G_A}{g_{\pi NN}}$ результат Адлера и Вайсбергера можно представить в виде

$$G_A^2 = G_V^2 + F_\pi^2 I_\pi \quad (1.7.3)$$

где F_π - форм-фактор $\pi \rightarrow \mu + \nu$ распада, а

$$I_\pi = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty q \frac{d\omega}{\omega^2} [\sigma(\pi^+ p) - \sigma(\pi^- p)] \quad (2.7.3)$$

Если, невзирая на возможность увеличения роли разреза и необходимость аналитического продолжения на большее расстояние, повторить рассуждения Адлера и Вайсбергера для тока, меняющего странность, то вместо (1)-(2) получим

$$G_A^2(\Delta S=1) = G_V^2(\Delta S=1) + F_k^2 I_k \quad (3.7.3)$$

где F_k - форм-фактор $K \rightarrow \mu + \nu$ распада, а

$$I_k = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty q \frac{d\omega}{\omega^2} [\sigma(K^0 p) - \sigma(\bar{K}^0 p)] = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty q \frac{d\omega}{\omega^2} [\sigma(K^+ n) - \sigma(K^- n)] \quad (4.7.3)$$

По определению

$$\text{tg } \theta_V = \frac{G_V(\Delta S=1)}{G_V} \quad \text{и} \quad \text{tg } \theta_A = \frac{G_A(\Delta S=1)}{G_A} \quad (5.7.3)$$

Согласно Кабиббо,

$$\text{tg } \theta_A = \frac{F_k}{F_\pi} \quad (6.7.3)$$

Тогда из (3)

$$G_A^2 = \frac{\text{tg}^2 \theta_V}{\text{tg}^2 \theta_A} G_V^2 + F_\pi^2 I_k \quad (7.7.3)$$

Если пренебречь разницей в нижних порогах, то в силу соотношения Джонсона-Тримена

$$I_k = I_\pi,$$

а тогда

$$\text{tg}^2 \theta_V = \text{tg}^2 \theta_A.$$

Эти аргументы Гурдена интересны с точки зрения понимания смысла углов Кабиббо. Видно, что по отношению к $SU(3)$ - симметрии углы θ оказываются чем-то внешним. Для доказательства их равенства оказывается необходимым прибегнуть к помощи соотношения между сечениями, которое имеет место лишь в более высокой $SU(6)$ -симметрии.

Численно форм-фактор $\pi_{\mu 2}$ распада близок к m_π , форм-фактор $K_{\mu 2}$ распада - к m_k , так что тангенс угла θ_A близок к отношению масс пиона и K -мезона

$$\text{tg } \theta_A = \frac{m_\pi}{m_k}.$$

Если этому соотношению придать более глубокий смысл, то можно принять, что пределу точной $SU(3)$ - симметрии будет соответствовать значение $\theta = \pi/4$, так как при $m_\pi = m_k$

$$\text{tg } \theta_A = 1.$$

§ 8. Рождение гиперонов под действием нейтрино и октетная модель¹⁹⁸¹

Перейдем теперь к обсуждению нейтринных бинарных реакций с $\Delta S = 1$. Правило $\Delta S = \Delta Q$ разрешает лишь реакции (2.1.3), (3.1.3) и (5.1.3). Ввиду наличия соотношения (11.1.3) достаточно рассмотреть амплитуды реакций (2.1.3) и (5.1.3).

Как уже отмечалось выше, в общем случае матричный элемент обсуждаемых переходов имеет вид

$$\langle B_\ell | T | N \bar{\nu}_\ell \rangle = [\bar{\nu}(\nu_\ell) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) v(\ell^+)] \{ \langle \Sigma^- | J_\alpha^+ | n \rangle - \langle \Lambda | J_\alpha^+ | p \rangle \} \quad (1.3.8)$$

Выразим матричный элемент от J_α через 6 форм-факторов в виде

$$\langle B_2 | J_\alpha^+ | B_1 \rangle = 2^{-\frac{1}{2}} \bar{u}_2(p_2) \{ \gamma_\alpha (G_V + G_A \gamma_5) + \sigma_{\alpha\beta} q_\beta (F_V \Sigma^{-1} - F_A \Delta^{-1} \gamma_5) + i q_\alpha (-N_V \Sigma^{-1} + N_A \Delta^{-1} \gamma_5) \} u_1(p_1), \quad (2.3.8)$$

где $\Sigma = M_1 + M_2$, а $\Delta = M_2 - M_1$.

Перейдем к сечению.

Опустив все члены, пропорциональные квадрату массы лептона m_ℓ^2 , имеем

$$\frac{d\sigma}{dt} = (32\pi k_{B1} k_{Bf} s)^{-1} [(G_V^2 + G_A^2 - F_V^2 t \Sigma^{-2}) [(j j')^2 - \Sigma^2 \Delta^2 -$$

(3.3.8)

$$-(m_\ell^2 - t)(\Sigma^2 + \Delta^2 - t)] + 2[(G_V + F_V)^2 (\Delta^2 - t) +$$

$$+ G_A^2 (\Sigma^2 - t)] (m_\ell^2 - t) - 4(G_V + F_V) G_A [(j j') t + m_\ell^2 \Sigma \Delta],$$

где начальный и конечный импульсы в с.п.и.

$$k_{B1} = \frac{1}{2}(s - M_1^2) s^{-1/2} \quad (4^I 3.8)$$

$$k_{Bf} = \frac{1}{2}[s - (M_2 + m_\ell)^2]^{1/2} [s - (M_2 - m_\ell)^2]^{1/2} s^{-1/2} \quad (4^{II} 3.8)$$

а

$$(j j') = -(p_V + p_\ell)(p_1 + p_2) = 2s - M_1^2 - M_2^2 - m_\ell^2 + t \quad (4^III 3.8)$$

III

(4. 3.8)

Если принять, что

$$\frac{G_V(t)}{G_V(0)} = \frac{G_A(t)}{G_A(0)} = \frac{F_V(t)}{F_V(0)} = f(t) = (1 - t/b^2)^{-1},$$

то для больших энергий

$$\sigma \rightarrow \frac{b^2 k_{Bf}}{2\pi k_{B1}} [G_V^2(0) + G_A^2(0) + F_V^2(0) b^2 \Sigma^{-2} (\ell_n \frac{4k_{B1} k_{Bf}}{b^2} - 2)]. \quad (5.3.8)$$

Если

$$f(t) = (1 - t/a^2)^{-2},$$

то

$$\sigma \rightarrow \frac{a^2 k_{Bf}}{6\pi k_{B1}} [G_V^2(0) + G_A^2(0) + \frac{1}{2} F_V^2(0) a^2 \Sigma^{-2}] \quad (6.3.8)$$

при

$$E_\nu \rightarrow \infty.$$

При интегрировании по t пределами являются

$$t_{\max} = -\frac{(s - M_1^2)(s - M_2^2)}{s} + 0(m_\ell^2) \approx -4k_{B1} k_{Bf}$$

$$t_{\min} = -m_\ell^2 \frac{M_2^2 - M_1^2}{s - M_2^2} + 0(m_\ell^4) \quad (7.3.8)$$

В (2) форм-факторы F_A и H_A происходят от токов "второго класса". Для переходов с $\Delta S = 0$ эти форм-факторы обычно считаются равными нулю ввиду справедливости G -инвариантности. В рамках $SU(3)$ модели эти заключения распространяются на переходы с $\Delta S = -1$.

Вместо J_a^+ удобнее работать с J_a , записав

$$\langle \Sigma^- | J_a^+ | n \rangle = -\langle n | J_a | \Sigma^- \rangle^+ \quad (8.3.8)$$

и

$$\langle \Lambda | J_a^+ | p \rangle = -\langle p | J_a | \Lambda \rangle^+.$$

Воспользовавшись (9.3.6) и таблицей (на стр. 108), можно записать

$$\langle n | J_a | \Sigma^- \rangle = (F_a - D_a) \sin \theta \quad (9.3.8)$$

$$\langle p | J_a | \Lambda \rangle = \sqrt{\frac{3}{2}} (F_a + 1/3 D_a) \sin \theta.$$

Векторные части F_a^V и D_a^V связаны с матричными элементами электромагнитного тока

$$\langle p | J_a | p \rangle = F_a^V + 1/3 D_a^V \quad (10.3.8)$$

$$\langle n | J_a | n \rangle = -\frac{2}{3} D_a^V.$$

Из (10) и из известных выражений для электромагнитных токов

$$F_a^V = [F_{1p} + \frac{1}{2} F_{1n}] \gamma_a + \frac{1}{2M_N} [F_{2p} + \frac{1}{2} F_{2n}] \sigma_{\alpha\beta} \varphi_\beta \quad (11.3.8)$$

$$D_a^V = -\frac{3}{2} F_{1n} \gamma_a - \frac{3}{4M_N} F_{2n} \sigma_{\alpha\beta} \varphi_\beta.$$

Форм-факторы здесь нормированы так, что

$$F_{1p}(0) = 1, \quad F_{1n}(0) = 0, \quad F_{2p}(0) = \mu_p, \quad F_{2n}(0) = \mu_n \quad (12.3.8)$$

и

$$F_a^V(0) = \gamma_a + \frac{1}{2M_N} (\mu_p + \frac{1}{2} \mu_n) \sigma_{\alpha\beta} \varphi_\beta \rightarrow \gamma_a \quad (F_V \rightarrow 1)$$

$$D_a^V(0) = -\frac{3}{4} \frac{\mu_n}{M_N} \sigma_{\alpha\beta} \varphi_\beta \rightarrow 0 \quad (D_V \rightarrow 0)$$

Для аксиальной части F_a^A и D_a^A можно записать

$$F_a^A = G_A^F(t) \gamma_a \gamma_5 + H_A^F(t) \varphi_a \gamma_5 \quad (13.3.8)$$

$$D_a^A = G_A^D(t) \gamma_a \gamma_5 + H_A^D(t) \varphi_a \gamma_5.$$

Из таблицы (стр. 108) следует:

$$\langle p | J_\alpha | n \rangle = (F_\alpha + D_\alpha) \cos \theta,$$

так что

$$G_A(n+p) = [G_A^F(t) + G_A^D(t)] \cos \theta = \tilde{G}_A(t) \cos \theta.$$

Введем новую параметризацию

$$G_A^F(t) \equiv \tilde{G}_A(t) x(t)$$

$$G_A^D(t) \equiv \tilde{G}_A(t) [1 - x(t)].$$

Величина $x(t)$ измеряет отношение типов связи F к D, которое вообще может зависеть от q^2

$$\tilde{G}_A(0) = G_A^\beta / G_V^\beta = 1,18.$$

Значение $x(0)$ получается из измеренной величины распада Σ^-

$$x(0) = 0,25.$$

В принципе псевдоскалярный форм-фактор H_A можно учесть с помощью соотношения Гольдбергера-Тримена, не вводя новых параметров. Но пока мы интересуемся сечением, можно принять вклад H_A малым, так как он пропорционален (в сечении) квадрату массы лептона m_ℓ^2 .

С учетом этого обстоятельства в пределе точной SU(3) - симметрии получаем

$$\langle p | J_\alpha | n \rangle = -\frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta \sqrt{\frac{3}{2}} \{ F_{1p}(t) \gamma_\alpha + F_{2p}(t) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta / 2M_N + \frac{1+2x(t)}{3} \tilde{G}_A(t) \gamma_\alpha \gamma_5 \} \quad (14.3.8)$$

и

$$\langle n | J_\alpha | \Sigma^- \rangle = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta \{ [F_{1n}(t) + 2F_{2n}(t)] \gamma_\alpha + \frac{1}{2M_N} [F_{2p}(t) + 2F_{2n}(t)] \sigma_{\alpha\beta} q_\beta - [1-2x(t)] \tilde{G}_A(t) \gamma_\alpha \gamma_5 \}. \quad (15.3.8)$$

Заметим, что Λ -ток имеет V/A отрицательное, а Σ^- -ток - V/A положительное.

Для того чтобы довести анализ до числа Кабиббо и Чилтон сделали дальнейшее предположение:

$$\tilde{G}_A(t) = 1,25 f(t) = \lambda_A f(t)$$

(более новые данные $\lambda_A = 1,18 + 0,02$).

Пренебрегая далее зависимостью x от t , получаем окончательно:

для $\langle p | J_\alpha | n \rangle$

$$G_V = -G \sqrt{\frac{3}{2}} f(t) \sin \theta, \quad F_V = -G \sqrt{\frac{3}{2}} \mu_p f(t) \sin \theta \quad (16.3.8)$$

$$G_A = -\lambda_A G \sqrt{\frac{3}{2}} f(t) \frac{1+2x \sin \theta}{3}$$

$F_A = H_V = 0$ и вкладом H_A пренебрегаем;

для $\langle n | J_\alpha | \Sigma^- \rangle$

$$G_V = G f(t) \sin \theta$$

$$G_A = \lambda_A G f(t) (1 - 2x) \sin \theta \quad (17.3.8)$$

$$F_V = G (\mu_p + 2\mu_n) f(t) \sin \theta.$$

Интересно отметить разный знак отношения G_V/G_A для этих двух токов, что приводит к различию в зависимости от энергии полных сечений в области энергий, где знак V/A интерференционного члена играет заметную роль. Численные оценки приводят к тому, что

$$\sigma_\Lambda / \sigma_N \approx 1/13$$

и

$$\sigma_\Sigma / \sigma_N \approx 1/18 \quad \text{при} \quad E_\nu \rightarrow \infty.$$

КРАТКОЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Физика нейтринных процессов получила быстрое развитие за последние годы. Это относится и к процессам распадов частиц. Но особенно успешным было начало исследований с нейтрино на ускорителях. Исследования с помощью мощных реакторов, которых мы касались очень мало, вступают в новую пору количественных исследований. Имеются первые сведения о измерениях бета-спектров в реакции (1в) на водороде, а также на дейтерии.

К этим строго контролируемым экспериментам присоединяются первые опыты с нейтрино от космических лучей. Только что стала известной первая работа Райнеса, Дженкинса и др.^{198/} о детектировании продуктов взаимодействия мю-нейтрино, прошедших толщу земли, на глубине 3200 метров. Еще более заманчивы опыты с солнечными нейтрино.

В опытах на ускорителях, по-видимому, уже закончилась первая полоса полуклассических исследований. Открытие двух видов нейтрино – самый известный результат этих опытов.

Тот факт, что до сих пор на ускорителях рассматривают взаимодействия нейтрино с атомными ядрами, начинает все сильнее и сильнее затруднять извлечение однозначной теоретической информации из этих опытов. Доля взаимодействий, относимых к "упругим" и "неупругим" случаям, заметно меняется от выбора критериев. Характер угловых распределений искажается ядерными эффектами особенно сильно в области передаваемых импульсов вплоть до $q \approx 2p_F \approx 550$ Мэв/с.

Во всех видах опытов (на реакторах, ускорителях и в космических лучах) заметные неопределенности связаны со спектром нейтрино (физика деления на реакторах, процессы рождения пионов и К-мезонов на ускорителях, ядерные процессы на Солнце и представления о потоках частиц в космических лучах). Прояснение этих вопросов представляет самостоятельный интерес. Измерение бета-спектров от взаимодействия антинейтрино из реакторов с водородом и дейтерием, по-видимому, приведет к хорошему измерению (в рамках теории) спектра антинейтрино от процессов деления. Эксперименты с солнечными нейтрино, как мы надеемся, позволят установить роль различных ядерных циклов на нашем светиле.

Для опытов на ускорителях новая полоса начнется с переходом к опытам с водородом. Все количественные заключения очень затруднены без таких исследований.

Ускорители частиц меньших энергий (несколько сот Мэв), но значительно больших интенсивностей (релятивистские циклотроны) после их создания смогут внести свой весомый вклад в исследование нейтринных процессов. Здесь можно вспомнить совет Р. Маршака. Если перейти к изучению захвата мюонов нуклонами при больших энергиях, то это оказывается лучшим способом продвинуться вверх по энергиям нейтрино. Конечно, это трудные опыты, но какой хороший нейтринный эксперимент не казался "фантазией" при его возникновении!

Мы оставили не рассмотренными некоторые интересные возможности опытов с нейтрино. О мю-захвате ядрами и радиационном захвате мюонов ядрами говорилось в лекциях Балашова, Лобова, Шапиро. Из этих лекций видно, какие проблемы ядерной физики возникают в связи с потребностями экспериментов с мюонами и нейтрино.

О ряде работ вообще не было речи. Но даже и такой неполный обзор должен составить впечатление о масштабе, стиле и красоте исследований, в которых изучались разные стороны нейтринных процессов. Еще более заманчивы перспективы. На очереди изучение электромагнитной структуры самого нейтрино, а, возможно, и электромагнитной структуры электронов с помощью такого идеального пробного "тела", как нейтрино. На очереди новые "сюрпризы" физики нейтрино.

Цитированная литература

1. Обзорная литература.

- а) Л.Б. Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. ГИФМЛ, Москва, 1963.
- б) М.А. Марков. Нейтрино, "Наука", Москва 1964.
- в) R.H. Dalitz. "Properties of the Weak Interactions". Oxford Preprint.
- г) А.О. Вайсенберг. Мю-мезон. "Наука", Москва 1964.
- д) G. Feinberg. "Theory of Weak Interactions at High Energy".
В книге "Lectures on Astrophysics and Weak Interactions",
Vol. 2, Brandeis University, 1963, pp. 277-375.
- е) G. Bernardini. Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
- ж) H. Faissner. Acta Physica Austriaca, 1, 190, 1964.
- з) G. Feinberg, L.M. Lederman. "The Physics of Muons and Muon neutrinos". Annual Review of Nuclear Science, 13, 432-504, 1963.
- и) Сборник работ "К физике нейтрино высоких энергий". Препринт ОИЯИ Д-577, Дубна, 1960.
- к) Дж. Аллен. Нейтрино И.Л. 1960.
- л) R. E. Marshak, E.C.G. Sudarshan. Доклад на конференции по физике мезонов и новых частиц в Венеции-Падуе, 1957, Phys. Rev. 109, 1860, 1958.
- м) А.И. Мухин. Эксперименты с нейтрино высоких энергий. Вопросы физики элементарных частиц. Ереван 1964, стр. 332-350.
- н) F. Reines. Ann. Rev., Nucl. Sci., 10, 1, 1960.
- о) T.D. Lee, C.N. Yang. On High Energy Neutrino Reactions without Production of Intermediate Bosons.
- п) Л.А. Михаэлян, П.Е. Спивак, В.Г. Циноев. Яд. физика 1, 853, 1965.
- р) Л.И. Лапидус. Форм-факторы в физике слабых взаимодействий. Вопросы физики элементарных частиц. Ереван 1963 г. стр. 332-345.
- с) M. Paty. Etudes d'interactions de neutrinos de grande energie dans une chambre a bulles a liquid lourd. CERN 65-12.

2. а) В. Паули. См. Теоретическая физика XX века И.Л. 1982.
б) E. Fermi. Zs. f. Phys., 88, 164, 1934.
3. H.A. Bethe, R.F. Peierls. Nature, 133, 532, 1934
4. F. Reines, C.L. Cowen. Phys. Rev., 90, 492, 1953; 113, 273, 1959.
5. А.И. Лейпунский. Proc. Camb. Phil. Soc., 32, 301, 1936.
Описание этого, опередившего свое время, опыта имеется во многих курсах современной физики. См., например, Курс атомной физики Э. Шпольского.
6. а) A. Salam. Nuovo Cim., 5, 299, 1957.
б) T.D. Lee, C.N. Yang. Phys. Rev., 105, 1671, 1957.
7. а) В. Pontecorvo. Отчет РД-205, 1948, Канада.
б) Позже эти вопросы рассматривал L.W. Alvarez UCRL-328, 1949.
8. R. Davis. Phys. Rev., 86, 976, 1952, Bull. Am. Phys. Washington Meeting, 1959.
9. G.F. Dell'Antonio, E. Fiorini. Suppl. Nuovo Cim., 7, 132, 1960.
10. M. Goldhaber. Доклад на неофициальной конференции по физике нейтрино в ЦЕРНе (январь, 1965 г.).
11. Е.И. Доброхотов, В.Р. Лазаренко, С.Ю. Лукьянов. ЖЭТФ 38, 78, 1959.
12. Л.Д. Ландау. ЖЭТФ 32, 407, 1957. Nucl. Phys. 3, 127, 1957^{x)}.
13. а) M. Bardon, P. Norton, J. Peoples, A.M. Sachs, J. Lee - Franzini. Phys. Lett., 14, 449, 1965.
б) См., например, Г. Бете, Ф. Моррисон. Элементарная теория ядра. ИЛ. Москва, 1958.
14. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Б.Понтекорво, Р.М. Суляев, И.В. Фаломки, А.И. Филиппов, В.М. Пупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ 41, 1804, 1981; 43, 355, 1962; 44, 389, 1963; 45, 1803, 1963. Phys. Lett., 3, 229, 1963.
Р.М. Суляев. Диссертация 1964.
15. а) Я.А. Смородицкий. УФН 87, 43, 1959.
б) А.И. Алиханов. Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β -распада. Физ. матгиз, Москва, 1980. Этот обзор содержит наиболее полные сведения о исследованиях советских физиков.
16. J. H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay. Phys. Rev. Lett., 14, 38, 1964.
17. C.S. Wu см. ссылки в 31/ и 32/.
18. а) T. Fazzini, G. Fidicaro, A.W. Merrison, H. Paul, A.V. Tollestrup. Phys. Rev. Lett., 1, 247, 1958.
б) H.L. Anderson, T. Fujii, R.H. Miller, L. Tan. Phys. Rev., 119, 2050, 1960.
в) E. Di Capna et al. Phys. Rev., B133, 1333 (1964)
19. а) Л. Мишель. См. сборник "Физика космических лучей" под редакцией Дж. Вильсона т. 1, стр. 89 ИЛ 1954.
б) T.D. Lee, C.N. Yang. Nuovo Cim., 3, 749, 1956.
20. M. Kawaguchi, K. Nishijima. Phys. Rev., 108, 905, 1957.
S. Weilberg. Phys. Rev., 112, 1375, 1958.
T.D. Lee, C.N. Yang. Phys. Rev., 119, 1410, 1960.
- x) Отметим, что Ландау построил теорию $\mu - e$ - распада до создания V-A теории. По существу он наложил требования продольности по обоям нейтрино. И этого оказалось достаточным, чтобы получить все формулы $\mu - e$ - распада.
21. С.С. Герштейн, Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ, 29, 698, (1955).
22. R.P. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 103, 193, 1958.
23. M. Gell-Mann. Phys. Rev., 111, 362, 1958.
24. C.S. Wu, Y.K. Lee, L. Mo. Phys. Rev. Lett., 10, 253, 1963.
25. Я.Б. Зельдович. ДАН 97, 421 (1954).
26. E. Feenberg, H. Primakoff. Phil. Mag., 3, 328, 1958.
27. А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин. ЖЭТФ 42, 632 (1962). Phys. Lett., 1, 138, 1962.
28. а) P. Depommier, J. Heintze, A. Mukhin, C. Rubbia, V. Soergel, K. Winter. Phys. P Lett., 2, 23, 1962.
б) R. Bacastov, T. Elloff, R. Larsen, C. Wiegand, T. Ypsilantis. Phys. Rev. Lett., 9, 400, 1962.
в) См. также А.И. Мухин. "О β -распаде пиона" Вопросы физики элементарных частиц. Ереван 1964 г. стр. 351-359.
29. M.L. Goldberger, S.B. Treiman. Phys. Rev., 111, 358, 1958.
30. а) Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ 39, 703 (1960).
б) M. Gell-Mann, M. Levy. Nuovo Cim., 16, 705, 1960.
31. W.L. Weisberger. Phys. Rev. Lett., 14, 1047, 1965.
32. S.L. Adler. Phys. Rev. Lett., 14, 1051, 1965.
33. S. Coleman, S.L. Glashow. Phys. Rev. Lett., 6, 423, 1961.
34. С. Дрелл, Ф. Захариазен. "Электромагнитная структура нуклонов". ИЛ Москва, 1962.
35. а) И.В. Чувило. "Слабые взаимодействия странных частиц". (Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна: 1964). Препринт ОИЯИ Р-1788, Дубна, 1964.
б) см. 1в/
36. Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ 38, 1808, 1960.
37. J. Nilsson. Nuovo Cim., 21, 135, 1961.
38. а) D. Berley, J. Lee, M. Bardon. Phys. Rev. Lett., 2, 357, 1959.
б) S. Frankel, V. Hagopian, I. Halpern, A.L. Whetstone. Phys. Rev., 118, 589, 1960.
в) А.И. Алиханов, А.И. Бабаев, М.Я. Балац, В.С. Кафтапов, Л.Г. Лансберг, В.А. Любимов, Н.В. Обухов. ЖЭТФ 42, 830, 1981.
г) См. литературу в 1з/.
39. а) J. Schwinger. Ann. of Phys., 2, 407, 1957.
K. Nishijima. Phys. Rev., 108, 907, 1957.
I. Kawakani. Prog. Theor. Phys., 10, 459, 1958.
S. Oneda, J.S. Pati. Phys. Rev. Lett., 2, 125, 1959.
Э.М. Липманов. ЖЭТФ 37, 1054, (1959).
б) Б.Понтекорво. ЖЭТФ 33, 549, (1957), 37, 1751 (1959).
в) М.А. Марков. Hyperonen und K-mesonen. Berlin, 1960. S. 292.
г) G. Feinberg. Phys. Rev., 109, 1482, 1958
д) T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev., 126, 2239, 1962. См. также 16/ и 1г/.

40. а) M. Schwartz. Phys. Lett., 4, 306, 1960.
 б) См. также Д.Факиров. Дипломная работа МГУ, 1958 № 16/.
41. а) A. Pais. Phys. Rev. Lett., 9, 117, 1962.
 T.D. Lee, C.N. Yang. Phys. Rev. Lett., 4, 307, 1960.
 б) Впервые вопрос о влиянии локальности лептонного тока на энергетическую зависимость матричных элементов рассматривался в работе:
 С.М. Билешкий, Н.Н. Боголюбов, А.А. Логунов. ДАН 113, 891 (1957).
42. а) См. 39г/.
- б) S.L. Adler. Nuovo Cim., 30, 1020, 1963.
 S.M. Berman, M. Veltman. Phys. Lett., 12, 275, 1964.
 L.J. Ketley. Nuovo Cim., 38, 302, 1965,
 B. Desplanques, G. Karpman. Nuovo Cim., 38, 625, 1965.
43. См. 41 б/.
44. а) Y. Yamaguchi. Prog. Theor. Phys., 6, 117, 1960.
 Препринт CERN Preprint, 61-2, 1961.
 См. также
 б) T.D. Lee, C.N. Yang. Phys. Rev. Lett., 4, 307, 1960.
 в) N. Cabibbo, R. Gatto. Nuovo Cim., 15, 159, 1960.
 T. Kinoshita. Phys. Rev. Lett., 4, 378, 1960.
 N. Cabibbo. Nuovo Cim., 20, 413, 1961.
45. Я.И. Азимов, В.М. Шехтер. ЖЭТФ 41, 582 (1961).
46. J.S. Bell, S.M. Berman. Phys. Rev., 110, 354, 1178, 1958.
47. Нгуен Ван Хью. ЖЭТФ 8, 202, 1963.
48. N. Dombey. Phys. Rev., 127, 653, 1962.
49. Ph. Dennery. Phys. Rev., 127, 664, 1962.
50. И.М. Железных. Phys. Lett., 11, 251, 1964.
51. S.M. Berman, M. Veltman. Nuovo Cim., 38, 993, 1965.
52. C.H. Albright, Lu. Sun Lin. Phys. Rev. Lett., 13, 673, 1964.
53. а) См. 38а/
- б) Б.Понтекорво, Р. Рывдин. Труды Международной конференции 1959 г. по физике высоких энергий, Киев (см. 1-А/).
- в) См. ⁴⁴ б/
- г) J.S. Bell, M. Veltman. Phys. Lett., 5, 94, 151, 1963.
54. G. Wentzel. Zs. Phys. 104, 34, 1936.
55. Я.Б. Зельдович. ДАН 89, 33, 1953.
56. Y. Tanikawa, S. Watanabe. Phys. Rev., 113, 1344, 1959.
 T. Kinoshita. Phys. Rev. Lett., 4, 378, 1960.
57. Л.Б. Окунь. ЖЭТФ 47, 1773, 1964.
58. а) Ю.Г. Абов, П.А. Крупчицкий, Ю.А. Оратовский.
 Comptes Rendus du Cong. Int. de Phys. Nucl., Paris, 1964.
 Phys. Lett., 12, 25, 1964.
 б) F. Boehm, E. Kankeleit. Phys. Rev. Lett., 14, 312, 1965.
 в) L. Grodzins, F. Genovese. Phys. Rev., 121, 228, 1961.
 D.E. Alburger et al., Phys. Mag., 6, 171, 1961.
 R. Haas, L.B. Leipuner, R.K. Adair. Phys. Rev., 116, 1221, 1959.
 F. Boehm, U. Hauser. Nucl. Phys., 14, 615, 1959.
 D.A. Bromley et al., Phys. Rev., 114, 758, 1959.
 R.E. Segel et al. Phys. Rev., 123, 1328 (1961)
59. а) G. von Gehlen. Nuovo Cim., 30, 859, 1963.
 б) Л.Б. Окунь "О некоторых возможных опытах с нейтрино высоких энергий".
 Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ. Сб. лекций
 том 3, стр. 106-117, 1964 г.
60. R. Bertolotto, H. van Brengel et al. Proc. Sienna Int. Conf. on Elementary Particles, V. 1, p. 523, 1963.
61. G. Danby, J.M. Gaillard, K. Goulianos, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger. Phys. Rev. Lett., 9, 36, 1962.
62. G. Danby et al., Int. Conf. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 809.
63. G. Danby et al., Phys. Rev. Lett., 10, 260, 1963.
- 64а) J.M. Gaillard. The 1963 NPA Seminars, p. 33.
 б) Л.И. Ламидус Proc. 1962 Internat. Conf. on High Energy Phys. at CERN p.817, ЖЭТФ 44, 755 (1963).
 в) G. Danby, J.M. Gaillard, K. Goulianos, L.D. Lederman, T.D. Lee, M. Schwartz, J. Steinberger. Phys. Rev. Letters, 10, 260 (1963).
65. H.H. Bingham, H. Burmeister et al., Proc. of the Sienna Int. Conf. on Elementary Particles. V. I, p. 555, 1963.
66. G. Bernardini et al. Proc. Sienna Int. Conf. on Elementary Particles. V.I, p. 571, 1963.
67. J.S. Bell, J. Løvseth, M. Veltman. Proc. Int. Sienna Conf. on Elementary Particles. V.I, p. 584, 1963.
68. M. Giesch et al. Proc. Sienna Int. Conf. on Elementary Particles. V.I, p. 536, 1963.
69. J.K. Bienlein et al., Phys. Lett., 13, 80, 1964.
70. H. Faissner. The 1963 NRA Seminars, p. 43.
71. H. Faissner et al. Proc. of the Sienna Int. Conf. on Elementary Particles. V.I, p. 546, 1963.
72. D.C. Gundry. The 1963 NRA Seminars. p. 77.
73. M.M. Block et al. Phys. Lett., 12, 281, 1964.
74. G. Bernardini et al., Nuovo Cim., 38, 608, 1965.
75. M.M. Block. Phys. Rev. Lett., 12, 262, 1963.
76. S van der Meer, K.M. Vahbruch. The 1963 NRA Seminars, p.97. CERN 63-37
77. J.C. Bell, S.M. Berman. Nuovo Cim., XXV, 404, 1962.
78. И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь. ЖЭТФ 41, 1205 (1961). Nucl. Phys., 35, 311 (1962).
79. И.М. Васильевский, В.И. Векслер, В.В. Вишняков, Б.Понтекорво, А.А. Тяжкин.
 Phys. Lett., 1, 345 (1962).
80. H. Faissner, J. Kjellmann, A. Staude, T. Alvager. Nuovo Cim., 32, 782, 1964.
81. G. Feinberg, F. Gürsey, A. Pais. Phys. Rev. Lett., 7, 208, 1961.
82. См. 1ж/.

83. G. Bernardini et al., Phys. Lett., 13, 86, 1964.
84. а) G. Feinberg, H.S. Mani. Phys. Rev. Lett., 9, 448, 1963.
 б) H.S. Mani, J.C. Nearing. Phys. Rev., 135, B 1009, 1964.
 в) M.A. Beg, J.M. Cornwall, C.H. Woo. Phys. Rev. Lett., 12, 305, 1964.
 г) V. Namias, L. Wolfenstein. Nuovo Cim., 36, 542, 1965.
 д) И.М. Железных, М.А. Марков. Ядерная физика, 1, 303, 1965.
 е) R. Carhart, J. Doohar. BNL preprint, 1965.
85. A.C. Wu, C.P. Yang, K. Fuchel, S. Heller. Phys. Rev. Lett., 12, 57, 1964.
86. B. Gouland, H. Primakoff. Phys. Rev., 135, B1139, 1964.
87. Proposals for Construction of a 14 foot Diameter Liquid Hydrogen Bubble Chamber for use at the Brookhaven Alternating Gradient Synchrotron, June, 1, 1964.
88. S.L. Adler. Phys. Rev., 137 B1022, 1965.
89. Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ 33, 1531, (1957).
 Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. ЖЭТФ 39, 1115 (1960).
 J. Bernstein, M. Ruderman, G. Feinberg. Phys. Rev., 132, 1227, 1963.
 А.М. Переломов. Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, 1964, стр.390-400.
 А.М. Переломов. Диссертация ИТЭФ, 1963.
 J. Bernstein, T.D. Lee. Phys. Rev. Lett., 11, 512, 1963.
 Ph. Meyer, D. Schiff. Phys. Lett., 8, 217, 1964.
90. а) N. Cabibbo. Phys. Rev. Lett., 10, 531, 1963.
 б) См. В.М. Шехтер. Унитарная симметрия и слабые взаимодействия. Проблемы физики элементарных частиц. Ереван 1964, стр. 324.
 /78/
91. См.
92. J. Sakurai. Phys. Rev. Lett., 12, 79, 1964.
93. В.А. Смирняцкий, А.О. Вайсенберг. Phys. Lett., 12, 233, 1964.
94. G. Gidal, W.M. Powell, R. March, S. Natali. Phys. Rev. Lett., 13, 95, 1964.
95. S. Oneda. Nucl. Phys., 4, 21, 1957.
 K. Chadan, S. Oneda. Phys. Rev. Lett., 3, 292, 1959; Phys. Rev., 119, 1126, 1960.
 V.S. Mathur. Nuovo Cim., 14, 1326, 1959
 Л.Б. Окунь, Е.П. Шабалин. ЖЭТФ 37, 1775, (1959).
 Е.П. Шабалин. ЖЭТФ, 39, 345 (1960). ЖЭТФ 44, 765 (1963). ЖЭТФ 45, 2085 (1963).
 A. Toda. Tokyo University. Preprint.
 K. Kawarabayashi, Nuovo Cim., 20, 1030, 1961.
 G. Ciocchetti, Nuovo Cim., 25, 385, 1962.
 Нгуен Ван Хъеу. ЖЭТФ 44, 182 (1963).
 Б.А. Арбузов, Нгуен Ван Хъеу, Р.Н. Фаустов. ЖЭТФ 44, 329 (1963).
 L.M. Brown, H. Fair. Phys. Rev. Lett., 12, 514, 1964.
 B. Sakita, M. Kuto, E. McCliment. University of Wisconsin. Preprint
 N. Cabibbo, A. Maksymowicz. Phys. Rev., 137, B438, 1965.
 J. Siropoulos. Nuovo Cim., 38, 907, 1965.
96. J. Barlow, L.M. Blair, G. Conforto, M.L. Ferrero, C. Rubbia, J.S. Sens, P.J. Duke, A.K. Mann. Phys. Lett. v.18, 64, 1965.

97. M. Gourdin. Phys. Lett. v.18, 82, 1965.
98. N. Cabibbo, F. Chilton. Phys. Rev., B1628, 1965.
99. F. Reines, M.F. Crouch, T.L. Jenkins, W.R. Kropp, H.S. Gurr, G.R. Smith, J.P.F. Sellschop, B. Meyer. Phys. Rev. Lett., 15, 429, 1965.
 Пока текст лекций готовился к изданию появилась еще одна работа этого направления.
- C.V. Acher, M.G.K. Menon, V.S. Nasimham, P.V. Ramana Murthy, B.V. Sreekanten, K. Hinatani, S. Miyake, D.R. Creed, J.L. Osborne, J.B.M. Pattison, A.W. Wolfendale. Phys. Lett., 18, 18, 196 (1965).

Авторы обеих работ при статистике отсчетов в несколько случаев не только приходят к выводу о детектировании мюонов от нейтрино космических лучей, но и обсуждают свои результаты с точки зрения интенсивности нейтрино N и зависимости сечения $\sigma(E_\nu)$ от энергии нейтрино.

Авторы приходят к выводу о том, что произведение $N\sigma$, измеренное экспериментально, больше ожидавшейся величины.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 ноября 1965 г.