

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ ТОКАМИ

В. М. Шехтер

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	593
2.	Теория и эксперимент	594
	а) Предыстория (594). б) Калибровочные теории (596). в) Процессы с заряженными и нейтральными токами (597). г) Нейтринные эксперименты (598).	
3.	Инклюзивные эксперименты	600
	а) Эксперимент ЦЕРНа (600). б) Эксперимент ГПВ (601). в) Эксперимент Калифорнийского технологического института и Лаборатории им. Ферми (603). г) Инклюзивные процессы с заряженными токами (606). д) Что следует из инклюзивных экспериментов? (608). е) Нейтральные токи в модели Вайнберга — Салама (609). ж) Нейтральные токи в «векторной» модели (612).	
4.	Эксклюзивные эксперименты	613
	а) Эксперимент (613). б) Упругое рассеяние $\nu_{\mu} + p \rightarrow \nu_{\mu} + p$ (613). в) Рождение одиночных пионов (614). г) Многоопионные события (619). д) Рождение странных частиц (619). е) Нейтринорасщепление дейтрона (620). ж) Что следует из эксклюзивных экспериментов? (621).	
5.	Рассеяние нейтрино на электроны	621
	а) Эксперимент (621). б) Теория (622). в) Слабое взаимодействие или электрический радиус? (624). г) Что следует из опытов по рассеянию нейтрино на электроны? (626).	
6.	Заключение	626
	Приложение. Спектры нейтрино	628
	Цитированная литература	630

1. ВВЕДЕНИЕ

Существование слабого взаимодействия, обусловленного присутствием нейтральных токов, в течение длительного времени считалось сомнительным, и во всяком случае, недостоверным. Нейтральные токи были обнаружены экспериментально сравнительно недавно — в конце 1973 г. Их открытие привело к пересмотру общепринятых представлений о природе слабого взаимодействия. В частности, слабое взаимодействие оказалось не универсальным; его константы неодинаковы для различных частиц. С другой стороны, появились надежды на построение в будущем реалистической перенормируемой теории, которая наряду со слабым должна включать в себя также электромагнитное и, может быть, сильное взаимодействие. Путь для построения такого рода теории без нейтральных токов не видно. Новая схема, вероятно, будет универсальной в каком-то ином и более «высоком» смысле.

Наличие нейтральных токов важно также для понимания астрофизических явлений. Как известно, процессы, происходящие в звездах, сопровождаются передачей нейтрино или антинейтрино значительной энергии, уносимой затем в межзвездное пространство. Присутствие нейтральных токов должно сказаться на балансе энергии. При рассмотрении некоторых конкретных проблем, скажем, взрыва сверхновых, оказываются существенными также эффекты когерентного взаимодействия нейтрино с тяжелым ядром как целым за счет нейтрального тока.

Исследование слабого взаимодействия с нейтральными токами, по сути, только начинается. Данные большинства экспериментов следует рассматривать как предварительные. Тем не менее, уже сейчас можно сделать ряд заключений о природе такого взаимодействия. Целью настоящего обзора является систематическое изложение экспериментальных результатов, полученных до середины 1975 г., и их теоретических следствий. Рассмотрение ограничивается процессами с участием нейтрино, за которые с несомненностью отвечает слабое взаимодействие. Предложено также много экспериментов, позволяющих, в принципе, обнаружить эффекты несохранения четности за счет слабого взаимодействия с нейтральными токами на фоне электромагнитных переходов в атомной физике, но все они очень трудны и пока не реализованы. Подробное изложение этого круга вопросов можно найти в обзорах¹.

2. ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

а) П р е д ы с т о р и я

Современная «каноническая» схема теории слабого взаимодействия была создана в 1958 г. в работах Фейнмана — Гелл-Манна² и Маршак — Сударшана³. Единственное существенное дополнение к этой схеме, принадлежащее Кабиббо⁴, позволило распространить ее на процессы с участием странных частиц.

Основой схемы является ток J_α , который состоит из трех компонент — электронной, мюонной и адронной:

$$J_\alpha = (\bar{\nu}_e O_\alpha e) + (\bar{\nu}_\mu O_\alpha \mu) + (\bar{u} O_\alpha d), \quad (1)$$

$$O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5).$$

Последнее слагаемое в J_α выписано через операторы кварков, для которых приняты фейнмановские обозначения u , d , s , причем

$$d_{C^*} = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C, \quad (2)$$

где θ_C — угол Кабиббо. Экспериментально

$$\sin \theta_C = 0,230 \pm 0,003. \quad (3)$$

Малость угла θ_C связана с подавлением β -распадной константы гиперонов по сравнению с константой для распада нейтрона. Ток является «заряженным», ибо, действуя на какое-либо состояние, он меняет его заряд.

Гамильтониан слабого взаимодействия в схеме Фейнмана — Гелл-Манна выражается через квадрат тока J_α :

$$\mathcal{H}_W = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha J_\alpha^\dagger; \quad (4)$$

здесь G — константа с размерностью (масса)⁻². С хорошей точностью

$$G = 10^{-5} m_N^{-2}. \quad (5)$$

Слабое взаимодействие в виде (4)—(1) хорошо согласуется с большим числом данных по слабым распадам адронов и мюонов, а также с измерениями в последние годы сечениями νN и $\bar{\nu} N$ -взаимодействий. Его характерной чертой является присутствие только заряженных токов.

Основным экспериментальным доводом против наличия нейтральных, т. е. не меняющих заряд токов в \mathcal{B}_W , явилось отсутствие распадов K -мезонов на нейтральную лептонную пару. Верхние границы для вероятностей таких распадов приведены в табл. I. (Они взяты, в основном из таблиц ⁶,

Таблица I

Верхние границы для распада адронов на нейтральную лептонную пару

Распад	Относительная вероятность распада по сравнению с полной шириной	Распад	Относительная вероятность распада по сравнению с полной шириной
$K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$(1,0^{+0,7}_{-0,35}) \cdot 10^{-8}$	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \mu^+ + \mu^-$	$< 2,4 \cdot 10^{-6}$
$\rightarrow e^+ + e^-$	$< 1,6 \cdot 10^{-9}$	$\rightarrow \pi^\pm + e^+ + e^-$	$(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-7}$
$\rightarrow e^\pm + \mu^\mp$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	$\rightarrow \pi^\pm + \bar{\nu} + \nu$	$< 5,6 \cdot 10^{-7}$
$K_S^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$< 3 \cdot 10^{-7}$	$\rightarrow \pi^\pm + (e^\pm + \mu^\mp)$	$< 1,4 \cdot 10^{-8}$
$\rightarrow e^+ + e^-$	$< 3,5 \cdot 10^{-4}$	$\rightarrow \mu^\pm + \nu + \bar{\nu} + \nu$	$< 6 \cdot 10^{-6}$
		$\Sigma^+ \rightarrow p + e^+ + e^-$	$< 7 \cdot 10^{-6}$

где можно найти и ссылки на оригинальные работы.) Отличительной особенностью всех реакций в табл. I является наличие адронного перехода с изменением странности. Отсутствие таких переходов отнюдь не означает, что не могут происходить реакции с участием нейтральной пары лептонов в случае, когда странность адронов не меняется. По поводу реакций такого типа не было ясности вплоть до 1973 г., и вопрос оставался открытым.

В отношении чисто лептонных экспериментов до 1973 г. было известно только, что нет распадов $\mu^\pm \rightarrow e^\pm e^+ e^-$, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$ и $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma \gamma$ (табл. II).

Таблица II

Верхние границы для безнейтринных распадов мюонов

Распад	Относительная вероятность распада по сравнению с полной шириной
$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + e^+ + e^-$	$< 6 \cdot 10^{-9}$
$\rightarrow e^\pm + \gamma$	$< 2,2 \cdot 10^{-8}$
$\rightarrow e^\pm + \gamma + \gamma$	$< 1,6 \cdot 10^{-5}$

Это свидетельствует, конечно, не об отсутствии нейтральных токов, а о сохранении мюонного числа (равного 1 для μ^- и ν_μ , -1 для μ^+ и $\bar{\nu}_\mu$ и 0 для остальных частиц). Вопрос о наличии токов типа $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)$ или $(\bar{e}e)$ и, скажем, о рассеянии мюонного нейтрино на электроны также оставался открытым.

Первое высказывание о возможности существования нейтральных диагональных токов в виде $(\bar{e}e)$, $(\bar{\nu}\nu)$ или $(\bar{p}p)$ было сделано, по-видимому,

Блудманом ⁷. Вопрос о процессах, обусловленных такими токами, активно обсуждался на грани 50-х и 60-х годов, в частности, советскими физиками. Был произведен ряд оценок сечения упругого рассеяния мюонного нейтрино на электроны и протоне, возможности возбуждения ядер нейтральным током, интерференции вклада заряженных и нейтральных токов во взаимодействии электронного нейтрино с электроном и т. д. ⁸⁻¹². Все эксперименты такого рода являются очень сложными; их постановка стала возможной лишь десять лет спустя.

До начала 70-х годов существовало только одно, правда, далеко не однозначное свидетельство в пользу нейтральных токов, а именно, правило $\Delta I = 1/2$ в нелептонных распадах каонов и гиперонов. Слагаемое в гамильтониане (1), отвечающее за такие распады, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta_C \sin \theta_C (\bar{u} O_{\alpha s}) (\bar{d} O_{\alpha u}) + \text{э.с.} = \\ = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta_C \sin \theta_C (\bar{u} O_{\alpha u}) (\bar{d} O_{\alpha s}) + \text{э.с.}, \quad (6) \end{aligned}$$

где равенство обусловлено антисимметрией $V - A$ варианта четырехфермионного взаимодействия относительно фирцевской перестановки операторов.

Выражение (6) содержит произведение токов с $I = 1$ и $I = 1/2$ и потому приводит к переходам как с $\Delta I = 1/2$, так и с $\Delta I = 3/2$. Чтобы сделать последние невозможными, надо добавить к (6) слагаемое

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta_C \sin \theta_C (\bar{d} O_{\alpha d}) (\bar{d} O_{\alpha s}) + \text{э.с.}, \quad (7)$$

после чего сумма содержит выражение $(\bar{u} O_{\alpha u}) + (\bar{d} O_{\alpha d})$ с $I = 0$, а ток с $I = 1$ выпадает. В результате после домножения на $(\bar{d} O_{\alpha s})$ выполняется правило $\Delta I = 1/2$.

С другой стороны, выражение (7) имеет вид произведения нейтральных токов, причем один из этих токов, $(\bar{d} O_{\alpha s})$, как раз такой, что вместе с аналогичными лептонными выражениями он должен был бы приводить к распадам, перечисленным в табл. I и отсутствующим на опыте. Следовательно, даже если ток $(\bar{d} O_{\alpha s})$ и существует, он не может быть связан с лептонами. Построить достаточно красивую схему, включающую взаимодействие (7), но без полулептонных распадов с изменением странности (см. табл. I), пока не удалось. Поэтому многие авторы предпочитают вовсе не вводить в теорию ток $(\bar{d} O_{\alpha s})$ и объяснять правило $\Delta I = 1/2$ каким-то динамическим «усилением».

Резюмируя, можно сказать, что в течение почти пятнадцати лет теория слабого взаимодействия не содержала нейтральных токов и большинство физиков не видело в них необходимости.

б) Калибровочные теории]

В теоретическом плане ситуация изменилась в 1971 г., когда т'Хуфт продемонстрировал, что существует новый класс перенормируемых теорий, в которых переносчиком взаимодействия являются калибровочные векторные поля; среди последних наряду с заряженными обязательно присутствуют и нейтральные компоненты ¹³. Наибольший интерес в этом плане представила модель Вайнберга — Салама, предложенная на четыре года раньше и довольно изящно объединившая в единой схеме слабое и электромагнитное взаимодействия ^{14,15}. (Особенности теорий такого рода обсуждаются, например, в обзоре ¹⁶.)

Возможность сделать теорию слабого взаимодействия перенормируемой выглядит чрезвычайно привлекательной, и потому модель Вайнберга — Салама, оставшаяся в тени почти пять лет, внезапно оказалась в центре внимания. (Был предложен и ряд других моделей, но они, как правило, включают в себя большее число ненаблюдавшихся до сих пор частиц.) Поскольку в этой модели содержатся нейтральные токи, снова встал вопрос об их присутствии в слабом взаимодействии. Отсутствие нейтральных токов перестало быть чем-то почти очевидным. Была поставлена серия новых экспериментов.

в) Процессы с заряженными и нейтральными токами

В распадах нестранных частиц нейтральные токи не могут привести к каким-либо наблюдаемым следствиям. Поэтому их следует искать в каких-то других процессах. Простейшим оказывается поиск таких токов в реакциях, обусловленных взаимодействием нейтрино с адронами или

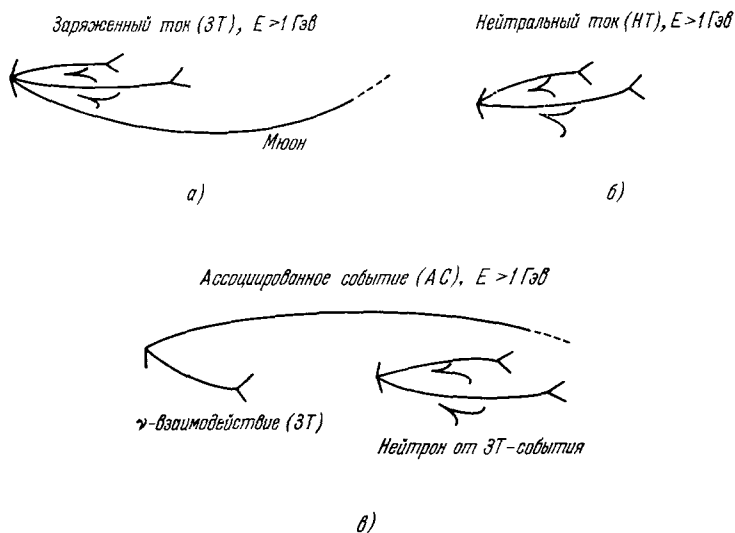


Рис. 1. Классификация событий в эксперименте, проводившемся в тяжелой жидкостной камере «Гаргамель».

электронами. Отсутствие у нейтрино каких-либо взаимодействий, помимо слабого (гравитация, как всегда для элементарных частиц, несущественна), позволяет резко уменьшить возможный фон. Поскольку сечение слабого взаимодействия нейтрино с электроном или нуклоном растет с энергией, выгоднее работать с нейтринными пучками на больших ускорителях.

Рис. 1 демонстрирует, как различаются на опыте процессы нейтрино-нуклонного взаимодействия в случае заряженных токов (ЗТ) или нейтральных токов (НТ), т. е.

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^- (\mu^+) + \text{адроны (ЗТ)}, \tag{8}$$

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + \text{адроны (НТ)}. \tag{9}$$

В конечном состоянии для реакции (8) присутствуют как адроны, так и мюон; в случае (9) — только адроны, ибо нейтрино ненаблюдаемо. Таким образом, критерием события, обусловленного НТ, должно быть

отсутствие мюона. Выделение событий такого рода возможно в силу характерной особенности мюона, позволяющей отличать его след от адронных, а именно — сравнительно большой длины пробега без взаимодействия.

Что касается рассеяния нейтрино на электроны,

$$\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + e^{-}, \quad (10)$$

то оно характеризуется наличием только одного следа — электрона отдачи.

Во всех случаях, конечно, надо считаться с возможным присутствием фона от нейтральных частиц (типа нейтронов, K_L^0 или гамма-квантов) и с возможностью того, что мюон в событии типа (8) так или иначе ускользает от регистрации. Эти обстоятельства являются главной трудностью при экспериментальном исследовании нейтральных токов.

г) Нейтринные эксперименты

Процессы слабого взаимодействия с НТ и ЗТ изучаются, как правило, на одних и тех же установках. Традиционной является схема эксперимента, показанная на рис. 2. Пучок протонов, выведенный из ускорителя, попадает на мишень, в которой образуются заряженные пионы и каоны.

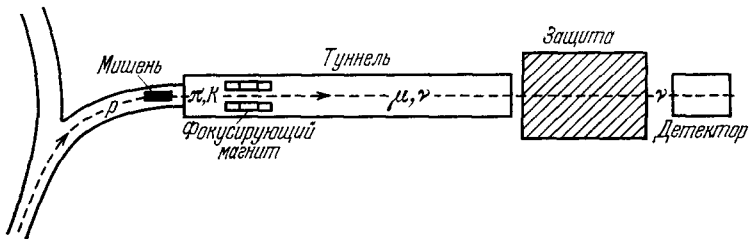


Рис. 2. Схема нейтринных экспериментов на ускорителях.

Затем эти частицы проходят через фокусирующие магниты («горн»), делающие пучок более узким и выделяющие мезоны одного знака заряда (в случае «узких» пучков в Батавии выбирается также определенный импульс частиц). Далее пионы и каоны движутся внутри туннеля, достаточно длинного, чтобы они могли распасться на мюоны и нейтрино. За туннелем стоит защита, поглощающая все частицы, кроме нейтрино. Нейтринный детектор располагается позади защиты.

Параметры различных нейтринных экспериментов указаны в табл. III, из которой видно, что пучками нейтрино располагают пока лишь пять крупнейших лабораторий мира. Спектры нейтрино приводятся в Приложении. Характеристики детекторов, т. е. приборов для регистрации нейтринных взаимодействий, указываются далее в связи с конкретными экспериментами.

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные можно разбить на три категории.

1) Инклюзивные эксперименты, в которых производится суммирование по всем адронным состояниям в реакции (9). Имеются три эксперимента такого типа:

- ЦЕРН — Сотрудничество «Гаргамель» — Нейтрино,
- Сотрудничество Гарвард — Пенсильвания — Висконсин,
- Сотрудничество Калтех — Фермилаб.

Таблица III

Нейтринные эксперименты на ускорителях

Лаборатория	Аргонн	ЦЕРН	Брукхейвен	Серпухов	Батавия *)
Энергия протонов, $Gэв$	12	26	29	69	300—400
Мишень	Бериллий, 0,6 м	Бериллий, 1,3 м	Сапфир	Сапфир, медь, алюминий	Железо 0,3 м
Длина туннеля, м	27	70	45	140	350
Защита	Железо, 13 м	Железо, 22 м	Железо, 30 м	Железо, 70 м	Земля а) 1000 м б) 500 м
Энергия нейтрино, $Gэв$	0—3	1—10	1—10	2—20	а) 5—200 б) 20—150
Максимум спектра, $Gэв$	0,5	2	2	4	а) 20 либо 50 и 160 б) 45 и 125
Детекторы	12-футовая пузырьковая камера	1) 8-м фреоновая камера «Гаргамель» 2) 1,2-м пропановая камера 3) Алюминиевые искровые камеры (20 м)	1) 7-футовая пузырьковая камера 2) Алюминиевые искровые камеры	1) Стальная мишень, искровые камеры 2) Тяжеложидкостная камера СКАТ	а) Жидкий сцинтиллятор, искровые камеры б) Стальная мишень, искровые камеры в) 15-футовая пузырьковая камера

*) Варианты а) и б) отвечают соответственно экспериментам групп Гарвард—Пенсильвания—Висконсин и Калтех—Фермилаб. 15-футовая пузырьковая камера работает на широком пучке а).

2) Эксклюзивные процессы, в которых регистрируются вполне определенные адроны. Исследовались следующие процессы:

$$\left. \begin{aligned}
 \nu_{\mu} + p &\rightarrow \nu_{\mu} + p && (\text{ЦЕРН, Аргонн}), \\
 \nu_{\mu} + N &\rightarrow \nu_{\mu} + N^{\pm} + \pi && (\text{Аргонн, Колумбия—Брукхейвен, ЦЕРН}), \\
 \nu_{\mu} + N &\rightarrow \nu_{\mu} + N + \pi^{+} + \pi^{-} && (\text{Брукхейвен}), \\
 \nu_{\mu} + p &\rightarrow \nu_{\mu} + p + 2\pi^{+} + 2\pi^{-} && (\text{Брукхейвен}), \\
 \nu_{\mu} + N &\rightarrow \nu_{\mu} + \Lambda + K && (\text{Аргонн, ЦЕРН}), \\
 \bar{\nu}_e + d &\rightarrow \nu_e + p + n && (\text{Ирвин — реактор Саванна-Ривер}).
 \end{aligned} \right\} (11)$$

3) Рассеяние мюонного нейтрино и антинейтрино на электроне — реакция (10). Эксперимент производился в ЦЕРНе. Рассеяние электронного антинейтрино на электроне исследовалось на реакторе в Саванна-Ривер.

Далее процессы всех трех типов обсуждаются по очереди в гл. 3—5.

3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

а) Эксперимент ЦЕРНа^{17,18}

Эксперимент ставился в пузырьковой камере «Гаргамель» длиной 5 м и диаметром 1,8 м, наполненной фреоном CF_3Br . Рабочий объем камеры равен 8 м³; в эксперименте используется эффективный объем 3 м³. Энергия нейтрино распределена по спектру от 1 до 10 Гэв с максимумом около 2 Гэв (см. табл. III и Приложение).

События в камере разделялись на три категории, обозначаемые соответственно ЗТ (заряженные токи), НТ (нейтральные токи) и АС (ассоциированные события). В событиях ЗТ (см. рис. 1, а) один след похож на мюонный (большой пробег и нет взаимодействий с ядрами), а остальные следы принадлежат адронам. В событиях НТ (рис. 1, б) все частицы определенно являются адронами. АС (рис. 1, в) представляют собой события ЗТ, в которых имеется вторая чисто адронная звезда типа НТ, происходящая, очевидно, от взаимодействия с ядром нейтрона (его след не виден), образованного при первичном нейтринном столкновении. Отбирались события, в которых видимая энергия адронов превосходит 1 Гэв. Результаты приведены в табл. IV, где указано как число событий каждого типа, так и число просмотренных фотоснимков.

Таблица IV

Инклюзивный эксперимент в пузырьковой камере «Гаргамель»
(ЦЕРН, 1 фильм = 750 фотографий): число событий

	1973 г.		1974 г.	
	ν	$\bar{\nu}$	ν	$\bar{\nu}$
ЗТ/фильм	413/?	113/?	218/66 = 3,20 ± 0,45	
НТ/фильм	102/111 = 0,92 ± 0,13	63/278 =	189/209 = 0,90 ± 0,10	70/298 =
АС/фильм	15/111 = 0,13 ± 0,04	= 0,23 ± 0,01	42/268 = 0,15 ± 0,02	= 0,23 ± 0,01
R	0,23 ± 0,03	12/276 =	0,217 ± 0,026	14/328 =
$\left(\frac{\sigma_{\nu}}{\sigma_{\bar{\nu}}}\right)_{\text{НТ}}$		= 0,04 ± 0,01		= 0,04 ± 0,01
		0,46 ± 0,09		0,43 ± 0,12
	0,78 ± 0,18		0,74 ± 0,23	

Главным источником фона являлись нейтроны, образуемые при взаимодействии нейтрино в магните и защите. Расчет по методу Монте-Карло показал, что число событий такого типа должно составлять $0,8 \pm 0,4$ от числа событий типа АС, где видны оба взаимодействия. Таким образом, фон от нейтронов составлял всего около 10%¹⁹.

Экспериментаторы приводят еще два довода в пользу того, что события типа НТ вызваны падающими нейтрино или антинейтрино. Во-первых, как события ЗТ, так и НТ однородно распределены по длине камеры вдоль направления пучка нейтрино. В то же время число нейтронных звезд, индуцированных пучком протонов в специальном эксперименте, спадает вдоль оси камеры, ибо длина взаимодействия нейтронов (~ 70 см) мала по сравнению с размерами рабочей области. Во-вторых, отношение числа нейтральных и заряженных пионов примерно одинаково для 42 АС и 73 нейтронных событий (НС), индуцированных протонами, но резко отлично для событий НТ (табл. V). Вероятность совпадения этих отношений (по χ^2) составляет $\sim 10^{-4}$. Таким образом, существование безмюонных событий,

Таблица V

Отношение $\pi^0/(\pi^+ + \pi^-)$ для событий различного типа в эксперименте ЦЕРНа

Видимая энергия адронов, Гэв	АС	НС	НТ
1—2	$0,24 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,12$	$0,75 \pm 0,09$
2—3	$0,10 \pm 0,07$	$0,23 \pm 0,09$	$0,53 \pm 0,11$
3—5	$0,20 \pm 0,20$	$0,31 \pm 0,10$	$0,37 \pm 0,28$
5—7	—	$0,31 \pm 0,16$	$0,48 \pm 0,16$

индуцированных нейтрино или антинейтрино и, следовательно, связанных с нейтральными токами, можно считать доказанным.

В качестве характеристики НТ принято рассматривать отношение соответствующих сечений НТ и ЗТ, а именно,

$$R_\nu = \frac{\sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны})}{\sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны})},$$

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \text{адроны})}{\sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \text{адроны})}. \quad (12)$$

Из табл. IV видно, что значения R_ν , полученные в 1973 и 1974 гг., совпадают, хотя статистика ν_μ -событий практически удвоилась. Иной, однако, оказалась ситуация в случае $R_{\bar{\nu}}$. После того как в 1975 г. статистика ν_μ -событий утроилась, значение $R_{\bar{\nu}}$ сильно увеличилось²⁰:

$$R_{\bar{\nu}} = 0,55 \pm 0,07,$$

$$\left(\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_\nu}\right)_{\text{НТ}} = 0,96 \pm 0,18. \quad (13)$$

В значения $R_{\bar{\nu}}$ в табл. IV и (13) включена поправка на примесь нейтрино ν_μ в антинейтринном пучке. При пересчете от $R_{\bar{\nu}}$ и R_ν к отношению антинейтринного и нейтринного сечений с нейтральными токами следует учитывать тот факт, что соответствующие сечения с заряженными токами относятся как 1 : 3. К этому вопросу мы вернемся далее в разделе г) гл. 2.

б) Эксперимент ГПВ²¹⁻²⁴

Установка группы Гарвард — Пенсильвания — Висконсин (ГПВ) показана на рис. 3. Она включает 70 т жидкого сцинтиллятора (калориметр, позволяющий измерить полную энергию адронов), искровые камеры для регистрации следов частиц и мюонный детектор, состоящий из четырех железных тороидов толщиной 1,2 м, разделенных искровыми камерами.

Как и в эксперименте ЦЕРН, события, в которых не детектировались мюоны, являлись кандидатами для НТ, однако расчетная эффективность регистрации мюонов в первоначальном эксперименте²¹ составляла всего 71% и потому в значительной доле ЗТ событий мюоны не идентифицировались (табл. VI). Если бы эффективность регистрации снизилась до 0,55, то все события НТ оказались бы неверно идентифицированными ЗТ.

Таблица VI
Число событий в инклюзивном эксперименте ГПВ
(1973 г., $\nu: \bar{\nu} = 3:1$)

ЗТ	НТ	Фон	R
93	76	36	$0,28 \pm 0,10$

В эксперименте 1974 г.^{22,23} эффективность регистрации мюонов была несколько повышена, а статистика сильно увеличилась. Кроме того,

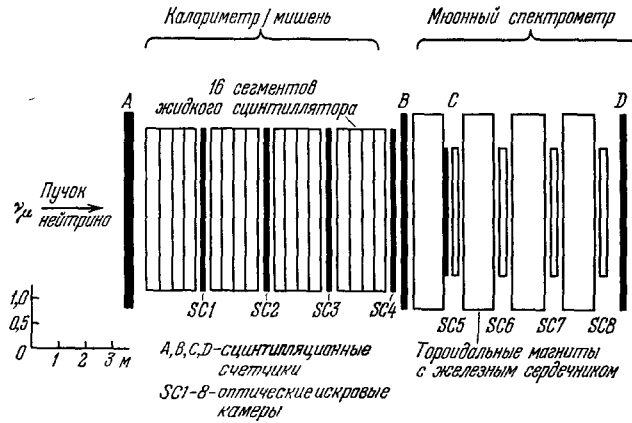


Рис. 3. Схема эксперимента Гарвард — Пенсильвания — Висконсинской (ГПВ) группы в Батави.

эксперименты производились на пучках с различным содержанием нейтрино и антинейтрино. Это позволило определить R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$ по

Таблица VII

Инклюзивный эксперимент ГПВ (1974 г.)

Пучок	Число событий НТ	β	R
Широкий (без фокусировки)	255	$0,74 \pm 0,06$	$0,18 \pm 0,05$
» (с фокусировкой)	283	$0,45 \pm 0,06$	$0,22 \pm 0,05$
Узкий	100	$0,12 \pm 0,05$	$0,34 \pm 0,12$
»	188	$0,98 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,06$

$R_{\nu} = 0,12 \pm 0,04, \quad R_{\bar{\nu}} = 0,32 \pm 0,08, \quad \left(\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_{\nu}} \right)_{\text{НТ}} = 1,09 \pm 0,55.$

отдельности. Результаты приведены в табл. VII, где коэффициент β определяет композицию пучка:

$$\beta = \frac{\nu_{\mu}}{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}} \quad (14)$$

и определяется по сечениям образования μ^{-} и μ^{+} за счет заряженных токов. Очевидно, что

$$R = R_{\nu}\beta + R_{\bar{\nu}}(1 - \beta). \quad (15)$$

В 1975 г. была сделана также попытка получить информацию о варианте слабого взаимодействия в нейтральном токе. Для этой цели строилась зависимость величины R от энергии адронов. Эта зависимость показана на рис. 4 для двух значений отношения β . На том же рисунке показаны результаты расчета для вариантов $V - A$, $V + A$, V или A . Несмотря на большие экспериментальные ошибки, авторы отмечают, что число высокоэнергетических адронов велико даже для $V - A$ -варианта (он в этом плане выглядит все же лучше, чем V , A или $V + A$). Не исключается даже возможность существования тяжелых лептонов ²⁴.

в) Эксперимент
Калифорнийского
технологического
института
и Лаборатории
им. Ферми ^{25, 26}

Этот эксперимент производился в узких пучках ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ с энергией 45 и 125 Гэв. Установка, показанная на рис. 5, состояла из железного калориметра весом 143 т (собранного блоками толщиной 10 см) и тороидального магнита для идентификации мюонов.

Экспериментальный анализ основывался на различном поглощении в железе адронов ($\lambda_{\text{погл.}} \approx 1$ м при $E = 100$ Гэв) и мюонов ($\lambda_{\text{погл.}} \approx 1 \text{ м} \times E$ (Гэв)). Изучались события с энерговыделением в калориметре не менее 6 Гэв, в каждом из них отбиралась частица с наибольшим

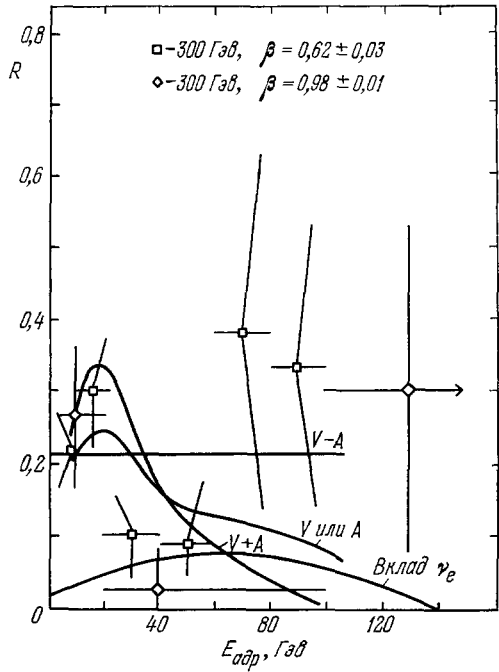


Рис. 4. Зависимость отношения нейтральных и заряженных токов от энергии адронов в эксперименте ГПВ.

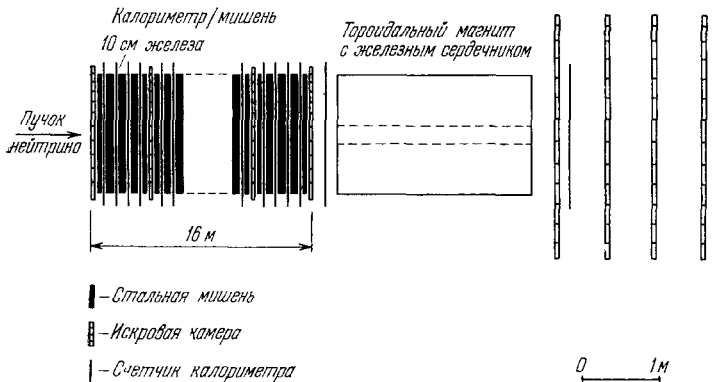


Рис. 5. Схема эксперимента Калтех — Фермилаб в Батавии.

пробегом и строилось распределение таких частиц по длине пробега L в направлении импульса нейтрино. Последнее показано на рис. 6 (пучок ν_μ) и рис. 7 (пучок $\bar{\nu}_\mu$). При $L > 1,5$ м оно хорошо согласуется с вычисленным

пробегом для мюонов, однако в районе $L \sim 1$ м наблюдается заметное превышение эксперимента над расчетом, по-видимому, за счет чисто адронных событий, которые естественно приписать взаимодействию с НТ. Правильность последнего предположения подтверждается тем, что события, попавшие в район пика около 1 м, равномерно распределены вдоль

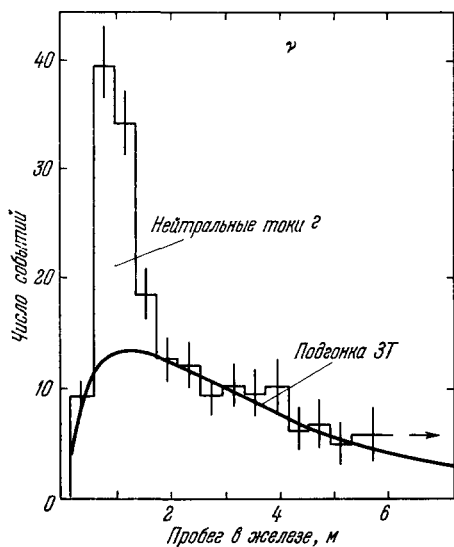


Рис. 6. Распределение по длине пробега наиболее энергичной частицы, образованной в пучке нейтрино.

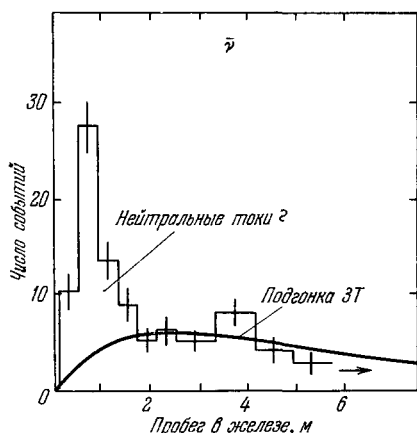


Рис. 7. Распределение по длине пробега наиболее энергичной частицы, образованной в пучке антинейтрино.

калориметра. Гипотеза, что это «аномальные» события ЗТ, в которых энергия мюона почему-то меньше энергии хотя бы одного из адронов, не проходит, так как энергетическое распределение адронов для событий в пике не смещено в сторону больших энергии по сравнению с распределением для «обычных» событий ЗТ.

Таблица VIII

Инклюзивный эксперимент Калтех—Фермилаб
(1974 г.)

Длина пробега, м	ν		$\bar{\nu}$	
	Наблюдено	Оценка по ЗТ	Наблюдено	Оценка по ЗТ
1,4 — ∞	666	666 (предположение)	444	444 (предположение)
1,4—6,0	371	412	207	171
0—1,4	332	155	202	41
R		$\frac{177}{321} = 0,22$		$\frac{161}{485} = 0,33$
$\left(\frac{\sigma_{\nu}}{\sigma_{\nu}}\right)_{\text{НТ}}$				0,5

Результаты эксперимента приведены в табл. VIII. События ЗТ нормировались по области больших пробегов ($L > 1,4$ м) на рис. 6 и 7. Пра-

вильность такой нормировки может быть проверена, если рассмотреть только ограниченный интервал L , например, $1,4 \text{ м} \leq L \leq 6,0 \text{ м}$. Превышение числа экспериментальных событий в области $L < 1,4 \text{ м}$ над числом, сосчитанным для ЗТ, приписывалось НТ.

Значения R_ν и $R_{\bar{\nu}}$ в табл. VIII рассматриваются авторами эксперимента как предварительные и нуждающиеся в дополнительном анализе. Значительная часть событий, например, может быть обусловлена процессами ЗТ, происходящими сравнительно низкоэнергетических ν_μ или $\bar{\nu}_\mu$ (от широкого левого хвоста нейтринного спектра) с нуклонами. Кроме того, существенно ограничение $E_{\text{адр}} > 6 \text{ Гэв}$. Экстраполяция в область малых $E_{\text{адр}}$ вносит значительную неопределенность и зависит, в частности, от варианта слабого взаимодействия. Как могут меняться от этого результаты, видно в табл. IX²⁶, где V , A , S обозначают вектор, аксиал, скаляр.

Следует иметь в виду, что результаты, приведенные в табл. VIII и IX, отвечают двум независимым экспериментам. В табл. IX минимальная энергия адронов повышена до 12 Гэв , а распределение для ЗТ нормируется по частицам, пробег которых был достаточен, чтобы пройти не менее 15 стальных блоков. Постулируя определенный вариант 4-фермионного взаимодействия и зная R_ν , можно в рамках кваркпартонной модели найти $R_{\bar{\nu}}$. Сравнение с экспериментальным значением этой величины определенно исключает $V + A$, но не согласуется и с чистым $V - A$. Ввиду наличия возможных систематических ошибок авторы не рассматривают вопрос, какая смесь V и A является оптимальной.

Интересны также результаты для распределения по энергии адронов, которое показано на рис. 8 и 9. Рис. 8, а демонстрирует правильность предположения, что частицы, прошедшие свыше 14 сцинтилляционных счетчиков, отвечают ЗТ, т. е. являются мюонами. На рис. 8, б видно заметное превышение экспериментальных точек над кривой, рассчитанной для ЗТ. Полагая, что это превышение обусловлено НТ, авторы получили

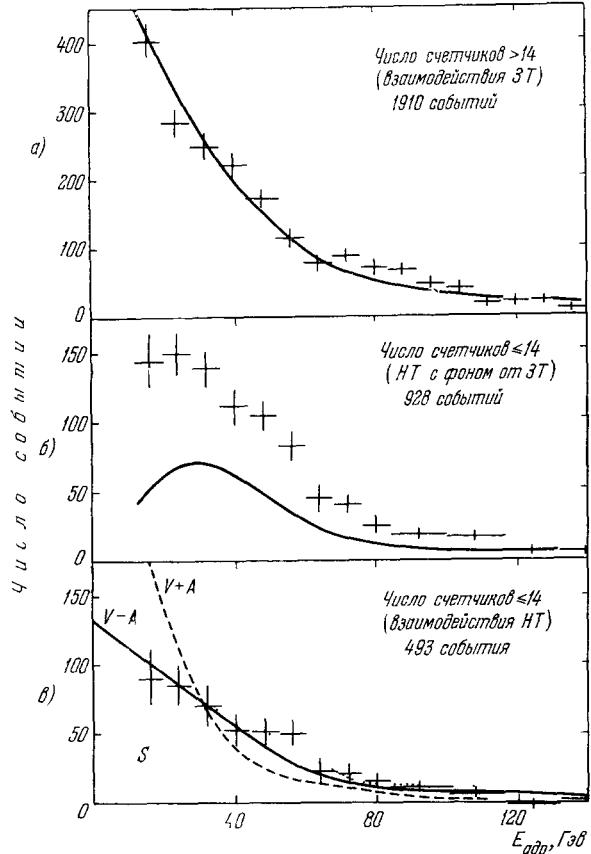


Рис. 8. Распределение адронов по энергии в нейтринном эксперименте 1975 г. группы Калтех—Фермилаб. а) События с длиннопробежной частицей, проходящей более 14 счетчиков (кривая — результат расчета для ЗТ); б) события без длиннопробежных частиц (кривая — результат расчета для ЗТ); в) распределение для событий с НТ, получаемое на рис. б) путем вычитания (приводятся кривые для $V - A$, $V + A$ и S -вариантов слабого взаимодействия с НТ).

Инклюзивный эксперимент Калтех—Фермилаб
(1975 г.)

Вариант слабого взаимодействия	R_ν	$R_{\bar{\nu}}$	$R_{\bar{\nu}}$, вычисленное по R_ν	$\left(\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_\nu}\right)_{\text{HT}}$
Измерено ($E_{\text{адр}} > 12 \text{ ГэВ}$)	0,21	0,43	—	0,7
$V-A$	0,23	0,53	0,23	0,8
$V+A$	0,37	0,38	3,33	1,0
S	0,18	0,24	0,54	0,5

распределение событий с НТ по $E_{\text{адр}}$, показанное на рис. 8, в. Оно согласуется лучше всего с $V-A$, но не противоречит как $V+A$, так и S -варианту. Более определенная картина наблюдается на рис. 9 для $\bar{\nu}$ -событий с НТ. Кривые на этом рисунке получены путем пересчета аналогичных распределений на рис. 8. Видно, что вариант $V+A$ определенно исключается, а S выглядит несколько хуже, чем $V-A$.

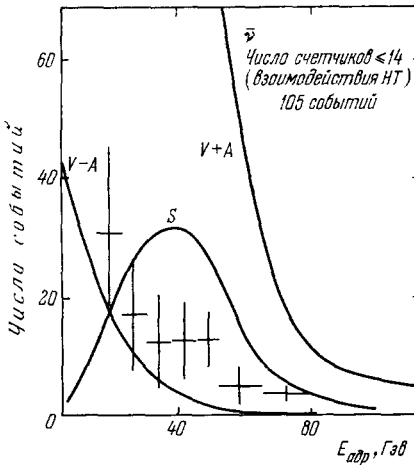


Рис. 9. Распределение адронов по энергии в антинейтринном эксперименте 1975 г. группы Калтех—Фермилаб.

Экспериментальные данные для НТ получены как на рис. 8. Кривые $V-A$, $V+A$, и S -вариантов нормированы по данным нейтринного эксперимента (см. рис. 8).

Можно ввести коэффициенты α_ν и $\alpha_{\bar{\nu}}$, записав

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}) &= \alpha_\nu E_\nu, \\ \sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \text{адроны}) &= \alpha_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Эти коэффициенты приведены в табл. X. Видно, что они не зависят от энергии.

2) Сечение $\bar{\nu}_\mu$ и ν_μ в (16) относятся как 1 : 3 практически во всем интервале исследованных энергий (табл. X; ошибка отношения $\alpha_{\bar{\nu}}/\alpha_\nu$ меньше, чем для $\alpha_{\bar{\nu}}$ или α_ν по отдельности, ибо ряд неопределенностей выпадает). Значение $\alpha_{\bar{\nu}}/\alpha_\nu = 1/3$ характерно для чистого $V-A$ -взаимодействия. В модели партон-кварков для α_ν и $\alpha_{\bar{\nu}}$ справедливы равенства

г) Инклюзивные процессы с заряженными токами

Во всех обсуждавшихся выше экспериментах приводятся значения R , т. е. сравниваются сечения с НТ и ЗТ. Поэтому, прежде чем обсуждать результаты для нейтральных токов, скажем несколько слов об основных чертах инклюзивных процессов с заряженными токами.

1) Сечения таких реакций, измерявшиеся теми же группами ЦЕРН—Гаргамель, ГПВ и Калтех—Фермилаб, линейно растут с энергией, что видно на рис. 10 и 11, взятых из обзора Канди²⁷.

Таблица X

Характеристики процессов с заряженными токами

Группа	Область энергий, Гэв	α_ν	$\alpha_{\bar{\nu}}$	$\alpha_{\bar{\nu}}/\alpha_\nu$	\bar{Q}/Q
		10 ⁻³³ см ² /Гэв			
ЦЕРН 28,29	1-10	0,76±0,02	0,28±0,03	0,38±0,02	0,05±0,02
ГПВ 30,31	5-200	0,70±0,18	0,28±0,09	0,41±0,11	0,08±0,12
Калтех-Фермилаб 32,33	20-150	0,83±0,11	0,28±0,055	0,33±0,08	0,00±0,09

(если пренебречь отличием $\cos \theta_C$ от единицы) ³⁴

$$\alpha_\nu = \frac{G^2 m_N}{\pi} \left(Q + \frac{1}{3} \bar{Q} \right),$$

$$\alpha_{\bar{\nu}} = \frac{G^2 m_N}{\pi} \left(\frac{1}{3} Q + \bar{Q} \right),$$
(17)

где Q и \bar{Q} обозначают среднюю долю импульса исходного нуклона, уносимую кварками или антикварками. (Для справедливости формулы (17)

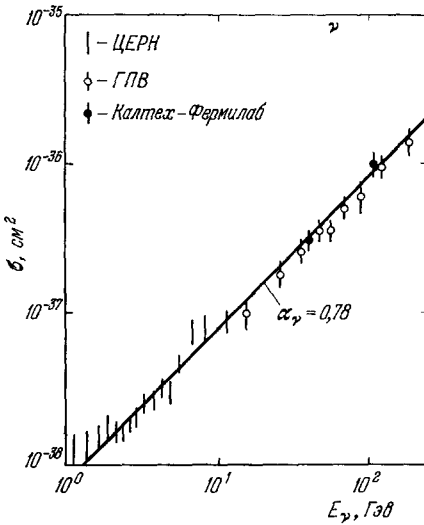


Рис. 10. Инклюзивное сечение $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- +$ адроны как функция энергии.

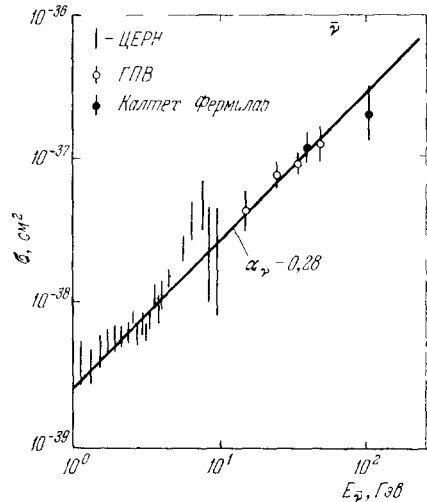


Рис. 11. Инклюзивное сечение $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ +$ адроны как функция энергии.

мишень должна состоять из одинакового числа протонов и нейтронов; в реальных экспериментах это условие выполняется с хорошей точностью, ибо мишенью служат легкие ядра.)

Согласно (17)

$$\frac{\alpha_{\bar{\nu}}}{\alpha_\nu} - \frac{1}{3} = \frac{8}{9} \frac{\bar{Q}/Q}{1 + (\bar{Q}/3Q)}. \tag{18}$$

Малость левой части (18) означает, что антикварки уносят очень малый импульс, т. е. отношение \bar{Q}/Q много меньше единицы. Экспериментальные значения \bar{Q}/Q приведены в последнем столбце табл. X, где они имеют порядок 0,05. Следует, однако, иметь в виду, что при малых значениях q^2 ,

т. е. квадрата импульса, передаваемого от нейтрино к мюону, возможно нарушение скейлинга. Введение в этой области соответствующих поправок увеличивает значение \bar{Q}/Q примерно вдвое. Согласно результатам

ЦЕРНа, например, $\bar{Q}/Q = 0,10 \pm \pm 0,03$ ³⁵.

3) Следует заметить, что строгая линейность сечений на рис. 10 и 11 не согласуется со ставшей в последнее время довольно популярной, так называемой векторной моделью слабого взаимодействия ³⁶⁻³⁸. В этой модели постулируется существование по меньшей мере трех новых кварков со сравнительно большой эффективной массой. По мере прохождения порогов рождения новых адронов, содержащих такие кварки, сечение должно увеличиваться. Иными словами, в модели ³⁶⁻³⁸ естественно ожидать, что сечения (16) будут расти с энергией быстрее чем линейно.

д) Что следует из инклюзивных экспериментов?

Данные по нейтральным токам, полученные в трех экспериментах, обсуждавшихся выше, воспроизводятся в табл. XI. Из них можно сделать следующие выводы.

1) Значения R_ν и $R_{\bar{\nu}}$ слабо меняются с энергией или вообще постоянны. Этот факт иллюстрируется также рис. 12; видно, что три пары

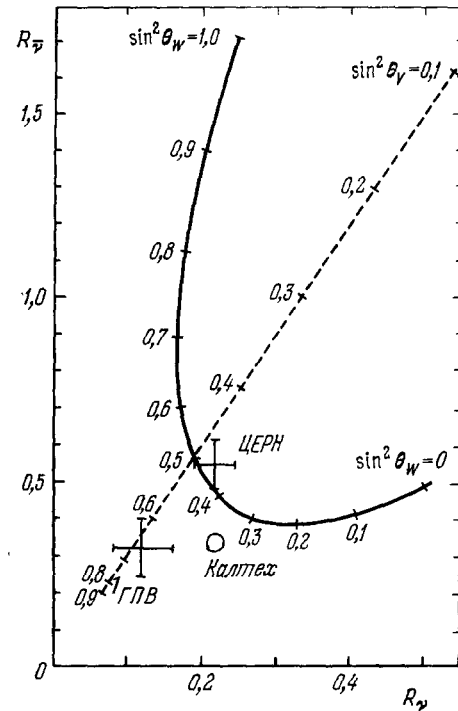


Рис. 12. Экспериментальные значения R_ν и $R_{\bar{\nu}}$.

Сплошная кривая вычислена в рамках кварк-партоновой версии модели Вайнберга — Салама (формула (26)), штриховая прямая отвечает векторной модели (формула (41)).

значений R_ν и $R_{\bar{\nu}}$ довольно близки друг к другу. Таким образом, инклюзивное сечение процессов, обусловленных нейтральными токами, линейно растет с энергией, как это имеет место для заряженных токов.

Таблица XI

Сводка инклюзивных результатов

Группа	Энергия, Гэв	R_ν	$R_{\bar{\nu}}$	$\left(\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_\nu}\right)_{HT}$
ЦЕРН	1—10	$0,217 \pm 0,026$	$0,55 \pm 0,07$	$0,96 \pm 0,18$
ГПВ	5—200	$0,12 \pm 0,04$	$0,32 \pm 0,08$	$1,09 \pm 0,53$
Калтекс — Фермилаб	20—200	0,2—0,3	0,3—0,5	0,5—0,9

2) В соответствии с (12) и (16), отношение инклюзивных НТ-сечений для нейтрино и антинейтрино дается равенством

$$\left(\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_\nu}\right)_{HT} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \text{адроны})}{\sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны})} = \frac{R_{\bar{\nu}}}{R_\nu} \frac{\alpha_{\bar{\nu}}}{\alpha_\nu}. \tag{19}$$

Экспериментальные значения $(\sigma_{\bar{\nu}}/\sigma_{\nu})$ в последнем столбце табл. XI близки к единице. Это может означать, что в слабом взаимодействии с НТ присутствует (или доминирует) один только векторный или аксиальный вариант. В таком случае нейтральные токи сохраняют пространственную четность. С другой стороны, возможна и иная ситуация; например, в модели Вайнберга — Салама, где присутствуют оба варианта, такой же результат для легких ядер с $Z \approx A/2$ справедлив при разумном значении $\sin^2 \theta_W = 1/2$ (см. формулу (26) ниже).

3) Распределения по $E_{\text{адр}}$, показанные на рис. 4, 8 и 9, свидетельствуют против $V + A$ -варианта слабого взаимодействия с НТ и более или менее согласуются с $V - A$. Иными словами, если нейтральные токи содержат как векторную, так и аксиальную часть, то соответствующие константы имеют противоположные знаки. Данных по спектрам пока еще недостаточно для решения вопроса об относительном вкладе V и A .

4) Экспериментальные значения R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$ согласуются с предсказаниями модели Вейнберга — Салама, а также векторной модели слабого взаимодействия. Подробнее об этом говорится в двух следующих параграфах.

е) Нейтральные токи в модели Вайнберга — Салама

В модели Вайнберга — Салама^{14,15} нейтральный слабый ток имеет структуру

$$J_{\alpha}^Z = J_{\alpha}^3 - 2 \sin^2 \theta_W J_{\alpha}^{em}, \tag{20}$$

где θ_W — свободный параметр модели, называемый углом Вайнберга, J_{α}^{em} — обычный электромагнитный ток, а J_{α}^3 — третья изотопическая компонента слабого $V - A$ -тока, составляющие которого следующим образом выражаются через операторы кварков

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d_C \end{pmatrix} \text{ и лептонов } E = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \text{ и } M = \begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{pmatrix};$$

$$J_{\alpha}^i = \left[\bar{q} \frac{\tau_i}{2} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) q \right] + \left[\bar{E} \frac{\tau_i}{2} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) E \right] + \left[\bar{M} \frac{\tau_i}{2} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) M \right]. \tag{21}$$

Если определить заряженные токи как

$$J_{\alpha}^{\pm} = J_{\alpha}^1 \pm i J_{\alpha}^2, \tag{22}$$

то эффективный лагранжиан слабого взаимодействия отличается от (4) только введением нейтрального тока:

$$\mathcal{L}_W = \frac{G}{\sqrt{2}} (J_{\alpha}^+ J_{\alpha}^- + J_{\alpha}^Z J_{\alpha}^Z). \tag{23}$$

При этом следует иметь в виду, что в последнем члене произведение неодинаковых слагаемых входит с коэффициентом 2; в частности, за процессы взаимодействия адронов с нейтрино отвечает выражение

$$\frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\nu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu] \left\{ \bar{q} \gamma_{\alpha} \left[\tau_3 \frac{1 + \gamma_5}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \frac{\tau_3 + (1/3)}{2} \right] q \right\}. \tag{24}$$

Значения векторной и аксиальной констант g_V и g_A в единицах $G/\sqrt{2}$, вытекающие из (24), приведены в табл. XII, где для полноты указаны также g_V и g_A в случае переходов с ЗТ и пренебрежено отличием $\cos \theta_C$

Таблица XII

Значения векторной и аксиальной констант для валентных кварков

Ток	Модель	Константа	$\nu_\mu u$	$\nu_\mu d$
НТ	Модель Вайнберга-Салама	g_V	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$
		g_A	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	Векторная модель	g_V	$1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_V$	$-1 + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_V$
		g_A	0	0
ЗТ	Реакции $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$, $\nu_\mu u \rightarrow \mu^+ d$	g_V	1	1
		g_A	-1	-1

от 1. В кварк-партонной модели инклюзивные сечения процессов взаимодействия нейтрино или антинейтрино с нуклонами определяются упругим взаимодействием лептонов с кварками. Сечение такого взаимодействия выражается через определенные комбинации g_V и g_A :

$$\begin{aligned} \sigma_\nu &\sim g_V^2 + g_A^2 - g_V g_A, \\ \sigma_{\bar{\nu}} &\sim g_V^2 + g_A^2 + g_V g_A. \end{aligned} \quad (25)$$

Если принимать во внимание только «валентные» кварки (роль «моря» кварк-антикварковых пар характеризуется величиной \bar{Q}/Q в табл. X, которая экспериментально мала), то нетрудно получить отношение сечений с НТ и ЗТ для мишени, состоящей из произвольной композиции u - и d -кварков. До сих пор инклюзивные эксперименты проводились в основном на сравнительно легких ядрах с примерно одинаковым числом протонов и нейтронов, а следовательно, u - и d -кварков. В этом случае ^{39,40}

$$\begin{aligned} R_\nu &= \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_W, & R_{\bar{\nu}} &= \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{9} \sin^4 \theta_W, \\ \left(\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_\nu} \right)_{\text{НТ}} &= \frac{1}{3} \frac{R_{\bar{\nu}}}{R_\nu}. \end{aligned} \quad (26)$$

Кривая на рис. 12 получена в соответствии с формулами (26). Она согласуется с данными инклюзивных экспериментов, если угол Вайнберга находится в районе

$$\sin^2 \theta_W = 0,45 \pm 0,10. \quad (27)$$

Возможен и иной способ получения оценок для R_ν и $R_{\bar{\nu}}$, в котором не используются гипотезы партонной модели, но зато вместо равенств (26) появляются неравенства ^{41,42}. Схема получения такого рода неравенств довольно проста. Сечение любого процесса, происходящего при взаимодействии нейтрино с нуклонами, определяется квадратом матричного элемента от адронного тока. Поэтому для отношения сечений подобных процессов с нейтральным и заряженным токами справедливо выражение

$$R_\nu = \frac{\sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X)}{\sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X')} = \frac{|\langle X | j^3 - 2 \sin^2 \theta_W j^{em} | N \rangle|^2}{|\langle X' | j^1 + ij^2 | N \rangle|^2}, \quad (28)$$

где X и X' — сходные адронные состояния, скажем, $n + \pi^+$ и $p + \pi^+$,

$$j^i = l_\alpha J_\alpha^i, \quad j^{em} = l_\alpha J_\alpha^{em}, \quad (29)$$

а l_α — лептонный матричный элемент, который одинаков и для нейтральных и для заряженных токов, если пренебречь массой мюона.

Если теперь ввести обозначения

$$\sigma^- = \sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X'), \quad \sigma^+ = \sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X'),$$

$$V^{sm} = \frac{G^2}{4\pi^2\alpha^2} \int dQ^2 Q^4 \frac{d\sigma(e^- + N \rightarrow e^- + X)}{dQ^2}, \quad (30)$$

учесть, что

$$\sigma^\pm \sim |\langle X' | j^\pm | N \rangle|^2 = 2 |\langle X | j^3 | N \rangle|^2,$$

$$V^{em} \sim |\langle X | j^{em} | N \rangle|^2, \quad (31)$$

и воспользоваться неравенством

$$a^*b + ab^* \leq 2\sqrt{|a|^2|b|^2}, \quad (32)$$

то для R_ν получается ограничение снизу:

$$R_\nu \geq \frac{1}{2} \left(1 - 2 \sin^2 \theta_W \sqrt{\frac{V^{em}}{\sigma^-}} \right)^2. \quad (33)$$

Аналогичным образом можно прийти и к ограничению для $R_{\bar{\nu}}$:

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + X)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X')} \geq \frac{1}{2} \left(1 - 2 \sin^2 \theta_W \sqrt{\frac{V^{em}}{\sigma^+}} \right)^2. \quad (34)$$

Неравенства (33) и (34) справедливы как для переходов во вполне определенные состояния X и X' , так и для сумм сечений. В частности, их можно писать и для полных сечений⁴². При этом

$$V_{\text{tot}}^{em} = \frac{G^2}{4\pi^2\alpha^2} \int Q^4 \frac{d\sigma(ep)}{dQ^2} dQ^2 = \frac{G^2}{\pi} \frac{4}{3} ME \int F_2(x) dx, \quad (35)$$

где M — масса нуклона, $x = Q^2/2M\nu$ — переменная Бьеркена для глубоко неупругого ep -рассеяния (ν — энергия виртуального фотона в лабораторной системе), а $F_2(x) = \nu W_2$ — известная структурная функция. На опыте найдено

$$\left. \begin{aligned} \int F_2(x) dx &= 0,141 \pm 0,02, \\ \sigma_{\text{tot}}^- &= \frac{G^2}{\pi} ME (0,52 \pm 0,11), \\ \sigma_{\text{tot}}^+ &= \frac{G^2}{\pi} ME (0,19 \pm 0,22), \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

откуда

$$\frac{V_{\text{tot}}^{em}}{\sigma_{\text{tot}}^-} = 0,36 \pm 0,05,$$

$$\frac{V_{\text{tot}}^{em}}{\sigma_{\text{tot}}^+} = 1,0 \pm 0,1. \quad (37)$$

Кривая, определяющая нижние границы для R_ν и $R_{\bar{\nu}}$, согласно (33), (34) и (37), проходит значительно ниже «партонной» кривой, приведенной на рис. 12. С другой стороны, неравенства такого типа оказываются полезными при обсуждении процессов одиночного рождения пионов.

ж) Нейтральные токи в «векторной» модели

Введение новых кварков позволило авторам³⁶⁻³⁸ включить в теорию не только лево-поляризованные, но и право-поляризованные частицы. При этом нейтральный ток для кварков (а значит, и для адронов) оказывается чисто векторным. Хотя «векторная» модель встречается со значительными теоретическими трудностями, в последнее время ее обсуждают довольно интенсивно. В этой связи представляется уместным рассмотреть предсказания модели для процессов с нейтральными токами.

В векторной модели слабое взаимодействие имеет структуру (23), однако входящий в (20) ток J_α^3 отличен от (21):

$$J_\alpha^3 = \sum_q (\bar{q}\tau_3\gamma_\alpha q) + \left(\bar{\nu}_e\gamma_\alpha \frac{1+\gamma_5}{2} \nu_e \right) + \\ + \left(\bar{\nu}_\mu\gamma_\alpha \frac{1+\gamma_5}{2} \nu_\mu \right) - (\bar{e}\gamma_\alpha e) - (\bar{\mu}\gamma_\alpha \mu) + \dots \quad (38)$$

Многоточие относится здесь к вкладу добавочных лептонов, а суммирование происходит по всевозможным «сортам» кварков. Кроме того, угол Вайнберга θ_W заменяется на другой параметр, который мы будем обозначать θ_V . Наконец, авторы работ³⁶⁻³⁸ считают возможным отказаться от обычной хиггсовской схемы спонтанного нарушения симметрии и вводят перед произведением $J_\alpha^Z J_\alpha^Z$ в (23) коэффициент κ , который выражается через θ_V и массы векторных бозонов W^\pm и Z^0 :

$$\kappa = \frac{1}{\cos^2 \theta_V} \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad (39)$$

С другой стороны, сравнение с экспериментальными данными в работе³⁶ свидетельствует в пользу значения κ , близкого к единице. Поэтому далее мы полагаем $\kappa = 1$.

Наличие у кварков только векторного взаимодействия в нейтральном токе приводит к равенству сечений взаимодействия с НТ для нейтрино и антинейтрино:

$$\left(\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_\nu} \right)_{\text{НТ}} = 1. \quad (40)$$

Как уже отмечалось, такое равенство согласуется с экспериментальными данными в табл. XI. Этот факт является, пожалуй, наибольшим успехом векторной модели.

Значения констант слабого взаимодействия для кварков, вытекающие из (23), (20) и (38), приведены в табл. XII. Подставляя их в (25), можно получить следующие значения R_ν и $R_{\bar{\nu}}$ для инклюзивных сечений с НТ и ЗТ (ниже порога рождения новых кварков) на мишени, состоящей из равного числа протонов и нейтронов:

$$R_{\bar{\nu}} = 3R_\nu = 2 - 4 \sin^2 \theta_V + \frac{20}{9} \sin^4 \theta_V. \quad (41)$$

Предсказания векторной модели показаны на рис. 12 штриховой прямой. Видно, что согласие с экспериментальными данными ЦЕРНа достигается при $\sin^2 \theta_V \sim 0,5$, тогда как данным группы ГПВ отвечает $\sin^2 \theta_V \sim 0,6-0,7$.

4. ЭКСКЛЮЗИВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

а) Эксперимент

Ниже обсуждаются эксклюзивные процессы, которые перечислены в (11). Только один из них, реакция $\bar{\nu}_e + d \rightarrow \bar{\nu}_e + p + n$, изучался в пучке электронных антинейтрино от реактора. Во всех остальных случаях использовался пучок мюонных нейтрино от ускорителя. Характеристики детекторов, используемых для изучения эксклюзивных событий на пучке ν_μ (как правило, — пузырьковых камер) приводятся в табл. XIII.

Таблица XIII

Экспериментальные установки для изучения эксклюзивных событий на пучке мюонных нейтрино

Лаборатория	Вещество, наполняющее камеру	Размеры камеры	Эффективный объем
Аргонн	Водород, дейтерий	12 футов, 20 м ³	11 м ³
ЦЕРН	Пропан C ₃ H ₈	1,2 м, 1 м ³	0,5 м ³
»	Фреон CF ₃ Br	8 м ³	3 м ³
Брукхейвен	Водород, дейтерий	7 футов	5 м ³
»	Алюминий *)	26 т	8 т
Батавия	Водород, дейтерий	12 футов, 26 м ³	21 м ³
ЦЕРН (Аахен — Падуа)	Алюминий **)	30 т	

*) 26 модулей алюминиевых оптических искровых камер и сцинтилляционные счетчики.
 **) 129 модулей алюминиевых оптических искровых камер и 12 железных пластин толщиной 4 см.

б) Упругое рассеяние $\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$

Эксперименты ставились в пропановой и фреоновой камерах ЦЕРНа и водородной камере в Аргонне ⁴³⁻⁴⁵. Главной трудностью было наличие нейтронного фона, поскольку в процессе $n + p \rightarrow n + p$ также появляется одиночный протон. Для уменьшения фона отбирались события в определенном интервале энергий нейтрино и импульсов, передаваемых протону. Результаты приводятся в табл. XIV. Следует заметить, что данные работы ⁴⁴ являются предварительными.

Упругое $\nu_\mu p$ или $\bar{\nu}_\mu p$ рассеяние пока не найдено, но точность эксперимента еще недостаточна.

Таблица XIV

Поиски упругого рассеяния нейтрино на протоне

Группа	ЦЕРН ⁴³	ЦЕРН ⁴⁴	Аргонн ⁴⁵
Камера	Пропановая	Фреоновая	Дейтериевая
Критерии отбора (E_ν в Гэв, t в Гэв ²)	$1 < E_\nu < 4,$ $0,3 < t < 1$	$1 < E_\nu < 5,$ $0,3 < t $	$0,7 < E_\nu, 0,43 < t $ $216^\circ < \varphi < 324^\circ$
Процесс	$\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$	$\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$	$\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$
Число событий	2	2	4
	0,12 ± 0,06		(фон 4,91 ± 2,44) - 0,08 ± 0,20
$\frac{\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p)}{\sigma(\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p)}$	< 0,22	< 0,77	< 0,32

измерено достоверно 90%

С теоретической точки зрения упругое рассеяние нейтрино на протоне интересно в том плане, что его сечение выражается через формфакторы нуклона, которые известны с хорошей точностью. Если ввести электрический (G_E), магнитный (G_M) и аксиальный (G_A) формфакторы нейтрального тока, то дифференциальное сечение выражается через них соотношением, подобным известной формуле Розенблюта для ep -рассеяния и отличающимся от нее лишь добавлением аксиального формфактора⁴⁶⁻⁴⁸:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G^2}{2\pi} \left[\left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + G_A^2 \right) \left(1 - \frac{Q^2}{2ME_\nu} - \frac{Q^2}{4E_\nu^2} \right) + \frac{Q^2}{2ME_\nu} \left\{ \frac{M}{E_\nu} [\tau G_M^2 + (1 + \tau) G_A^2] \mp \left(1 - \frac{Q^2}{4ME_\nu} \right) 2G_M G_A \right\} \right], \quad (42)$$

где Q — импульс протона отдачи в лабораторной системе, M — масса протона и

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2}; \quad (43)$$

знаки \mp относятся к νp и $\bar{\nu} p$ -рассеянию соответственно. Если пренебречь массой мюона, то выписанные выражения справедливы и для процессов с ЗТ: $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ и $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$; различие обусловлено только неодинаковой величиной констант.

В модели Вайнберга — Салама⁴⁹ для нейтральных токов

$$\left. \begin{aligned} G_M &= [(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \mu_p - \mu_n] F_V(Q^2), \\ G_E &= \{1 - 4 \sin^2 \theta_W - \tau [(\mu_p - 1)(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - \mu_n]\} F_V(Q^2), \\ G_A &= -1,25 F_A(Q^2); \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

здесь предположено, что зависимость всех векторных формфакторов от Q^2 одинакова. Как F_V , так и F_A нормированы на единицу при $Q^2 = 0$. Значение $G_A(0) = -1,25$ отвечает эксперименту по β -распаду нейтрона.

В векторной модели³⁶

$$\left. \begin{aligned} G_M &= 2 [(1 - 2 \sin^2 \theta_V) \mu_p - \mu_n] F_V(Q^2), \\ G_E &= 2 \{1 - 2 \sin^2 \theta_V - \tau [(\mu_p - 1)(1 - 2 \sin^2 \theta_V) - \mu_n]\} F_V(Q^2), \\ G_A &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Экспериментальные пределы для $\sigma_{\nu p}$ в табл. XIV позволяют согласно приведенным формулам получить ограничения для θ_W и θ_V :

$$\left. \begin{aligned} \sin^2 \theta_W &< 0,5, \\ \sin^2 \theta_V &< 0,9. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

При большой энергии выражение для отношения сечений упругого рассеяния с НТ и ЗТ упрощается, поскольку формфакторы обрезают Q^2 на значениях, много меньших ME_ν или E_ν^2 . В этом случае рассеяние происходит практически только вперед, так что⁵⁰

$$\frac{\sigma(\nu p \rightarrow \nu p)}{\sigma(\nu n \rightarrow \mu^+ p)} = \frac{\sigma(\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p)}{\sigma(\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ n)} = \frac{1}{4} \frac{g_A^2 + g_V^2}{1,25^2 + 1} = \frac{g_A^2 + g_V^2}{10,25}, \quad (47)$$

где g_A и g_V — значения формфакторов G_A и G_E при $Q^2 = 0$. Соотношение (47) удобно для оценки допустимых значений углов θ_W и θ_V .

в) Рождение одиночных пионов

Возможны следующие процессы с нейтральными токами:

$$\left. \begin{aligned} \nu_\mu + p &\rightarrow \nu_\mu + n + \pi^+, \\ \nu_\mu + p &\rightarrow \nu_\mu + p + \pi^0, \\ \nu_\mu + n &\rightarrow \nu_\mu + n + \pi^0, \\ \nu_\mu + n &\rightarrow \nu_\mu + p + \pi^-. \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Их надо сравнивать с процессами, которые обусловлены заряженными токами:

$$\left. \begin{aligned} \nu_{\mu} + p &\rightarrow \mu^{-} + p + \pi^{+}, \\ \nu_{\mu} + n &\rightarrow \mu^{-} + p + \pi^{0}, \\ \nu_{\mu} + n &\rightarrow \mu^{-} + n + \pi^{+}. \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

Эксперименты ставились в 12-футовой камере Аргонна, наполненной водородом или дейтерием ^{45,51,52}, в пропановой ⁵³⁻⁵⁵ и фреоновой ^{20,56,57} камерах ЦЕРНа, в 7-футовой камере Брукхейвена ⁵⁸. В Брукхейвене ^{59,60} и ЦЕРНе ⁶¹ были также поставлены опыты с алюминиевыми искровыми камерами. Статистика всех этих экспериментов указана в табл. XV. К сожалению, число событий сравнительно велико лишь для опытов

Таблица XV

Число событий и критерии отбора в экспериментах по изучению рождения одиночных пионов

Реакция		$\nu p \rightarrow \nu \pi^{+}$	$\nu p \rightarrow \nu \pi^{0}$	$\nu n \rightarrow \nu \pi^{-}$	$\nu p \rightarrow \mu^{-} p \pi^{+}$	$\nu p \rightarrow \mu^{-} p \pi^{0}$	$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^{+} n \pi^{0}$	$\nu p \rightarrow \mu^{-} p \pi^{-}$
Аргонн, водород, дейтерий ⁵²	Критерии отбора:	$p_p < 1 \text{ Гэв/с}; p_{\pi} < 0,4 \text{ Гэв/с}; \pi^{+}$ летит вверх; не менее 20 см до следа космической частицы						
	Число событий: Фон:	8 $1,6 \pm 0,8$	8 $2,0 \pm 0,6$	25 18 ± 7	?	—	—	—
ЦЕРН, пропан ⁵⁵	Критерии отбора:	$p_{\pi} < 0,7 \text{ Гэв/с};$ в «чистом» событии заряд сохраняется; в «грязном» событии имеются медленные протоны						
	Число «чистых» событий: Число «грязных» событий:	4 5	2 1	3 0	$\begin{cases} 50\pi^{+} \\ 77p \\ 37p + \pi^{+} \end{cases}$ $\begin{cases} 17\pi^{+} \\ 33p \\ 14p + \pi^{+} \end{cases}$	— —	— —	— —
ЦЕРН, фреон ⁵⁷	Наблюдено событий:	—	142 (вместе с $\nu n \rightarrow \nu \pi^{0}$)	—	384	—	152	216
	С поправками:	—	146 ± 13	—	338 ± 27	—	176 ± 14	199 ± 15
Брукхейвен, алюминиевые искровые камеры ⁶⁰	Число событий:	—	123 (вместе с $\nu n \rightarrow \nu \pi^{0}$)	—	—	356	—	—
Брукхейвен, дейтерий ⁵⁸	Число событий:	—	—	8	56	~ 17 (с $\nu n \rightarrow \mu^{-} n \pi^{+}$)	—	—
Аахен — Падуа, алюминиевые искровые камеры ⁶¹	Число событий:	—	124 (вместе с $\nu n \rightarrow \nu \pi^{0}$)	—	—	145	67	56

с ядрами, интерпретация которых затруднена перезарядкой заряженных пионов в нейтральные. В экспериментах с водородной или дейтериевой мишенью пока найдено очень мало нейтринных событий.

Таблица XVI

Отношение НТ/ЗТ в процессах однопионного рождения

Отношение сечений	Аргонн, водород, дейтерий ⁵²	ЦЕРН, пропан ⁵⁵	ЦЕРН, фреон (достоверность 68%) ⁵⁷	Аахен-Падуа алюминевые искровые камеры ⁶¹	Брукхейвен, алюминевые искровые камеры ⁶⁰	Брукхейвен, дейтерий ⁵⁸	Модель Райнберга-Салама 62-64
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}n\pi^+)}{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \mu^-p\pi^+)}$	$0,13 \pm \pm 0,06$	$0,12 \pm \pm 0,04$	—	—	—	—	$0,08 - 0,26$
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \nu_{\mu}p\pi^-)}{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \mu^-p\pi^+)}$	$0,07 \pm \pm 0,03^*)$	$0,06 \pm \pm 0,04$	—	—	—	$0,14 \pm \pm 0,04$	$0,09 - 0,18$
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}p\pi^0)}{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \mu^-p\pi^+)}$	$0,40 \pm \pm 0,22$	—	—	—	—	—	$0,07 - 0,18$
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}p\pi^0) + \frac{1}{3}\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \nu_{\mu}n\pi^0)}{\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-p\pi^0)}$	—	$0,07 \pm \pm 0,05$	—	—	—	—	$0,19$ при $\sin^2\theta_W = 0,39$
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}p\pi^0) + \sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \nu_{\mu}n\pi^0)}{2\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-p\pi^0)}$	—	—	$> 0,10$ $< 0,20$	$0,43 \pm \pm 0,15$	$0,17 \pm \pm 0,06$	—	—
$\frac{\sigma(\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}p\pi^0) + \sigma(\bar{\nu}_{\mu}n \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}n\pi^0)}{2\sigma(\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow \mu^+n\pi^0)}$	—	—	$> 0,26$ $< 0,44$	$0,59 \pm \pm 0,20$	—	—	—

*) Учитываются только шесть событий $\nu_{\mu} + n \rightarrow \nu_{\mu} + p + \pi^-$ с импульсом вверх.

Результаты для отношения НТ/ЗТ приводятся в табл. XVI. Переход от табл. XV к табл. XVI в ряде случаев нетривиален, ибо в нем должны быть приняты во внимание различные поправки. Видно, что в пределах весьма больших ошибок данные различных экспериментов согласуются друг с другом. Имеется только одно серьезное расхождение между данным в четвертой и пятой строках табл. XVI. Эти данные можно согласовать лишь в предположении, что $\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \nu_{\mu}n\pi^0) \gg \sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}p\pi^0)$, однако такое неравенство представляется мало вероятным. Менее достоверным выглядит число в четвертой строке, полученное на основе старых данных⁵³.

С другой стороны, в аргонском эксперименте^{65,66} найдено соответственно 119^{+12}_{-16} , 44 ± 9 и $43,7 \pm 11$ событий с ЗТ: $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^- + p + \pi^+$, $\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^- + p + \pi^0$ и $\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^- + n + \pi^+$ *), откуда

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-p\pi^0) + \sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-n\pi^+)}{\sigma(\nu_{\mu}p \rightarrow \mu^-p\pi^+)} = 0,74^{+0,14}_{-0,16},$$

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-n\pi^+)}{\sigma(\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-p\pi^0)} = 1,01 \pm 0,33. \quad (50)$$

*) Если принять, что заряженный ток удовлетворяет правилу $\Delta I = 1$, т. е. нет компоненты с $\Delta I = 2$, то этим данным отвечает отношение амплитуд A_1 и A_3 для образования конечных состояний с $I = 1/2$ и $I = 3/2$, равное $A_1/A_3 = (0,78^{+0,13}_{-0,11}) \exp(i\varphi)$, $\varphi = (92^{+10}_{-11})^\circ$ ^{65,66}.

Если использовать эти отношения, с тем чтобы в знаменателях четвертой и пятой строк табл. XVI стояло такое же сечение $\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p + \pi^+)$, как и в первых трех, то соответствующие числа должны быть уменьшены примерно в три раза. При этом оказывается противоречивой уже вся совокупность данных в нижней половине табл. XVI (строки 3, 4 и 5), хотя, конечно, экспериментальные ошибки очень велики.

Следует, однако, иметь в виду, что эксперименты^{20,61} проводились с ядрами. Это затрудняет интерпретацию их результатов. Адлер и др.⁶⁴ показали, что ядерные эффекты приводят к эффективному уменьшению отношения $\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu N \pi^0) / \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p \pi^0)$ приблизительно вдвое. Иными словами, при сравнении с данными, полученными на водороде или дейтерии, величины, приводимые в 4—6 строках табл. XVI, должны быть умножены на 1,5—2.

Эксперименты по рождению одиночных пионов особенно интересны в том плане, что из них можно получить информацию об изотопической структуре нейтрального тока. К сожалению, отношение сечений $\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p \pi^0$ и $\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu n \pi^+$ определено в аргонском эксперименте^{45,51,52} с очень низкой точностью:

$$r \equiv \frac{\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p + \pi^0)}{\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + n + \pi^+)} = 3,1 \pm 2,2. \quad (51)$$

Если бы в конечном состоянии доминировало состояние с изоспином $I = 3/2$ (для этого в нейтральном токе должна присутствовать значительная изовекторная компонента, $\Delta I = 1$), то должно было бы быть $r = 2$; если бы присутствовал только изоспин $I = 1/2$, то было бы $r = 1/2$. Эксперимент согласуется, по сути, с обеими возможностями.

Важную информацию дает изучение распределений по массе системы $p + \pi$ с целью обнаружить резонанс Δ с изоспином $3/2$. Распределение по массе $p + \pi^-$ в реакции $\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu p \pi^-$, найденное в аргонском эксперименте⁵², показано на рис. 13. Какой-либо структуры вблизи резонанса Δ^0 ($m = 1232$ Мэв) на нем не видно. Если бы Δ и в самом деле отсутствовал, то это означало бы, что в нейтральном токе нет изовекторной компоненты и, следовательно, калибровочные теории вроде модели Вайнберга — Салама не имеют отношения к нейтральным токам в слабом взаимодействии. Выяснилось, однако, что нейтронный фон (от $pn \rightarrow p\pi^-$, а также $pn \rightarrow d\pi^-$ и $nd \rightarrow d\pi^-$) в аргонском эксперименте был велик, особенно в направлении сверху вниз из-за наличия отверстий в верхней части камеры. Из полного числа 25 событий на рис. 13 в 19 случаях система $p\pi^-$ движется вниз. Вполне вероятно, что практически все они обусловлены фоном. Распределение остающихся шести событий, в которых $p\pi^-$ движется вверх, показано на рис. 13 заштрихованной гистограммой. Видно, что эти события сосредоточены как раз в районе Δ^0 . Их средняя масса равна 1260 ± 30 Мэв.

На рис. 14 показаны распределения по эффективной массе системы $p + \pi^0$ или $p + \pi^+$, найденные в эксперименте ЦЕРНа⁵⁷ как для НТ, так и для ЗТ. Во всех случаях заметен пик в районе Δ . Количественная интерпретация этих данных затруднена, однако, тем фактом, что эксперимент ставился на ядрах.

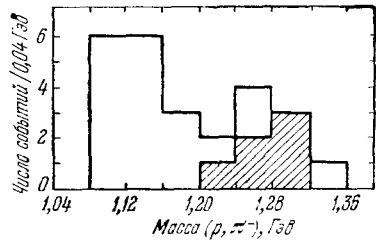


Рис. 13. Распределение по эффективной массе системы $p + \pi^-$, найденное в аргонском эксперименте⁵².

Заштриховано распределение для событий, в которых система $p\pi^-$ движется снизу вверх.

Сравнение экспериментальных данных по рождению одиночных пионов с теоретическими моделями оказывается довольно сложным. Здесь приходится использовать неравенства (33) и (34), в которые входит величина V^{em} , определяемая согласно (30) сечением электророждения. При лабораторной энергии ~ 2 Гэв найдено ^{67,68}

$$\left. \begin{aligned} V^{em}(p \rightarrow p\pi^0) &\approx 0,12 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2, \\ V^{em}(p \rightarrow n\pi^+) &\approx 0,08 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2, \\ \sigma(\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p\pi^+) &= (0,74 \pm 0,18) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2. \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

Используя эти величины в неравенстве (33) для отношения $\sigma(\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu p\pi^-) : \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p\pi^0)$ вместе с аргонскими данными в (50) и табл. XVI, согласно которым оно равно

$$R = \frac{\sigma(\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu p\pi^-) \sigma(\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p\pi^+)}{\sigma(\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p\pi^+) \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p\pi^0)} = 0,19 \pm 0,09, \quad (53)$$

и полагая $V^{em}(p \rightarrow n\pi^+) \approx V^{em}(n \rightarrow p\pi^-)$ в силу преобладания изовекторного вклада в процессе электророждения ⁶⁷, находим

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_W &\geq \\ &\geq \frac{1 - \sqrt{2R}}{2} \sqrt{\frac{\sigma(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p\pi^0)}{V^{em}(p \rightarrow n\pi^+)}} \geq 0,2. \end{aligned} \quad (54)$$

Рис. 14. Распределение по эффективной массе системы $p + \pi$, найденное в эксперименте ЦЕРН для реакций, выглядящих как $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p + \pi^0$, $\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p + \pi^0$ и $\nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + p + \pi^-$.⁵⁷

Аналогичным образом, если использовать данные ядерных экспериментов ^{20,61} по отношению $\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu N\pi^0) / \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p\pi^0)$, предположить, что в процессах с ЗТ доминирует конечное состояние с $I = 3/2$, и приняв во внимание ядерные эффекты, то из неравенства (33) для отношения ⁶²

$$\frac{\sigma(\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p\pi^0) + \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu n\pi^0)}{\sigma(\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p\pi^+) + \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- n\pi^+) - \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p\pi^0)} \quad (55)$$

следует ⁶⁴

$$\sin^2 \theta_W \geq 0,35. \quad (56)$$

Что касается векторной модели, то нейтральный слабый ток в ней не содержит аксиальной части подобно электромагнитному току. Если, вдобавок, допустить, что в обоих случаях доминирует изовекторная компонента, то можно получить систему соотношений ³⁶:

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p\pi^0) &= \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu n\pi^0) = \\ &= 2 \cos^4 \theta_V \cdot V^{em}(p \rightarrow p\pi^0) = 0,24 \cdot 10^{-38} \cos^4 \theta_V, \\ \sigma(\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu n\pi^+) &= \sigma(\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu p\pi^-) = \\ &= 2 \cos^4 \theta_V \cdot V^{em}(p \rightarrow n\pi^+) = 0,16 \cdot 10^{-38} \cos^4 \theta_V. \end{aligned} \quad (57)$$

Величины, стоящие в левой части, могут быть найдены из (52) и табл. XVI, причем $\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu N\pi^0)$ должно домножаться на ~ 2 ⁶⁴. Различным отношениям в табл. XVI отвечают значения θ_V в интервале

$$0 \leq \sin^2 \theta_V \leq 0,6. \quad (58)$$

Ошибки здесь еще весьма велики.

г) Многопионные события

В брукхейвенской 7-футовой пузырьковой камере исследовались также реакции с образованием двух или четырех пионов⁵⁸. Результаты

Таблица XVII

Мультипионные процессы в Брукхейвене⁵⁸

Тип событий	Реакция	Мишень	
		H ₂	D ₂
НТ	$\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}\pi^+\pi^-p$	4	5
	$\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-p$	1	1
	$\nu_{\mu}n \rightarrow \nu_{\mu}\pi^+\pi^-n$	—	4
	Всего событий		15
ЗТ + НТ	С учетом эффективности и фона	23,1 ± 7,5	
	Полное число мультипионных событий	43	98
ЗТ	Всего мультипионных событий	141 ± 12	
	С учетом эффективности и фона	100 ± 15	

приведены в табл. XVII. Из них следует отношение числа событий с НТ и ЗТ, равное

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + N + k\pi)}{\sigma(\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^- + N + k\pi)} = 0,23 \pm 0,08 \quad (k \geq 2). \quad (59)$$

Это число вполне согласуется с экспериментальным отношением R_{ν} для инклюзивных процессов (табл. XI).

д) Рождение странных частиц

Образование странных частиц исследовалось экспериментально в Аргонне^{52, 69} и ЦЕРНе^{20, 70, 71}. Детектировались Λ , K_S^0 или K^+ . Вероятность регистрации Σ^{\pm} , Σ^0 или K^- была мала. Результаты приводятся в табл. XVIII. Видно, что отношение сечений образования странных частиц за счет НТ и ЗТ имеет различную величину в Аргоне (~1) и ЦЕРНе (~1/3). Значение, найденное в ЦЕРНе, согласуется с глобальным отношением R_{ν} в табл. XI. Значение, полученное аргоннской группой, основано на очень малой статистике и может сильно измениться. Следует отметить, что все шесть кандидатов в СНТ в Аргонне отвечают процессам «чистого» образования ΛK_S^0 , Λ или K_S^0 , тогда как из шести событий СЗТ таким свойством обладают всего два; в остальных случаях помимо странных частиц образуются также нестранные адроны p или π^- . Поэтому отношение СНТ/СЗТ для событий одинаковой структуры (эксклюзивных) в Аргонне даже больше единицы в противоречии с данными ЦЕРНа, где, правда исследовалось не эксклюзивное образование пары ΛK , а инклюзивное рождение странных частиц. Отсутствие переходов с $\Delta S = \pm 1$ (см. последнюю строку табл. XVIII) согласуется с отсутствием распада $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\nu\nu$ в табл. I.

Отношение СНТ/СЗТ особенно интересно в связи с вопросом о весе, с каким входят в нейтральный ток странные кварки. Этот вопрос имеет непосредственное отношение к проблеме существования четвертого, «очарованного» кварка с⁷². В теории с «очарованием» (шармом) к заряженному току (1) добавляется слагаемое

$$(\bar{c}O_{\alpha}sc), \quad (60)$$

где

$$\begin{aligned} O_{\alpha} &= \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5), \\ \bar{s}_c &= -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c. \end{aligned} \quad (61)$$

Таблица XVIII

Образование странных частиц заряженными (СЗТ) и нейтральными (СНТ) токами: число событий

Группа	Аргон ⁵²		ЦЕРН ^{70,71}			
	Водород, дейтерий; $p_{\pi} < 0,4 \text{ Гэв/с};$ $p_p < 1 \text{ Гэв/с}$		Фреон; $E_{\text{адр}} > 1 \text{ Гэв}$ (для СНТ); время жизни Λ или K_S^0 меньше $3\tau_{\Lambda}$ или $3\tau_{K_S^0}$			
Методика, критерии отбора						
Пучок	ν_{μ}		ν_{μ}		$\bar{\nu}_{\mu}$	
Процесс	СНТ	СЗТ	СНТ	СЗТ	СНТ	СЗТ
ΛK_S^0	1	1	0	1	1	3
ΛK^+	0	2	2	11	0	3
$K^0 \bar{K}^0$	0	0	1	0	0	0
$K^+ \bar{K}^0$	0	1	0	0	0	0
Λ	4	0	7	28	1	22
K_S^0	1	1	3	13	0	6
K^+	0	1	3	15	1	2
Всего	6	6	16	68	3	33
В одинаковой кинематике ($E_{\text{адр}} > 1 \text{ Гэв}$)	6	2	16	48	3	11
Фон	~ 1,5		~ 3			
$\frac{\text{СНТ}}{\text{СЗТ}}$	~ 1		$0,34^{+0,17}_{-0,09}$ ($\Delta S = 0$) $\leq 0,024$ ($\Delta S = 1$)		~ 0,3	

Слагаемое (30) никак не сказывается на переходах между обычными адронами, в которых нет очарованных кварков. В то же время в нейтральном токе теперь появляется слагаемое ($\bar{s}_c O_{\alpha s c}$), и он приобретает структуру (плюс соответствует изоскаляру, минус — изовектору)

$$(\bar{u} O_{\alpha u} + \bar{c} O_{\alpha c}) \pm (\bar{d}_c O_{\alpha d c} + \bar{s}_c O_{\alpha s c}) = (\bar{u} O_{\alpha u} + \bar{c} O_{\alpha c}) \pm (d O_{\alpha d} + \bar{s} O_{\alpha s}), \quad (62)$$

в которую странный кварк s входит на равных правах с нестранными u и d и где нежелательные слагаемые ($\bar{d} O_{\alpha s}$) и ($\bar{s} O_{\alpha d}$) отсутствуют. Поэтому проблема вклада странных кварков в нейтральный ток оказывается связанной с вопросом о существовании очарованных частиц.

Для решения указанной проблемы можно, например, попытаться искать события со сравнительно малой передачей импульса от начального нейтрино к конечному. В этом случае, по-видимому, должна работать модель векторной доминантности. Если нейтральный ток действительно имеет структуру (62), то ϕ -мезон должен давать вклад того же порядка, что и ρ или ω , в результате чего ассоциированное образование странных частиц должно быть большим, т. е. отношение СНТ/СЗТ должно увеличиться по сравнению с «нормальной» величиной порядка 0,2.

е) Нейтринорасщепление дейтрона

До сих пор обсуждались только процессы с участием мюонных нейтрино. Это связано с тем, что такие нейтрино могут быть получены на ускорителях и имеют большую энергию, а сечения слабого взаимодействия растут с E_{ν} . Источником электронных антинейтрино служит реактор, где их энергия невелика. Поэтому до сих пор был выполнен только один эксперимент с электронными антинейтрино⁷³, в котором

группа Райнеса искала и не нашла реакцию

$$\bar{\nu}_e + d \rightarrow \bar{\nu}_e + p + n. \quad (63)$$

Ее сечение вычислялось в работах ^{74, 75} с учетом экспериментального спектра антинейтрино (на опыте отбирались события с $E_{\bar{\nu}} = 2,2-5 \text{ Мэв}$). В рамках модели Вайнберга — Салама теоретическое сечение оказалось вполне определенным и равным ⁷⁵ $4,4 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$. Экспериментальный верхний предел пока в шесть раз превосходит эту величину, т. е. на уровне трех стандартных отклонений ⁷³

$$\sigma(\bar{\nu}_e + d \rightarrow \bar{\nu}_e + p + n) < 25 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2. \quad (64)$$

ж) Ч то с л е д у е т и з э к с к л ю з и в н ы х э к с п е р и м е н т о в ?

Из приведенных выше экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1) Отношение сечений с НТ и ЗТ по одноптипным эксклюзивным каналам имеет тот же порядок величины, что и интегральная величина R_{ν} для инклюзивных сечений (см. табл. XI). Это означает, что процессы с НТ и ЗТ динамически похожи друг на друга и что по меньшей мере среди исследованных реакций нет особо выделенных.

2) В процессах одиночного образования пионов за счет НТ, по-видимому, образуется изобара Δ , хотя и не столь часто, как в случае ЗТ. Поэтому слабый нейтральный ток содержит изовекторную компоненту с $\Delta I = 1$.

3) Нет противоречий с калибровочными моделями, в частности, эксперимент согласуется с моделью Вайнберга — Салама.

4) Остается не ясным, насколько велик вклад странных (и очарованных?) кварков в нейтральный ток.

5. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ

а) Эксперимент

К концу 1975 г. имелись следующие данные:

1) Эксперимент ЦЕРНа в камере Гаргамель, где найден верхний предел для сечения $\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$ ⁷⁶.

2) Эксперимент ЦЕРНа в той же камере, где обнаружены три события $\bar{\nu}_{\mu} + e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e^{-}$, ^{20, 76-78}.

3) Старый эксперимент ЦЕРНа с искровыми камерами, где не был обнаружен процесс $\nu_e + e^{-} \rightarrow \nu_e + e^{-}$ ^{79, 80}.

4) Эксперимент группы Райнеса ^{81, 82}, в котором искалось рассеяние электронного антинейтрино от реактора на электроны: $\bar{\nu}_e + e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_e + e^{-}$; найденный эффект отличен от нуля всего на два стандартных отклонения.

Результаты этих опытов приводятся в табл. XIX. Отметим, что $\nu_e e^{-}$ -

и $\bar{\nu}_e e^{-}$ -рассеяние должно иметь место и за счет заряженных токов в рамках «старой» схемы Фейнмана — Гелл-Манна ². Эксперимент Райнеса и др. пока еще не достиг точности, необходимой для количественной проверки этой схемы. С другой стороны, как видно из табл. XIX, именно данные работы ^{81, 82} приводят к наиболее жестким ограничениям на угол Вайнберга. Область допустимых значений векторной и аксиальной констант, отвечающая результатам ⁸², показана на рис. 15.

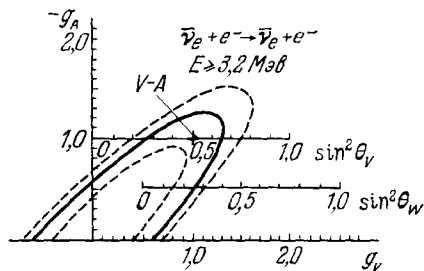


Рис. 15. Ограничения на константы V- и A-взаимодействий, полученные в эксперименте Гурра, Райнеса и Собея ⁸¹.

Рассеяние нейтрино на электроне

Процесс	$\nu_{\mu}e^{-} \rightarrow \nu_{\mu}e^{-}$	$\bar{\nu}_{\mu}e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e^{-}$	$\nu_e e^{-} \rightarrow \nu_e e^{-}$	$\bar{\nu}_e e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_e e^{-}$
Энергия нейтрино	1—10 Гэв			0—7 Мэв
Критерии отбора	$0,3 \text{ Гэв} \leq E_e, \theta_e \leq 5^\circ$		$1 \text{ Гэв} \leq E_e, \theta_e \leq 4^\circ$	$3,2 \text{ Мэв} \leq E_e \leq 4,5 \text{ Мэв}$
Просмотрено фотографий	375 000	970 000		
Найдено одиночных e^{-}	0	3	≤ 1	$0,77 \pm 0,33$ в день
Оцененный фон		$0,52 \pm 0,21$		$< 0,05$ в день
Пределы для сечения, $\text{см}^2/\text{Гэв}$	$\sigma/E_{\nu} \leq 2,6 \cdot 10^{-42}$	$0,3 \cdot 10^{-42} \leq \sigma/E_{\nu} \leq 2,9 \cdot 10^{-42}$	$\frac{\sigma}{E_{\nu}} \leq 7 \cdot 10^{-40} = 40\sigma_{FG}/E_{\nu}$	$\sigma/E_{\nu} = (0,8 \pm 0,4) \times 10^{41} = (1,5 \pm 0,7)\sigma_{FG}/E_{\nu}$
Ограничения для угла θ_W в модели Вайнберга—Салама	$0,1 \leq \sin^2 \theta_W \leq 0,7$ (достоверность 90%)	$\sin^2 \theta_W \leq 0,45$ (достоверность 90%)	—	$0,17 \leq \sin^2 \theta_W \leq 0,33$ ($\sin \theta_W < 0,65$) с достоверностью 90%
Ограничения для угла θ_V в векторной модели	$0,2 \leq \sin^2 \theta_V \leq 0,8$	$0,2 \leq \sin^2 \theta_V \leq 0,4$ или $0,6 \leq \sin^2 \theta_V \leq 0,8$	—	$0,2 \leq \sin^2 \theta_V \leq 0,75$

б) Теория

В рамках V, A -схемы слабого взаимодействия при $E_{\nu} \gg m_e$ дифференциальное и полное сечение ν_e -рассеяния следующим образом выражаются через векторную и аксиальную константы g_V и g_A :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE_e} &= \frac{G^2 m_e}{2\pi} \left[(g_V \mp g_A)^2 + (g_V \pm g_A)^2 \left(1 - \frac{E_e}{E_{\nu}}\right)^2 \right], \\ \sigma &= \sigma_0 \frac{1}{4} \left[(g_V \mp g_A)^2 + \frac{1}{3} (g_V \pm g_A)^2 \right], \\ \sigma_0 &= \frac{2G^2 m_e E_{\nu}}{\pi} = 1,7 \cdot 10^{-41} \text{ см}^2 \cdot E_{\nu} \text{ (Гэв)}. \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

Верхние и нижние знаки отвечают соответственно процессам ν_e и $\bar{\nu}_e$ рассеяния. В случае $V - A$ взаимодействия $\sigma_{\bar{\nu}_e}$ в три раза меньше, чем σ_{ν_e} .

В рамках «старой» схемы Фейнмана — Гелл-Манна только электронные нейтрино и антинейтрино могут рассеиваться на электроне за счет вклада заряженных токов, причем $g_V = -g_A$. В рамках калибровочных теорий появляются нейтральные токи, в результате чего мюонные нейтрино и антинейтрино также получают возможность для взаимодействия с электроном путем обмена нейтральным мезоном. Значения констант g_V и g_A для рассеяния нейтрино на электроне в модели Вайнберга — Салама были найдены т'Хуфтом⁸³. Они приводятся в табл. XX вместе с константами, вычисленными в рамках векторной модели³⁶.

Таблица XX

Константы взаимодействия нейтрино с электроном

Модель	Константа	$\nu_\mu e$	$\bar{\nu}_e e$
Модель Вайнберга — Салама	g_V	$-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$
	g_A	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Векторная модель	g_V	$-1 + 2 \sin^2 \theta_V$	$2 \sin^2 \theta_V$
	g_A	0	-1

Сечение (65) пропорционально массе электрона и потому мало. Оно растет с энергией, так что эксперименты на больших ускорителях имеют преимущество. Поскольку при νe -рассеянии может наблюдаться только одиночный след электрона, существен фон, происходящий от нейтронов и гамма-квантов.

Полные сечения рассеяния различных нейтрино на электроном в модели Вайнберга — Салама, вычисленные согласно табл. XX, показаны на рис. 16. Видно, что все они не могут быть сколь угодно малыми. Особенно интересно, что достаточно жесткий верхний предел для $\sigma_{\nu_\mu e}$ накладывает ограничения на угол Вайнберга θ_W , а также угол θ_V в векторной модели не только сверху, но и снизу. Значения $\sin^2 \theta_W$ и $\sin^2 \theta_V$, допускаемые имеющимися данными по νe -рассеянию, указаны в табл. XIX.

До сих пор мы всегда предполагали, что слабое взаимодействие с нейтральными токами обусловлено исключительно векторным и аксиальным взаимодействием. Каких-либо экспериментальных оснований для этого нет. Хотя с теоретической точки зрения универсальная V, A теория предпочтительнее (безмассовое нейтрино с определенной спиральностью может упруго рассеиваться только за счет V, A -взаимодействия), было бы весьма желательно произвести выбор между V, A - и S, P, T -вариантами на опыте. К сожалению, для этого необходимы трудные эксперименты по измерению угловых и энергетических распределений, а также поляризации рассеянных частиц. Например, сечение упругого рассеяния двухкомпонентного нейтрино на электроном в общем случае дается выражением⁸⁴

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 m_e E_\nu}{2\pi} \left[(g_V - g_A)^2 + (g_V + g_A)^2 y^2 + \frac{1}{2} (g_S^2 + g_P^2) (1 - y)^2 + g_T^2 (1 + y)^2 - g_T (g_S + g_P) (1 - y^2) + \frac{m_e}{E_\nu} (1 - y) (g_A^2 - g_V^2 + g_S^2 - g_T^2) \right], \quad (66)$$

где

$$y = \frac{E'_\nu}{E_\nu} = 1 - \frac{E_e}{E_\nu}, \quad (67)$$

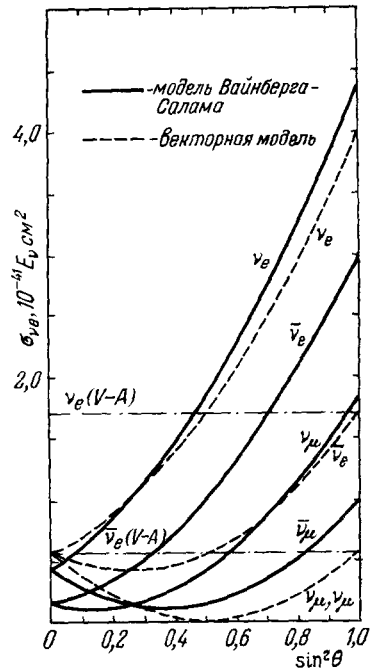


Рис. 16. Сечение рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроном в модели Вайнберга — Салама (сплошные {кривые) и векторной модели (штриховые) в зависимости от угла θ_W или θ_V .

а константы слабого взаимодействия нормированы на $G/\sqrt{2}$ и вещественны в силу предположения о CP -инвариантности. Нетрудно видеть, что, вообще говоря, S , P , T -взаимодействие содержит линейное по y слагаемое даже при $m_e \ll E_\nu$, так что в принципе оно отличается от V , A . С другой стороны, подбором констант g_S , g_P и $g_T = \sqrt{g_S^2 + g_P^2}$ можно воспроизвести спектр, характерный для g_V , g_A , и только если $|g_V| \neq |g_A|$, последнее слагаемое в (66), существенное лишь при крайне низкой энергии нейтрино, оказывается неодинаковым для V , A и S , P , T . Когда энергия нейтрино велика по сравнению с массой электрона, различие между двумя вариантами слабого взаимодействия может быть установлено лишь с помощью поляризационных экспериментов.

в) Слабое взаимодействие или электрический радиус?

Хотя нейтрино являются нейтральными частицами и статические заряды у них отсутствуют, они, в принципе, могут обладать ненулевым электрическим радиусом или аномальным магнитным моментом (последнее — только если масса нейтрино отлична от нуля). В этом случае диаграммы, показанные на рис. 17, имитируют слабое взаимодействие

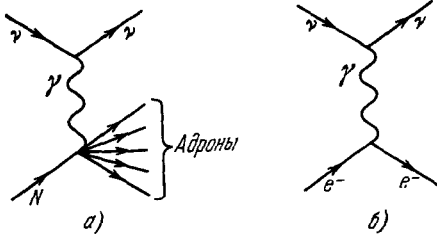


Рис. 17. Диаграммы однофотонного обмена, имитирующие процессы с нейтральными токами.

а) νN -взаимодействие, б) νe -рассеяние.

с нейтральными токами. При наличии электрического радиуса множители q^2 в вершине и $1/q^2$ в пропагаторе сокращаются; поэтому эффективное взаимодействие оказывается контактным подобно обычному слабому взаимодействию. Взаимодействие с магнитным моментом является более специфическим. Оба варианта обсуждались рядом авторов, в частности, в работах ⁸⁵⁻⁸⁷.

Покажем теперь, что сопоставление данных по инклюзивным сечениям ν -нуклонных взаимодействий с нейтральным током и рассеянию нейтрино на электроне позволяет усомниться в возможности «электромагнитного» объяснения обоих процессов (приводимые ниже оценки выполнены совместно с А. Н. Ивановым).

Единственной неизвестной величиной на диаграммах рис. 17 является значение электрического радиуса или магнитного момента нейтрино; нижняя часть рис. 17, а такая же, как в случае взаимодействия электронов с нуклонами, и ее квадрат дается известными структурными функциями W_1 и W_2 . Если допустить, что слабого взаимодействия с НТ нет, а наблюдаемые на опыте эффекты целиком обусловлены электромагнитным радиусом, т. е. взаимодействием нейтрино вида

$$e \frac{r_\nu^2 q^2}{6} (\bar{\nu} \gamma_\alpha \nu), \quad (68)$$

то инклюзивные сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами даются равенствами

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} [\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + \dots) + \sigma(\nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + \dots)] = \\ = \frac{1}{2} [\sigma(\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \dots) + \sigma(\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \dots)] = \\ = \frac{2\pi}{27} C \alpha^2 r_\nu^4 M E_\nu = (3,7 \pm 0,5) 10^{-6} r_\nu^4 M E_\nu, \quad (69) \end{aligned}$$

где M — масса нуклона, $\alpha = e^2/4\pi$ и

$$C = \int_0^1 [f^{ep}(x) + f^{en}(x)] \cdot 2x dx = 0,30 \pm 0,04. \quad (70)$$

При выводе предполагалась существенной область больших q^2 , где справедлив скейлинг, т. е. ($\nu = q_0$ — энергия виртуального фотона)

$$MW_1 = f(x), \quad \nu W_2 = 2xf(x), \quad x = -\frac{q^2}{2M\nu}. \quad (71)$$

Что касается рассеяния мюонного нейтрино на электроны, то оно определяется равенствами (65), в которых для $\nu_{\mu e}$ и $\bar{\nu}_{\mu e}$ -рассеяния

$$g_A = 0, \quad g_V = \frac{\pi\alpha\sqrt{2}}{3G} r_V^2, \quad (72)$$

тогда как для $\nu_{e e}$ и $\bar{\nu}_{e e}$ -рассеяния

$$g_A = -1, \quad g_V = 1 + \frac{\pi\alpha\sqrt{2}}{2G} r_V^2, \quad (73)$$

причем, вообще говоря, r_V^2 может быть как положительным, так и отрицательным.

Из экспериментальных данных, приведенных в табл. X, XI и XX, а также рис. 15, следуют значения r_V^2 , указанные в табл. XXI. Видно, что

Таблица XXI

Значения электрического радиуса нейтрино, необходимые для объяснения экспериментальных данных электромагнитным взаимодействием

Процесс	Лаборатория	Область энергий, Гэв	Значения $ r_V^2 $, 10^{-31} см ²	
			Реакция с нейтрино	Реакция с антинейтрино
$\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + \dots$	ЦЕРН	1—40	$4,0 \pm 0,4$	$3,8 \pm 0,4$
	ГПВ	5—200	$2,9 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,5$
$\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + e^- \rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + e^-$ (достоверность 90%)	Калтех-Фермилаб (1974)	20—150	4,2	3,0
	ЦЕРН	1—10	$< 2,5$	$< 2,1$
$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$	Ирвин (реактор Саванна-Ривер)	0—0,01	—	$< 2,5$

инклюзивные эксперименты на нуклонной мишени согласуются друг с другом и дают величину

$$|r_V^2| = (3,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2, \quad (74)$$

которая, впрочем, более чем на порядок превышает результаты, полученные в ряде теоретических оценок⁸⁸⁻⁹⁵. Добиться столь большого значения нейтринного радиуса можно лишь с помощью очень сильных дополнительных гипотез, например, приближаясь к «нуль-зарядному» полюсу в функции Грина⁹⁶. С другой стороны, в опытах по рассеянию мюонных нейтрино на электроны верхний предел для $|r_V^2|$ в два раза ниже на уровне достоверности 90%. Поэтому возможность описания экспериментальных

данных по НТ в рамках электромагнитного взаимодействия с электрическим радиусом нейтрино следует считать сомнительной.

Что касается возможности описания экспериментальных данных, предполагаая наличие у нейтрино аномального магнитного момента, то ее можно считать исключенной. Хотя результаты одних только инклюзивных опытов не противоречат предположению об электромагнитном взаимодействии нейтрино вида $(ek/2m_e)(\bar{\nu}\sigma_{\alpha\beta}q\beta\nu)$ с $\kappa = (1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$, сечение рассеяния нейтрино зависит при этом от энергии как $\sigma \sim \ln^2 s$, в отличие от $\sigma \sim s$, для контактного четырехфермионного взаимодействия. Поскольку $s = 2m_{\text{мишени}} \times E_\nu$, обычное взаимодействие требует уменьшения νe -сечений на три порядка по сравнению с νN -взаимодействием. При зависимости $\sim \ln^2 s$ такая малость отсутствует. Эксперимент однозначно свидетельствует в пользу первой возможности: в области $E_\nu \sim 1 \text{ Гэв}$ $\sigma(\bar{\nu}_\mu e) \sim 10^{-42} \text{ см}^2$, тогда как $\sigma(\nu_\mu N) \sim \sigma(\bar{\nu}_\mu N) \sim 10^{-39} \text{ см}^2$.

г) Что следует из опытов по рассеянию нейтрино на электроны?

1) Обнаружение процесса $\bar{\nu}_\mu + e \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$ свидетельствует, что в нейтральный ток входят не только адроны (или кварки) и нейтрино, но и электроны. Иными словами, взаимодействие с НТ является универсальным, хотя характер этой универсальности пока не вполне ясен.

2) Согласование данных по рассеянию мюонных нейтрино и антинейтрино на нуклонах и электронах в рамках чисто электромагнитного взаимодействия оказывается невозможным. Это означает, что слабое взаимодействие с нейтральными токами реально существует.

3) Результаты согласуются с моделью Вайнберга — Салама или векторной моделью, причем ограничения на углы θ_W или θ_V оказываются довольно жесткими.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Слабое взаимодействие, обусловленное нейтральными токами, исследуется весьма интенсивно. Полученные до сих пор и по сути предварительные результаты могут еще измениться. Тем не менее уже сейчас можно утверждать, что при взаимодействии мюонных нейтрино с нуклонами и электронами происходят процессы, не сопровождающиеся испусканием мюонов и, следовательно, обусловленные слабым взаимодействием с нейтральными токами. Сила последнего сравнима с силой обычного слабого взаимодействия за счет заряженных токов, отличаясь от нее коэффициентом типа $1/4$ при рассеянии нейтрино или $1/2$ при взаимодействии антинейтрино.

Наиболее интересным экспериментальным фактом является, пожалуй, совпадение инклюзивных сечений с НТ для нейтрино и антинейтрино. Остается не ясным, обусловлен ли этот факт наличием в нейтральном токе одного только V (или A)-варианта, т. е. сохранением четности, либо он является случайным и имеет место только для мишени, состоящей из примерно равного числа протонов и нейтронов.

Имеющиеся данные согласуются с калибровочными моделями слабого взаимодействия, в частности, с моделью Вайнберга — Салама при

$$\sin^2 \theta_W \sim \frac{1}{3} \quad (75)$$

или векторной моделью, если

$$\sin^2 \theta_V \sim \frac{2}{3}. \quad (76)$$

Сводка ограничений на эти углы, вытекающих из различных экспериментов, приведена на рис. 18.

Перечислим теперь несколько экспериментов, которые могли бы пролить свет на вопросы, остающиеся не ясными.

а) До сих пор инклюзивное взаимодействие нейтрино с нуклонами исследовалось, как правило, на легких ядрах с примерно одинаковым числом протонов и нейтронов. Желательно было бы иметь также данные,

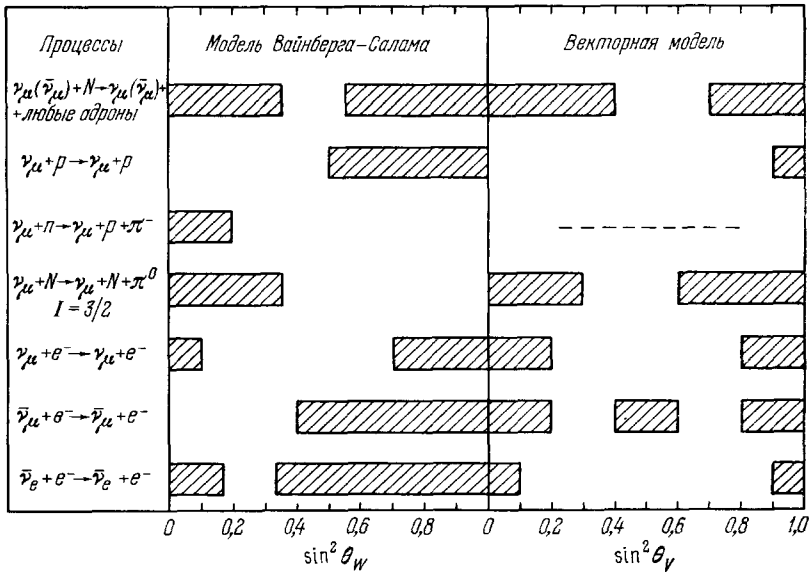


Рис. 18. Значения углов θ_W и θ_V , допускаемых различными экспериментами. Заштрихована область запрещенных значений $\sin^2 \theta_W$ и $\sin^2 \theta_V$.

полученные на тяжелых ядрах или соединениях типа пропана, обогащенных водородом, с тем, чтобы выяснить, зависит ли отношение сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино с НТ от состава мишени.

б) Начатое уже изучение зависимости инклюзивных сечений от полной энергии адронов дает возможность, в принципе, получить ограничения на допустимые варианты слабого взаимодействия и проверить предсказания весьма специфических в этом плане калибровочных моделей.

в) Из числа инклюзивных опытов особый интерес представило бы обнаружение упругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на протоне. В принципе, такой эксперимент позволяет получить сведения о величине констант и факторов слабого взаимодействия с НТ.

7) Весьма желательно уточнение данных по реакциям с образованием одиночных пионов. Прежде всего необходимо устранить противоречия между данными различных групп в табл. XVI. С теоретической точки зрения здесь интересно соотношение сечений с образованием системы $N + \pi$ в состояниях с изоспином $3/2$ и $1/2$.

д) В этом плане представляет интерес также реакция $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \Lambda + K$, где система $\Lambda + K$ находится в изотопически чистом состоянии с $I = 1/2$. Как уже отмечалось, исследование этой реакции при небольших передаваемых импульсах позволяет оценить величину вклада странных кварков в нейтральный ток.

е) Упругое рассеяние нейтрино и антинейтрино на электроне остается наиболее «чистым», хотя и трудным, экспериментом для определения констант слабого взаимодействия с нейтральным током.

Можно надеяться, что ответы на поставленные вопросы будут получены в ближайшее время.

ПРИЛОЖЕНИЕ
СПЕКТРЫ НЕЙТРИНО

Установки для нейтринных опытов являются весьма громоздкими и требуют для своего изготовления значительного времени. Все эксперименты ближайших лет будут, по-видимому, проводиться с уже имеющимися нейтринными пучками; получение новых пучков пока не планируется. В этой связи представляется целесообразным привести сводку

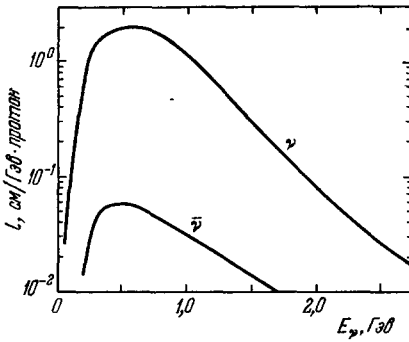


Рис. 19. Спектр нейтрино и фон от антинейтрино в Аргонне ⁶².

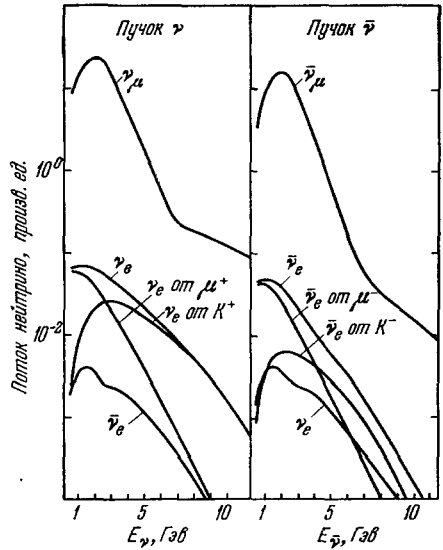


Рис. 20. Расчетные спектры нейтрино и антинейтрино в ЦЕРНе ⁹⁷.

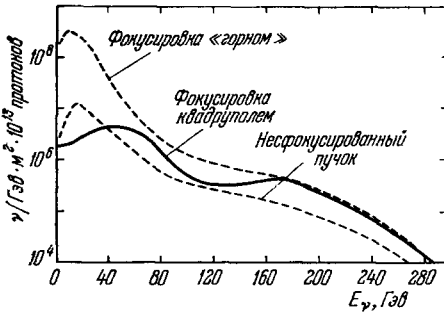


Рис. 21. Расчетные спектры нейтрино и антинейтрино в Серпухове ⁹⁸.

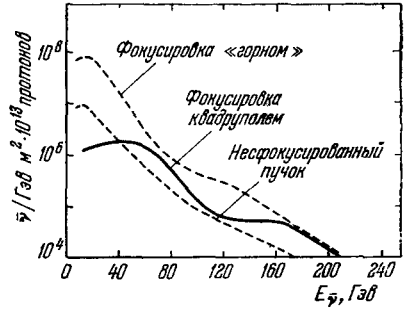


Рис. 22. Спектры нейтрино и антинейтрино в Батавии (группа ГПВ) ⁹⁹.

данных по спектрам нейтрино, имеющимся в различных лабораториях. Эти спектры показаны на рис. 19—24. Краткие комментарии приводятся ниже.

1. Число нейтрино, как правило, существенно превосходит число антинейтрино, поскольку в pp-столкновениях рождается гораздо больше π⁺ и K⁺, чем π⁻ и K⁻.

2. Спектр нейтрино в Брукхейвене не публиковался, но, очевидно, он должен быть похож на спектр в ЦЕРНе.

3. На рис. 20 показана примесь электронных нейтрино (антинейтрино) в пучке мюонных нейтрино (антинейтрино), а на рис. 23 — примесь антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ в пучке нейтрино ν_μ и наоборот.

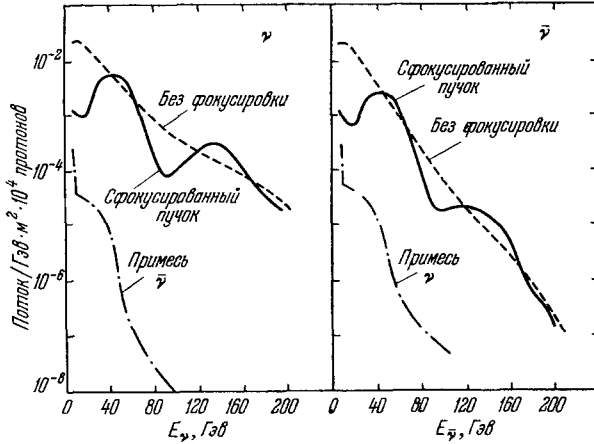


Рис. 23. Расчетные спектры нейтрино и антинейтрино Батавии (узкие пучки группы Калтех — Фермилаб)¹⁰⁰.

4. Спектры на рис. 22 отвечают трем различным условиям эксперимента — нефокусированному нейтринному пучку (преимущество которого в минимальных ошибках при определении потока), пучку, полученному с помощью фокусирующего магнита (горна) и пучку, получаемому с помощью квадрупольного магнита.

5. На рис. 23 показаны нефокусированный пучок и «узкий» пучок, для получения которого отбираются пионы и каоны с определенным импульсом.

Дополнение при корректуре (июнь 1976 г.). В последнее время группа ГПВ получила ряд новых результатов:

1. На конференции по физике нейтрино в Аахене (июнь 1976 г.) были приведены данные по отношению $(\sigma_{\bar{\nu}}/\sigma_{\nu})_{HT}$ при $E_\nu = 40-80 \text{ ГэВ}$ ¹⁰². Его величина зависит от продолжения в область малых энергий адронов и, следовательно, от предположения о варианте слабого взаимодействия с НТ. В случае векторного взаимодействия результат отличается от единицы на 3 стандартных отклонения ($0,40 \pm 0,17$). Это рассматривается как довод против векторной модели³⁶⁻³⁸.

2. В эксперименте ГПВ, проводившемся в Брукхейвене¹⁰³, а также в опыте группы Колумбия—Иллинойс—Рокфеллер¹⁰⁴ найдено упругое рассеяние нейтрино на протоне:

$$\frac{\sigma(\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu p)}{\sigma(\nu_\mu n \rightarrow \mu^+ p)} = \begin{cases} 0,17 \pm 0,05 \text{ (ГПВ),} \\ 0,23 \pm 0,09 \text{ (КИР).} \end{cases}$$

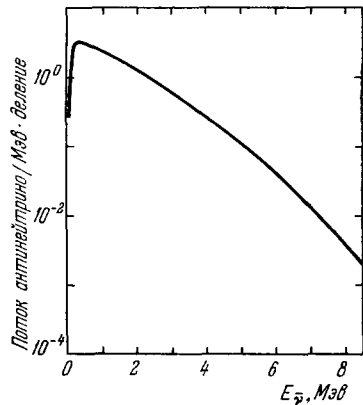


Рис. 24. Расчетный спектр электронных антинейтрино от β -распада продуктов деления U^{235} ¹⁰¹.

Форма дифференциального сечения в зависимости от передаваемого импульса расходится с предсказанием векторной модели и не противоречит модели Вайнберга — Салама¹⁰⁵.

3. Группа ГПВ сообщила также, что с ростом энергии нейтрино отношение сечений с ЗТ, $(\sigma_{\bar{\nu}}/\sigma_{\nu})_{ЗТ}$, начинает зависеть от энергии, меняясь от $\sim 0,4$ (20 Гэв) до $\sim 0,7$ (80 Гэв)¹⁰⁶. Этот результат расходится с данными, приведенными на рис. 10, 11, и (если он подтвердится) означает скорее всего, что при взаимодействии антинейтрино с нуклонами образуются новые тяжелые частицы.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА *)

1. В. А. Алексеев, Б. Я. Зельдович, И. И. Собельман, УФН **118**, 385 (1976).
А. Н. Москалев, Р. М. Рындин, И. Б. Хриплович, *ibid.*, стр. 409.
2. R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
3. E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak, *ibid.*, p. 1860.
4. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
5. M. Roos, Phys. Lett. **B36**, 130 (1971); частное сообщение (цит. по: K. Kleinhheit, in: London, III-23).
6. Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. **B50**, 1 (1974).
7. S. Bludman, Nuovo Cimento **9**, 433 (1958).
8. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **36**, 964 (1959).
9. S. V. Treiman, Nuovo Cimento **15**, 916 (1959).
10. В. Н. Байер, И. Б. Хриплович, ЖЭТФ **39**, 1374 (1960).
11. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **43**, 1521 (1962).
12. С. С. Герштейн, Нгуен Ван Хьеу, Р. А. Эрамжян, *ibid.*, стр. 1554.
13. G. t' Hooft, Nucl. Phys. **B35**, 167 (1971).
14. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
15. A. Salam, in: Elementary Particles Theory, Ed. N. Svartholm, Stockholm, Almqvist and Forlag A. B., 1968, 367.
16. А. И. Вайнштейн, И. Б. Хриплович, УФН **112**, 685 (1974).
17. F. J. Hasert et al., Phys. Lett. **B46**, 138 (1973); Nucl. Phys. **B73**, 1 (1974).
18. A. Pullia, in: London, IV-114.
19. W. E. Fry, D. Haidt, Report CERN 75-1.
20. CERN — Gargamelle Collaboration, presented by J. Morfin to the Stanford Electron-Photon Conference (1975), цит. по: F. J. Sciulli, Caltech preprint CALT 68-520 (1975).
21. A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. **32**, 800 (1974).
22. B. Aubert et al., *ibid.*, p. 1454.
23. C. Ribbia, in: London, IV-117.
24. A. K. Mann, in: Paris, p. 273.
25. B. C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 538 (1975).
26. B. C. Barish, in: Paris, p. 291.
27. D. C. Cundy, in: London, IV-131.
28. T. Eichten et al., Phys. Lett. **B46**, 274, 281 (1973).
29. M. Hagunaer, in: London, IV-95.
30. A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. **32**, 1250 (1974).
31. R. Imlay, in: London, IV-100.
32. F. Sciulli, *ibid.*, IV-105.
33. B. C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 1316 (1975).
34. Р. П. Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, М., «Мир», 1975.
35. D. H. Perkins, Review Talk at the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford, 1975.

*) Используются следующие сокращения: London — Proceedings of the 17th International Conference on High Energy Physics (London, 1974); Paris — La Physique du Neutrino a Haute Energie, Ecole Polytechnique (Paris, 1975); Balaton — Neutrino-75. Proceedings of the IUPAP Conference, Balatonfüred, Hungary, 1975.

36. A. De Rújula, H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. **D12**, 3589 (1975).
37. R. M. Barnett, Phys. Rev. Lett. **34**, 1 (1975).
H. Harari, Phys. Lett. **B57**, 265 (1975).
F. A. Wilczek, A. Zee, R. L. Kingsley, S. B. Treiman, Phys. Rev. **D12**, 2768 (1975).
38. H. Fritzsch, P. Minkowski, Caltech Preprint CALT 68-503 (1975).
H. Fritzsch, M. Gell-Mann, P. Minkowski, Phys. Lett. **B59**, 256 (1975).
39. L. M. Sehgal, Nucl. Phys. **B65**, 141 (1973).
40. C. N. Albright, *ibid.* **B70**, 486 (1974).
41. A. Pais, S. B. Treiman, Phys. Rev. **D6**, 2700 (1972).
42. E. A. Paschos, L. Wolfenstein, *ibid.* **D7**, 91 (1973).
43. D. C. Cundy et al., Phys. Lett. **B31**, 479 (1970).
44. E. Escoubes, in: Paris, p. 265.
45. P. Schreiner, in: London, IV-123.
46. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. **4**, 307 (1960).
47. N. Cabibbo, R. Gatto, Nuovo Cimento **15**, 304 (1960).
48. Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. **23**, 1117 (1960).
49. S. Weinberg, Phys. Rev. **D5**, 1412 (1972).
50. В. И. Захаров, в кн. Элементарные частицы, вып. 2, М., Атомиздат, 1975, стр. 59.
51. S. J. Barish et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 448 (1974).
52. L. G. Hyman, in: Paris, p. 183.
53. I. Budagov et al., Phys. Lett. **B29**, 524 (1969).
54. D. H. Perkins, in: Proc. of the 16th Intern. Conference on High Energy Physics, v. 4, Batavia, 1972, p. 189.
55. A. Rousset, in: London, IV-128.
56. J. P. Vialle, in: Paris, p. 225.
57. F. J. Hasert et al., Phys. Lett. **B59**, 485 (1975).
58. E. G. Cazzoli, in: Paris, p. 239.
59. W. Y. Lee, Phys. Lett. **B40**, 423 (1972).
60. W. Y. Lee, in: London, IV-127.
W. Y. Lee, in: Paris, p. 205.
61. H. Faissner, in: Balaton, v. 1, p. 116.
H. Baldo-Ceolin, *ibid.*, p. 166.
62. C. H. Albright et al., Phys. Rev. **D7**, 2220 (1973).
63. S. L. Adler, *ibid.*, **D9**, 229 (1974).
64. S. L. Adler, S. Nussinov, E. A. Paschos, *ibid.*, p. 2125.
65. A. F. Garfinkel, in: Paris, p. 311.
66. S. J. Barish et al., Phys. Rev. Lett. **36**, 179 (1976).
67. S. Galster et al., Phys. Rev., **D5**, 519 (1972).
68. J. Campbell et al., Phys. Rev. Lett. **30**, 335 (1973).
69. S. J. Barish et al., *ibid.*, **33**, 1446 (1974).
70. U. Nguen Khac, in: Paris, p. 173.
71. H. Deden et al., Phys. Lett. **B58**, 361 (1975).
72. S. L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).
73. H. S. Gurr, F. Reines, H. W. Sobel, Phys. Rev. Lett. **33**, 179 (1974).
74. Ю. В. Гапонов, И. В. Гютин, ЖЭТФ **47**, 1826 (1964).
75. T. W. Donnelly et al., Phys. Lett. **B49**, 8 (1974).
76. F. J. Hasert et al., *ibid.* **B46**, 121 (1973).
77. J. Sacton, in: London, IV-121.
78. F. J. Hasert, in: Paris, p. 257.
79. J. K. Bienlein et al., Phys. Lett. **13**, 80 (1964).
80. H. J. Steiner, Phys. Rev. Lett. **24**, 746 (1970).
81. H. S. Gurr, F. Reines, H. W. Sobel, *ibid.* **28**, 1406 (1972).
82. F. Reiner, H. W. Sobel, H. S. Gurr, in: Balaton, v. 1, p. 74.
83. G. t'Hoof, Phys. Lett. **B37**, 195 (1971).
84. В. М. Шехтер, ЖЭТФ **34**, 257 (1958).
85. В. И. Андрюшин, С. М. Биленький, С. С. Герштейн, Письма ЖЭТФ **13**, 573 (1971).
86. D. Yu. Bardin, O. A. Mogilevsky, Lett. Nuovo Cimento **9**, 549 (1974).
87. J. E. Kim, V. S. Mathur, S. Okubo, Phys. Rev. **D9**, 3050 (1974).
88. Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, ЖЭТФ **39**, 115 (1960).
89. J. Bernstein, T. D. Lee, Phys. Rev. Lett. **11**, 512 (1963).
90. W. K. Cheng, S. A. Bludman, Phys. Rev. **136**, B1787 (1964).
91. T. D. Lee, A. Sirlin, Rev. Mod. Phys. **36**, 666 (1964).

92. Ph. Meyer, D. Schiff, Phys. Lett. 8, 217 (1964).
93. R. N. Choudhuri, R. Dutt, Phys. Rev. D1, 2945 (1970).
94. P. Castoldi, Lett. Nuovo Cimento 3, 281 (1972).
95. L. F. Landovitz, W. Schreiner, Phys. Rev. D7, 3014 (1973).
96. Б. А. Абызов, Препринт ИФВЭ СТР. 74-98 (1974).
97. P. Musset, CERN Report TC-L/Int. 74-9 (1974).
98. E. V. Eremenko et al., in: Paris, p. 331.
99. A. Benvenuti et al., *ibid.*, p. 397.
100. P. Limon et al., Nucl. Instr. and Meth. 116, 317 (1974).
101. F. T. Avignone, Phys. Rev. D2, 2609 (1970).
102. A. Benvenuti et al., Preprint HPWF-76/4 (1976).
103. D. Cline et al., Preprint PRE 19906 (1976).
104. W. Y. Lee et al., Columbia Preprint (1976).
105. C. H. Albright et al., Preprint FERMILAB-Pub-76/45-THY (1976).
106. A. Benvenuti et al., Preprint HPWF-76/2 (1976).