

*М.А. Марков*

$$V_{\mu} \neq V_e$$

# *Нейтринно*

ИЗДАТЕЛЬСТВО „НАУКА“

А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р

Физический институт им. П. Н. Лебедева

М. А. Марков

# НЕЙТРИНО

*Александр*  
*Дедович*  
*Маслов*  
*Васильев*



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Москва 1964

---

## О Т А В Т О Р А

Предлагаемый обзор ограничен физическими явлениями в нейтринных пучках и рядом проблем слабых взаимодействий, связанных с физикой нейтрино.

Все более и более становится ясным, что нейтринные процессы играют существенную роль в природе, раскрывается богатейшее разнообразие эффектов с участием нейтрино. Есть основание полагать, что ряд астрофизических проблем может найти свое решение при дальнейшем изучении закономерностей нейтринной физики. Не исключено, что нейтринные процессы имеют существенное значение для космологии и космогонии.

Нейтринная астрономия может стать делом не такого уж далекого будущего.

Может оказаться, что экспериментальные результаты в области физики нейтрино высоких энергий способны сыграть решающую роль при построении будущей теории элементарных частиц. Здесь необходимо получение ряда сведений о поведении нейтринных процессов в области очень больших энергий.

Часть подобных сведений в принципе возможно получить на современных ускорителях и в экспериментах с космическими лучами. Наконец, ускорители ближайшего десятилетия — встречные пучки — и конкурирующие с ними ускорители колоссальных интен-

сивностей, в принципе допускающие эксперименты при относительно малых энергиях с огромными точностями, видимо, завершат изучение проблем нейтринной физики в аспекте тех программ и задач, которые занимают наше воображение в настоящее время.

Настоящая работа представляет собой переработанный вариант обзора, напечатанного на русском и английском языках в виде препринта в 1963 г. (Дубна Р—1269).

Автор выражает признательность И. М. Железным, Г. Т. Зацепину, А. А. Комару, В. А. Кузьмину, Нгуен Ван Хьеу за ценные замечания по различным разделам обзора.

## ВВЕДЕНИЕ

Открытие такой, во многих отношениях поразительной частицы, как нейтрино, не было ни триумфальным, ни драматическим событием в истории науки, оно даже не было событием, приуроченным к определенной знаменательной дате.

В сущности, нейтрино открывалось, если можно так сказать, непрерывно, в течение почти четверти столетия.

По воспоминаниям современников восстанавливается, что нейтрино, как гипотетическая частица, была впервые введена В. Паули в 1931 г. [1].

Гипотеза возникла из соображений, связанных с законами сохранения при анализе эффектов  $\beta$ -распада различных сложных ядер [2].

Нейтрино входило в круг элементарных частиц неуверенно и робко: в течение ряда лет не было ясности, представляет ли собой нейтрино реальную частицу или является теоретическим понятием, удачно количественно формулирующим исчезновение в различных реакциях энергии и момента количества движения.

Только опытами Райниса, Коузена [3] было показано, что нейтрино может не только испускаться, но и поглощаться. Тем самым и в сознании физиков нейтрино из получающейся (со свойствами только испускаться) превратилось в «настоящую» частицу, в полноправного члена современного семейства так называемых элементарных частиц.

Другими словами, как и все «элементарные» частицы, нейтрино характеризуется четырехмерным вектором энер-

гии-импульса и моментом количества движения. Обладая полуцелым спиновым моментом, нейтрино входит в класс фермионов наряду с электроном,  $\mu$ -мезоном и барионами.

Согласно тенденциям современного научного общественного мнения, массу покоя нейтрино следует считать равной нулю [4].

Во всяком случае экспериментальное значение собственной массы нейтрино дается величиной  $m_\nu < 1/2500 m_e$ , где  $m_e$  — масса электрона.

Начало теории  $\beta$ -распада и начало теории слабых взаимодействий вообще было положено работой Ферми (1934 г.) [5]. Теория слабых взаимодействий, как теория взаимодействий электронно-нейтринного поля с протонно-нейтронным полем, строилась по образцу и подобию электродинамики.

В этой работе из электронно-нейтринных функций строится четырехмерный вектор — математический аналог векторного поля электродинамики, а некоторая новая константа ( $G$ ) определяет малость взаимодействия этого нового поля с нуклонами.

Затем теория испытала длительный путь имманентного развития. Более тщательный анализ внутренних возможностей теории привел вначале к различным попыткам отхода от электродинамического образца.

Были сделаны попытки ввести во взаимодействие высшие производные от полей, с одной стороны, и электронно-нейтринных полей не векторной вариантности, с другой. Оказалось, что из электронно-нейтринных спинорных функций можно построить не только векторное поле ( $V$ ), но и скалярное ( $S$ ), псевдоскалярное ( $P$ ), псевдовекторное ( $A$ ) и тензорное ( $T$ ).

Творческий дух физиков восстал против «узости» электродинамического прообраза; физики надеялись, что природа использует эти другие возможности. Но природа в этом отношении сказала более бездарной или более разборчивой.

Высшие производные в слабых взаимодействиях были быстро оставлены по требованию эксперимента (1937 год).

Что касается других неекторных вариантов теории, то длительное время казалось, что теоретики почти «уговорили» природу принять тензорный и скалярный варианты взаимодействий.

Лишь совсем недавно (1957 г.) теория  $\beta$ -распада снова приблизилась к своему электродинамическому образу [6], [7].

Возвращение к векторному варианту в слабых взаимодействиях было настолько триумфальным, что зародилось подозрение, что в природе вообще осуществляются векторные взаимодействия и возникла тенденция, если так можно сказать, «векторизовать» физику.

По своей идейной близости к электродинамике теория слабых взаимодействий пока сохранила то существенное своеобразие, которое она получила в первоначальной работе Ферми.

Это своеобразие заключается в том, что постулируется взаимодействие четырех фермионов, локализованное в одной пространственно-временной точке. Таким образом, возникает принципиально новый класс взаимодействий — очень не похожий на многое, что известно из электродинамики и теории мезонных полей. (Вопросы перенормируемости, характер расходимостей, энергетических зависимостей сечений и т. д.).

Одних физиков это своеобразие четырехфермионных взаимодействий «не удовлетворяет», и они ищут возможностей унификаций всех видов взаимодействий (идеи промежуточного векторного мезона). Другие надеются именно в своеобразиях четырехфермионных взаимодействий найти решения известных фундаментальных трудностей современной теории поля, придав фундаментальный смысл четырехфермионному взаимодействию.

Можно надеяться, что в ближайшие годы дилемма будет решена, и теоретики получат более однозначные (в этом смысле) экспериментальные указания путей, на которых следует искать новых возможностей для построения теории элементарных частиц. Видимо, не последняя роль в решении проблемы предназначена и нейтринным экспериментам.



## § 1. СВОЕОБРАЗИЕ ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ<sup>1</sup>

В согласии с известными явлениями  $\beta$ -распада нейтрона, лагранжиан взаимодействия, описывающий такой распад, может быть записан через произведения нуклонных и лептонных токов [6], [7]:

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha} (j_{\alpha}^n)^+ j_{\alpha}^e, \quad (1)$$

где

$$j_{\alpha}^n = \bar{\psi}_n \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \psi_p, \quad (2)$$

$$j_{\alpha}^e = \bar{\psi}_e \gamma_5 (1 + \gamma_5) \psi_{\nu}, \quad (3)$$

$\bar{\psi}$  — оператор рождения частицы и уничтожения античастицы,  $\psi$  — оператор уничтожения частицы или рождения античастицы,

$$j_{\alpha}(V) = \bar{\psi} \gamma_{\alpha} \psi — \text{вектор,}$$

$$j_{\alpha}(A) = \bar{\psi} \gamma_{\alpha} \gamma_5 \psi — \text{псевдовектор,}$$

$$G = (1,40 \pm 0,01) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3; \quad (4)$$

$G$  — специфическая константа, управляющая слабыми взаимодействиями.

Если ввести мюонный ток

$$j_{\alpha}^{\mu} = \bar{\psi}_{\mu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu}, \quad (5)$$

то лагранжиан в той же форме (1), с той же константой взаимодействия

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha} (j_{\alpha}^{\mu})^+ j_{\alpha}^e \quad (6)$$

<sup>1</sup> Изложение обширного круга проблем теории слабого взаимодействия элементарных частиц дано в монографии Л. Б. Окуня [156].

хорошо<sup>1</sup> описывает распад  $\mu$ -мезона ( $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ ). Появляется совершенно естественное желание написать лагранжиан

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} (j_{\alpha}^n)^+ (j_{\alpha}^{\mu}), \quad (7)$$

описывающий слабое взаимодействие  $\mu$ -мезонов с нуклонами и вообще универсализировать слабое взаимодействие четырехфермионов:

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} (j_{\alpha}^x)^+ (j_{\alpha}^y), \quad (8)$$

где  $j_{\alpha}^x, j_{\alpha}^y$  — токи вида (2), (3), (5) и т. д., составленные из фермионных функций.

Но попытка универсализировать взаимодействия в виде общей формулы (8) оказывается слишком широкой. В этом виде она, как оказывается, содержит многочисленные возможности, которые в природе не реализуются. (Распады типа  $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ , распады с изменением странного числа больше, чем на единицу и т. д.).

Возникает, с некоторой точки зрения, неприятная необходимость изыскивать различные формы запретов, которые пока не оправданы внутренним содержанием теории и являются часто простым актом насилия над формализмом. В последние годы научная общественность довольно легко признала и приняла универсальный характер ряда «правил», о которых нельзя сказать, что они возникли в результате исчерпывающих экспериментальных исследований. Часто эти правила звучат скорее как заклинания<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Здесь имеется в виду время жизни  $\mu$ -мезона

$$t_{\text{теор}} = (2,26 \pm 0,04) \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

$$t_{\text{эксп}} = (2,22 \pm 0,02) \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

<sup>2</sup> П р а в и л о  $|\Delta S| = 1$ : — при распаде частиц странность не может меняться больше, чем на единицу.

П р а в и л о  $\Delta Q = \Delta S$ : — этим правилом регулируются изменения электрического заряда и странного числа.

П р а в и л о  $\Delta T = 1/2$ : — этим правилом регулируется изменение изотопического спина при слабых распадах.

Удивительно, что, по-видимому, эти «заклинания» начинают оказывать «влияние» на природу: область применимости их постепенно расширяется и вряд ли это можно объяснить только волевыми усилиями экспериментаторов. Эти правила имеют свою эвристическую ценность, хотя они пока не одухотворены глубоким содержанием. Правило  $\Delta Q = \Delta S$  и в этом смысле несколько выделяется: со многих точек зрения нарушение его действительно крайне нежелательно.

Поэтому широкая универсальная теория слабых взаимодействий в настоящее время находится лишь в стадии становления.

Возвращаясь к анализу своеобразных черт четырехфермионных взаимодействий, следует подчеркнуть, что обращает на себя внимание характерная размерность константы слабых взаимодействий. Именно:

$$\sqrt{\frac{G}{\hbar c}} = l_0 \cong 7 \cdot 10^{-17} \text{ см.} \quad (9)$$

Известно, что трудности современной теории элементарных частиц часто связывают с отсутствием в теории фундаментальной длины, которая существенно модифицировала бы взаимодействия на малых расстояниях.

Внутри современной теории (электродинамика, теории мезонных полей) нет никаких органических ограничений области применимости пространственно-временного описания событий: теория имеет смысл при любых параметрах столкновения элементарных частиц.

С этой точки зрения четырехфермионные взаимодействия представляют собой пример теории, органически содержащей в себе новую мировую константу размерностью длины, фундаментальную длину  $l_0$ , управляющей взаимодействием.

В самом формализме четырехфермионных взаимодействий заложено ограничение его применимости. Именно, при параметрах столкновения  $l \leq l_0$  теория в ее современном виде оказывается неприменимой и должна существенным образом модифицироваться.

Как известно, слабые четырехфермионные взаимодействия приводят к сечениям эффектов с квадратичной энергетической зависимостью в системе центра инерции сталкивающихся частиц

$$\sigma \sim E_i^2. \quad (10)$$

С точки зрения формализма современной теории, сечение (10) корректно до энергии  $10^{11}$  эв в системе центра инерции. Здесь имеется в виду, что теория возмущения, с по-

---

Последние замечания не дискредитируют эти тенденции в физике элементарных частиц — наводят порядок в наблюдаемых явлениях угадыванием своеобразных запретов. Они выражают скорее удивление в тех случаях, когда эти запреты, в начале столь бедно экспериментально аргументированные, в конце концов все-таки оправдываются.

мощью которой получается сечение (10), перестает быть справедливой для  $E_i > 10^{11}$  эв, так как сечения, даваемые высшими приближениями теории, начинают сравниваться, а при больших энергиях и превосходить сечения, описываемые низшими приближениями теории возмущения<sup>1</sup>. Критическое значение энергии, о котором идет речь, лежит где-то вблизи значения  $E_c = 3 \cdot 10^{11}$  эв. Это обстоятельство связано именно с тем, что формализм теории четырехфермионного взаимодействия содержит фундаментальную константу размерностью длины и безразмерным параметром разложения в рядах, получаемых с помощью теории возмущения, является, грубо говоря, отношение параметра удара к данной фундаментальной длине  $l_0$ .

<sup>1</sup> Как известно, обычная теория возмущения унитарна лишь с точностью до высших приближений. В электродинамике это обстоятельство не приводит к затруднениям, так как сами сечения с ростом энергии, как правило, падают или практически не растут.

В четырехфермионном взаимодействии сечения быстро растут с энергией и поэтому обычная теория возмущения, не унитарная в каждом данном порядке, естественно неприменима.

Следовательно, при больших энергиях необходимо использовать  $S$ -матрицу в форме, например, Кэйли (Cayley)

$$S = \frac{1 - 1/2 i\bar{k}}{1 + 1/2 i\bar{k}},$$

или  $S = 1 - i\bar{R}$ ,

где  $\bar{R} = \bar{k} - 1/2 i\bar{k}\bar{R}$ , а  $\bar{k} = \sum_{n=1}^{\infty} \bar{k}_n$ . Вид  $\bar{k}_n$  дан Швингером [149]. В та-

ком виде для каждого  $k_n$   $S$  — матрица унитарна.

Ковариантная теория радиационного затухания после Швингера детализирована Пирепом [150].

Вычисленные с помощью унитарной  $S$ -матрицы сечения четырехфермионных взаимодействий при энергиях, больших критических ( $Gk^2 > 1$ ), оказываются падающими с энергией. Вопрос заключается лишь в следующем: возникают ли другие обстоятельства, которые уменьшают сечения четырехфермионных взаимодействий при меньших энергиях (при  $Gk^2 < 1$ ), когда еще роль радиационного затухания несущественна, и какова природа этих факторов, если они не возникают естественным образом в рамках только теории слабых взаимодействий.

Следует подчеркнуть, что предыдущее замечание о роли затухания начального состояния в сохранении унитарности в эффектах слабого взаимодействия (Метод Heitler'a, уравнение Bethe — Salpeter'a) носит лишь принципиальный характер.

Строго говоря, практически использованию этих методов мешают известные трудности с расходимостями.

Может ли иметь какое-либо отношение к решению последней трудности длина слабых взаимодействий ( $l_0$ ), может ли  $l_0$  играть роль фундаментальной длины — это вопрос к будущей теории.

Возрастание эффективности слабых взаимодействий с энергией взаимодействующих частиц экспериментально подтверждено в настоящее время в различных эффектах распада до энергии порядка десятков миллионов электронвольт. Изучение эффектов прямого взаимодействия нейтрино высокой энергии с нуклонами подтверждает дальнейший рост соответствующих сечений с ростом энергии нейтрино. Последние экспериментальные данные (61) доведены до энергий  $\sim 1$  Бэв.

Существует много важных соображений, которые заставляют в настоящее время искать ответа на вопрос, как ведут себя слабые взаимодействия при еще больших энергиях частиц.

В принципе при очень больших энергиях интенсивность слабых взаимодействий могла сравниться с сильными взаимодействиями, что создавало бы совершенно своеобразную ситуацию в данной области явлений.

При крайне больших (с точки зрения современных представлений) энергиях слабые взаимодействия могли бы стать сравнимы с электромагнитными и эффект, например, превращения фотона и электрона в  $\mu$ -мезон и два нейтрино мог бы конкурировать с эффектом Комптона [9].

По оценкам крайне релятивистского случая сечение эффекта  $\gamma + e \rightarrow \mu + \bar{\nu} + \nu$  имеет вид [10]:

$$\sigma_{\mu} = \frac{e^2 G^2}{4\pi^2} E_{\nu}^2 \left( \ln \frac{2E_{\nu}}{m_{\mu}} - 0,7 \right), \quad (12)$$

где  $E_{\nu}$  — энергия фотона в системе центра инерции.

Как видно из (12), сечение  $\sigma_{\mu}$  растет несколько быстрее, чем  $E^2$ .

Сечение же для эффекта Комптона падает примерно как  $1/E^2$ .

$$\sigma_{\gamma} \sim \pi r_0^2 \frac{m_e^2}{E^2}, \quad r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}. \quad (13)$$

При энергиях  $E \sim 250$  Бэв в системе центра инерции

$$\sigma_{\mu} > \sigma_{\gamma}.$$

Гейзенберг в ряде работ [11] еще на заре физики слабых взаимодействий обратил внимание на особую роль параметра длины  $l_0$  в четырехфермионном взаимодействии и о воз-

можно своеобразии физики слабых взаимодействий при очень больших энергиях. В частности, им указано, что при очень больших энергиях возможна своеобразная ситуация в эффектах множественного рождения частиц.

Четырехфермионные взаимодействия приводят, как известно, к силам, действующим между частицами, для которых характерна высокая степень зависимости от расстояния.

Так,  $\beta$ -поле (электронно-нейтринное поле) дает потенциал, действующий между покоящимися нуклонами (например, протоном и нейтроном), в виде [12]:

$$V = \frac{b}{r^5}. \quad (14)$$

На расстояниях  $10^{-13}$  см эти силы очень слабы из-за малости константы слабого взаимодействия, стоящей в коэффициенте выражения (14), но на меньших расстояниях, близких к длине слабых взаимодействий ( $\sim 0,7 \cdot 10^{-16}$  см), эти силы могли бы быть в шкале известных сил колоссальными. Известны предложения рассматривать бозоны [13], например, как составные частицы,  $\pi$ -мезоны — как системы, состоящие из нуклона и антинуклона,  $K$ -мезоны — как системы, состоящие из нуклонов и антигиперонов и антинуклонов [14], [15], [16].

Для образования систем с такими огромными дефектами масс необходимы огромные силы, действующие на малых расстояниях между частицами. Этим требованиям удовлетворяют четырехфермионные взаимодействия. Именно четырехфермионные слабые взаимодействия были использованы в конкретных попытках построения моделей составных частиц [15], [17], [18], [19].

Успех или неуспех подобных попыток опять-таки связан со знанием поведения слабых взаимодействий на малых расстояниях — на расстояниях, близких к фундаментальной длине слабых взаимодействий. В конкретных расчетах составных частиц делалось предположение, что слабые четырехфермионные взаимодействия обрезаются как раз на расстояниях, равных  $\sim 0,7 \cdot 10^{-16}$  см. В этих условиях в так называемом цепном приближении, суммирующем определенный класс фейнмановских графов, удастся получить ряд результатов, показывающих, что подобного рода предложения не являются неразумными и заслуживают дальнейшего корректного математического анализа.

В принципе не только бозоны —  $\pi$ -мезоны,  $K$ -мезоны могли бы оказаться составными частицами, но такие фермионы, как  $\mu$ -мезоны или электроны могли бы представлять собой сложные системы, состоящие из нечетного числа барионов и антибарионов [20], [21], связанных между собой столь сильно возрастающими на малых расстояниях четырехфермионными взаимодействиями.

Известно, например, что ядерные силы дают наибольший дефект масс в системе, состоящей из четырех нуклонов ( $\alpha$ -частица). Не исключено, что такими, в этом смысле более конденсированными системами, являются  $\mu$ -мезоны, электроны и даже фотоны и нейтрино [20], [21].

Ориентировочные оценки показывают, что полученные с помощью «слабых взаимодействий»  $\pi$ -мезоны, как системы, состоящие из нуклонов и антинуклонов, в свою очередь, взаимодействуют с нуклонами с эффективной константой порядка единицы [18], [21]. С этой точки зрения сильные взаимодействия (ядерные поля) могут представлять собой результат «слабых взаимодействий».

Этот любопытный результат сам по себе заслуживает более тщательных исследований более совершенными методами, но и сама подобная, безусловно заманчивая возможность может быть реализована (во всяком случае, если указанная энергетическая зависимость в сечениях эффектов слабых взаимодействий сохраняется почти вплоть до критического значения  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  эв в системе центра тяжести)<sup>1</sup>.

Другими словами, и данный круг интересных проблем требует для своего развития и обоснования сведений о поведении четырехфермионных взаимодействий в области очень больших энергий.

Можно продолжить список фундаментальных проблем, решение которых зависит от ответа на вопрос, как далеко с энергией продолжается рост слабых взаимодействий.

Электромагнитная часть собственной энергии электрона, например, расходится, как известно, логарифмически. Толь-

<sup>1</sup> Конечно, всегда остается идея трактовать возможность сильных четырехфермионных взаимодействий на малых расстояниях как взаимодействий между «неодетыми» фермионами, т. е. когда рожденная пара фермионов — нуклон — антинуклон, объединяется в  $\pi$ -мезон при помощи четырехфермионного взаимодействия за столь короткое время, что, образно говоря, формфакторы нуклонов, обремененные сильным взаимодействием, еще не успевают сформироваться. Может быть, по этому пути и пойдет развитие теории, но это уже вопрос научного вкуса, интуиции в чисто спекулятивном аспекте.

ко при длинах, намного меньших гравитационного радиуса электрона ( $r_{gr} \sim 10^{-58}$  см), электромагнитная собственная масса электрона становится равной его экспериментальному значению.

С другой стороны, слабые четырехфермионные взаимодействия, например взаимодействия, связанные с переходом электрона в  $\mu$ -мезон и обратно:  $l \rightarrow \mu + \nu + \bar{\nu} \rightarrow l$ , дают экспериментальное значение массы электрона уже на расстояниях, близких к  $l_0$ .

Таким образом, четырехфермионные взаимодействия с участием, в частности, нейтрино могли бы играть фундаментальную роль в теории самих элементарных частиц.

Наконец, вся эта группа проблем могла бы быть сформулирована более общим образом.

Основная фундаментальная трудность современной теории поля заключается в том, что она приводит для ряда важнейших величин, как, например, собственная масса частиц, заряды частиц к выражениям, которые задаются расходящимися интегралами в области больших энергий (или малых длин).

Создается впечатление, что появление в теории какой-либо фундаментальной длины, на которой бы обрезались взаимодействия, привело бы к настоящей теории элементарных частиц<sup>1</sup>. Одной из кандидатур на роль такой универсальной длины является именно длина слабых взаимодействий.

Конкурирующей длиной здесь пока считается длина, связанная с собственной энергией нуклона,

$$l_N = \frac{\hbar}{M_N c} \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ см.} \quad (15)$$

На первый взгляд, как будто существует решающий аргумент в пользу нуклонной длины, как длины универсальной. Дело в том, что при длинах, меньших  $l_N$ , интегралы, о которых шла речь выше, к которым приводят и сильные взаимодействия, давали бы неразумно большие значения для величин масс, барионов и их специфических зарядов.

Но надо иметь в виду, что последние аргументы имеют смысл лишь тогда, когда кванты сильных полей ( $\pi$ ,  $K$ -мезоны) рассматриваются как элементарные, точечные. Если же

<sup>1</sup> Предполагая, что сложные вопросы, связанные с причинностью и унитарностью, найдут в будущем какое-то рациональное, пока неизвестное нам решение.



встать на точку зрения сложного строения этих частиц, то размеры системы, которыми представляются  $\pi$ ,  $K$ -мезоны, могли бы явиться естественными для данного класса взаимодействий длинами, обрезающими в необходимом месте соответствующие расходящиеся интегралы <sup>1</sup>.

Приведенные соображения также способствуют обострению интереса к физике нейтрино высоких энергий, очень характерному для физики текущего момента вообще.

К сожалению, энергии порядка  $10^{11}$  эв (в системе центра тяжести), по крайней мере в ближайшие годы, не будут доступны экспериментаторам. Такие энергии могли бы реализоваться в установках со встречными пучками электронно-электронных, электронно-позитронных с энергиями частиц в каждом пучке  $10^{11}$  эв. Видимо, эту возможность нельзя отнести к недалекому будущему. Поэтому в настоящее время следует пытаться получить ответы на поставленные вопросы не столь непосредственным образом.

Один из таких косвенных путей связан с рассмотрением высших эффектов теории возмущения слабых взаимодействий. При вычислении этих эффектов в промежуточных состояниях современный математический аппарат теории допускает возможность любых больших импульсов, близких к критическим ( $k_c = \frac{\hbar}{l_0}$ ).

Величины многих из этих эффектов существенным образом зависят от максимальных значений импульсов, допускаемых в промежуточных состояниях. Таким образом, сравнение теоретических и экспериментальных значений для данного рода эффектов в принципе способно дать ценную информацию о допустимых величинах предельного импульса.

С этой точки зрения [22] проанализирован ряд эффектов [23], [24], [25].

А сравнение этих вычислений с экспериментальными данными способствовало формированию идеи двух нейтрино до того, как нетождественность мюонного и электронного нейтрино стала экспериментальным фактом.

<sup>1</sup> Следует подчеркнуть, что универсальная длина, близкая по своему значению к нуклонной длине, обрезала бы все расходящиеся интегралы слабых и электромагнитных взаимодействий на слишком больших расстояниях. Здесь имеется в виду, что соответствующие вклады, например в собственную энергию частиц, оказались бы ничтожными по сравнению с экспериментальными массами: это значило бы, что массы электронов и  $\mu$ -мезонов, например, не имели полевого происхождения.

Одним из примеров эффектов подобного рода является эффект превращения  $\mu$ -мезона в электрон в процессе рассеяния  $\mu$ -мезона на протоне.

Этот процесс описывается фейнмановской диаграммой вида (рис. 1).

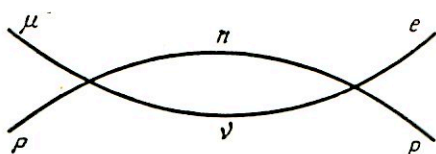


Рис. 1

Отношение вероятности этого эффекта к эффекту низшего приближения ( $\bar{\mu} + p \rightarrow n + \bar{\nu}$ ) дается выражением [24]:

$$\frac{\sigma_{II}(\mu^- p \rightarrow e^- p)}{\sigma_I(\mu^- p \rightarrow n \bar{\nu})} \simeq \frac{G^2 k_{\max}^4}{16\pi^4}. \quad (16)$$

В настоящее время, согласно экспериментальным данным, отношение (16) ограничено значением [26]

$$\frac{\sigma_{II}}{\sigma_I} \leq 2,4 \cdot 10^{-7}. \quad (17)$$

В этих грубых оценках — выражение (16) — эффекты первого и второго порядков начинают сравниваться ( $\sigma_{II} = \sigma_I$ ) примерно при импульсах  $\sim 1000 M_N \cong k_c$ .

Экспериментальное отношение этих сечений, значительно меньше единицы (17), свидетельствует о том, что промежуточные импульсы в эффекте  $\mu^- p \rightarrow e^- p$  обрезаются на максимальных импульсах, возможно в несколько раз меньших критических. К сожалению, обсуждаемый эффект пока экспериментально не обнаружен, экспериментально дается лишь его верхняя граница.

Очень желательно в дальнейших экспериментах уточнить отношение (17).

Но следует иметь в виду, что отношение (16) зависит от импульса ( $k_{\max}$ ) в четвертой степени и требуется увеличение в точности эксперимента по меньшей мере порядка на два, чтобы только в три раза уменьшить величину  $k_{\max}$ .

Совершенно очевидно, что должны в будущей теории возникнуть какие-то обстоятельства, обрезающие рост

четырёхфермионных взаимодействий на каких-то максимальных импульсах, но физике ближайшего будущего предстоит выяснить, в каких пределах лежит величина этого  $k_{\max}$  и какой механизм ответствен за ослабление взаимодействий при подходе к этой энергетической области.

На основании анализа экспериментальных и теоретических данных о сечениях  $\sigma_I$  и  $\sigma_{II}$  можно было бы сделать заключение, что  $k_{\max} < k_{\text{crit}}$ , если есть уверенность, что процесс  $\mu p \rightarrow p e$  вообще не запрещен какими-либо приводящими обстоятельствами.

Такого рода обстоятельства возникают в теории, предполагающей существование, например, двух видов нейтрино, существование промежуточного бозона, а специально для данного эффекта — возможную роль формфакторов сильных взаимодействий.

Все аспекты этих возможностей требуют широких экспериментальных исследований в физике нейтрино высоких энергий. Конечно, слабые взаимодействия в принципе могут быть исследованы и в  $np$ ,  $pe$  столкновениях. Но участие этих частиц в комплексе других более сильных взаимодействий порождает огромное разнообразие различных эффектов, на фоне которых трудно выделить редкие случаи событий, обязанных слабым взаимодействиям.

Нейтрино, в этом смысле, — уникальная частица. Она взаимодействует с другими частицами только одними слабыми взаимодействиями. Поэтому большая проникающая способность нейтрино позволяет в больших слоях защиты поглотить примеси всех других видов излучения в нейтринном пучке и в принципе нацело ликвидировать нежелательный фон эффектов, обязанных другим видам взаимодействий.

## § 2. ДИНАМИЧЕСКИ ДЕФОРМИРУЕМЫЕ ФОРМФАКТОРЫ

В настоящее время есть известные основания полагать что нейтринно-нуклонное взаимодействие <sup>1</sup> обрывается на электромагнитном радиусе нуклона, т. е. на значительно большем расстоянии, чем критическая длина слабых взаимо-

<sup>1</sup> Вернее, процесс  $\nu + N \rightarrow N' + \mu$ , соответствующий первому исчезающему приближению теории возмущения по слабому взаимодействию.

действий. Но пока это — гипотеза, требующая экспериментальной проверки.

Можно нарисовать наглядную картину, как сильные взаимодействия вообще способны «размазать» источник слабых взаимодействий. Для векторной части гамильтониана слабых взаимодействий ту же картину можно рисовать более убедительно.

Действительно, электромагнитный формфактор нуклона (Хофштадтер) <sup>[30]</sup> ослабляет соответствующим образом взаимодействия электромагнитных полей с нуклонами. Слабое векторное взаимодействие может формально трактоваться как своего рода «слабый электромагнетизм». Предполагая выполнение уравнения непрерывности для соответствующих токов, можно сделать заключение, что хофштадтеровский формфактор, которым дается распределение, например электрического заряда нуклона, является также формфактором, во всяком случае для векторной части слабых взаимодействий.

Гораздо сложнее ситуация с *A*-взаимодействием (аксиально-векторным). Здесь предыдущие аналогии не имеют силу. Правда, и в этом случае имеются соображения, согласно которым в пределе очень больших энергий поведение матричных элементов *A*-взаимодействия становится в некотором смысле идентичным *V*-взаимодействию. Но неизвестно, при каких энергиях реально (в этом смысле) стираются различия между *V*- и *A*-взаимодействиями.

Возможно, наконец, что в действительности реализуется более сложный случай. Может быть, векторное взаимодействие в самом деле обрезается ховштадтеровским формфактором, а аксиально-векторное взаимодействие еще продолжает свой рост на значительном энергетическом интервале.

Эта возможность имеет свои привлекательные стороны. Но тогда эффекты типа  $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$  должны быть подавлены каким-то другим механизмом.

Идея обрезания слабых взаимодействий формфакторами барионов, возникающих в результате сильных взаимодействий, очень легко получила широкое признание <sup>[27]</sup>, <sup>[28]</sup>, <sup>[29]</sup>. Но популярность идеи не совсем соответствует ее обоснованности. Если аргументировать экспериментальными данными о хофштадтеровском формфакторе, то надо иметь в виду, что экспериментальные данные относятся к не очень большим передачам импульса <sup>[30]</sup>, именно  $q^2 \ll 125 (\mu\pi c)^2$ ,

т. е. соответствующие длины порядка нуклонной длины —  $l \approx \frac{1}{2} l_N \left( l_N = \frac{\hbar}{M_N c} \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ см} \right)$ . Не исключено, что электрический формфактор дальше выходит, например, на константу.

Во всяком случае экстраполяция экспериментального выражения для хофштадтеровского формфактора на как угодно малые длины пока незаконна.

Хотелось бы сделать более ясным положение, что популярное утверждение об обрывающей роли сильных взаимодействий в упругих нуклон-нейтринных процессах имеет тенденцию как-то универсализоваться<sup>1</sup> без больших на то теоретических и экспериментальных оснований.

Если обсуждать вопрос в чисто теоретическом аспекте, то учет роли сильных взаимодействий в электромагнитных явлениях и в слабых эффектах действительно ведет к появлению в матричных элементах некоторых факторов, зависящих от импульсов, передаваемых нуклону [136]. Если бы эти факторы могли всегда играть роль формфакторов, подавляющих большие передачи импульсов, в частности большие импульсы и виртуальных состояний, то это значило, что в электромагнитных и слабых полях отсутствовали бы и известные трудности с расходимостями. Вывод фундаментальной важности, если бы он был, справедлив.

Некоторые смутные основания для такой возможности (типа надежд) в литературе обсуждались [31].

Как известно, в современную теорию нельзя ввести феноменологический («жесткий») формфактор без нарушения таких фундаментальных свойств, как причинность или унитарность.

Здесь же идет речь о факторах, которые автоматически возникают в релятивистско-инвариантной и унитарной теории; они, по определению, должны быть свободны от тех недостатков, которыми обладает «жесткий» феноменологический формфактор.

Другими словами, эти «естественные» формфакторы должны быть, в отличие от «жесткого», деформируемы таким образом, что сохраняется конечность распространения сигнала по области формфактора и, таким образом, сохраняется причинное описание современной теории.

<sup>1</sup> Распространиться, например, на неупругие процессы.

Для отличия подобного «хорошего» естественного формфактора от порочного жесткого был введен специальный термин — «динамически деформируемый формфактор» [31]. Но пока динамически деформируемый формфактор лишь терминологическое выражение надежд.

Пример динамически деформируемого формфактора феноменологически построить не удастся. Такая «нежесткая» система зарядов играет роль обрывающего формфактора только для малых передач импульса, вернее, когда специально отбираются лишь случаи упругого рассеяния.

Появилась привычка с формфакторами нуклонов, возникающими при упругих рассеяниях электронов на нуклонах, связывать наглядные представления о структуре нуклона. Может быть, правильнее и в этом случае подчеркивать лишь своеобразие данного вида упругого процесса.

Наглядные представления о возникновении размеров частиц из-за «размазки» нуклонов за счет сильных взаимодействий скорее законны в нерелятивистской области, когда формфактор в  $p$ -представлении зависит от пространственной части вектора импульса. Некоторой иллюстрацией динамически деформируемого формфактора является электронное облако атома водорода. В нерелятивистской области для очень медленных электронов, падающих на атом водорода, электронное облако атома, слегка деформируясь, действует как действительно распределенный заряд.

Более того, можно вычислить электромагнитную собственную энергию связанного электрона, учитывая возможности его перехода на любые дискретные уровни, и она окажется даже конечной. Но учет любых возможных деформаций электронного облака, именно учет возможности перехода в непрерывный спектр (неупругий процесс), снова возвращает задачу к расходящимся интегралам.

Отсутствие наблюдаемого эффекта  $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$ , казалось бы, является сильным аргументом в пользу существования нуклонного формфактора, способного обрезать и импульсы виртуальных состояний. На данной стадии рассмотрения вопроса, может быть, даже не очень существенно, появляется ли формфактор естественным образом, как результат сильных взаимодействий, или для введения таких формфакторов в дальнейшем потребуются новая теория, существенно отличная от обычной. В свете сказанного выше, это примерно одно и то же. Вернее, в рамках обычной

теории мы пока не умеем последовательно описать подобную ситуацию, если она даже существует<sup>1</sup>.

Итак, вопрос заключается в том, надо ли считать, что в эксперименте  $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$  уже возникла именно эта ситуация, или толкование его нельзя считать однозначным.

К сожалению, следует признать, что толкование эксперимента нельзя считать однозначным. Нельзя сделать однозначного вывода о существовании формфактора только на основании отсутствия эффекта<sup>2</sup>.

Дело в том, что не только  $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$  эффект оказывается запрещенным. Почему-то не реализуется целый список эффектов, каждый из которых, казалось бы, должен наблюдаться, если какой-то общий смысл имеет формулировка слабых взаимодействий в виде (8).

Некоторые из запрещенных реакций вообще не содержат сильно взаимодействующих частиц. Так, например, не наблюдаются реакции  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ,  $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+$ , которые никак нельзя подавить формфакторами, возникающими за счет сильных взаимодействий. Казалось бы, более естественной мысль искать каких-то общих причин для всего комплекса известных запретов.

Преобразование  $\mu$ -мезона в электроны ( $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+$ ) можно запретить в первом порядке теории возмущения,

---

<sup>1</sup> Широко распространено мнение, что дисперсионные соотношения являются аппаратом, способным адекватно описать ситуацию с формфакторами при любых передачах импульса. Как известно, дисперсионные соотношения описывают поведение частиц с заданными свойствами (массой, спином, зарядом), а ни в коем случае не являются теорией элементарных частиц, раскрывающей происхождение их масс, зарядов и других своеобразных характеристик.

Трудно думать, что теория, для которой все фундаментальные характеристики частиц являются внешними параметрами, способна описать полностью взаимодействия этих частиц при как угодно малых параметрах столкновения, на таких малых расстояниях, где могут оказаться существенными своеобразие природы этих частиц, описание которой лежит вне рамок дисперсионных соотношений.

В этом смысле совсем другая ситуация может существовать в области относительно небольших передач импульсов.

<sup>2</sup> Если бы эффект  $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$  действительно существовал, но с малой вероятностью, основываясь на которой можно было вычислить соответствующий  $k_{\max}$  — это существенно сузило бы произвол толкования. Особенно если бы  $k_{\max}$  совпадало с соответствующей величиной для хофштадтерского нуклона. К сожалению, необходимо увеличить точность эксперимента [26] на 5—6 порядков, чтобы иметь возможность зарегистрировать последний эффект, если он существует.

предположив в лагранжиане (8) отсутствие «нейтральных» токов.

Эта гипотеза была выдвинута в работах [6], [7], как некоторое утверждение, обобщающее экспериментальные сведения о слабых взаимодействиях без каких-либо глубоких теоретических обоснований.

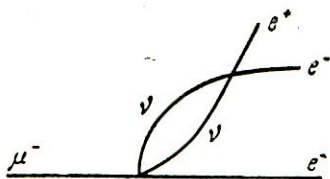


Рис. 2

Но и этих насилий над теорией слабых взаимодействий оказывается недостаточно. Эффекты типа  $\mu \rightarrow 3e$  могут, минуя установленный запрет, возникать в высших приближениях теории возмущения [22].

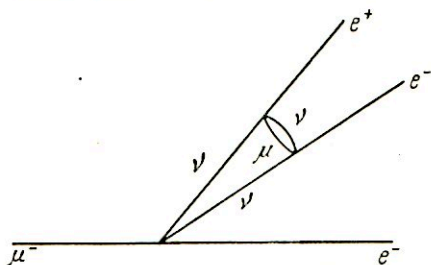


Рис. 3

В низшем неисчезающем приближении диаграмма процесса  $\mu \rightarrow 3e$  имеет вид (рис. 2) или (рис. 3).

Грубая оценка вероятности эффекта по диаграмме [24] рис. 2 дает для отношения эффектов второго и первого порядка выражение того же типа, что и (16)

$$\frac{W(\mu \rightarrow 3e)}{W(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} \sim G^2 \frac{k^4}{16\pi^4}.$$

Более детальная оценка эффекта [32] приводит к отношению

$$\sim \frac{3G^2 k^4}{256 \pi^4} = \frac{10^{-10}}{64 \pi^4} \left(\frac{k}{m_p}\right)^4. \quad (18)$$



Экспериментальное значение этого отношения известно с точностью [33]

$$\sim < 5 \cdot 10^{-7}. \quad (19)$$

Согласовывая (18) и (19), следовало бы считать

$$k_{\max} \leq 90 \text{ Бэв}. \quad (20)$$

С этой же точки зрения интересным является и мыслимая возможность распада  $\mu$ -мезона на электрон и  $\gamma$ -квант, даваемая диаграммами рис. 4.

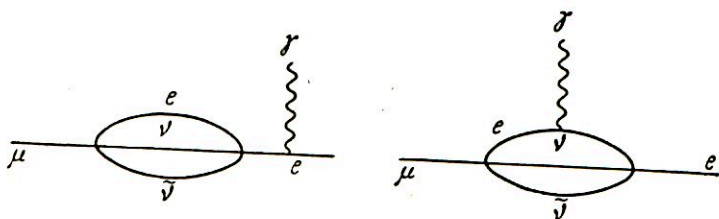


Рис. 4

Оценка вклада таких диаграмм в вероятность  $\mu \rightarrow e + \gamma$  распада приводит к выражению [24]

$$[\omega \sim \frac{\alpha}{(4\pi)^4} (G\mu^2)^2 \left(\frac{Gk^2}{4\pi^2}\right)^2 \mu. \quad (21)$$

Здесь  $\alpha$  — константа тонкой структуры,  $\mu$  — масса  $\mu$ -мезона.

Более аккуратная оценка того же эффекта, данная Иоффе [25] (если принять его аргументы относительно априорной малости вклада некоторых диаграмм) выражается отношением:

$$R = \frac{W_{e+\gamma}}{W_{e+\bar{\nu}}}} = \frac{2}{3\pi^5} e^2 G^2 k^4 \left[ \ln \frac{k^2}{m_\mu^2} \right]^2. \quad (22)$$

Последние экспериментальные данные выражаются числом [34]

$$R < 4,3 \cdot 10^{-8}. \quad (23)$$

Это значит, что из (23) и (22) следует верхняя граница для обрезającego взаимодействия импульса

$$k_{\max} < 25 \text{ Бэв}. \quad (24)$$

Общим для всех рассмотренных эффектов  $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$ ,

$\mu \rightarrow 3e$ ,  $\mu \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu^+ + e^- \rightarrow \mu^- + e^+$  [23] и т. д. является то обстоятельство, что ни один из них не был наблюдаем.

Конечно, очень может быть, что дальнейшее уточнение экспериментальных данных может привести к наблюдаемому эффекту и, следовательно, к установлению истинного значения  $K_{\max}$  в слабых взаимодействиях. К сожалению, можно увеличить список почему-то не осуществляющихся реакций.

Так, возникает вопрос: почему отсутствуют распады вида

$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + e^{\mp} + \pi^{\pm}, \quad (25)$$

$$\Lambda^{\circ} \rightarrow n + \mu^{\pm} + e^{\mp}, \quad (26)$$

$$K^{\pm} \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \pi^{\pm} \quad (27)$$

и т. д.

Поэтому естественна также мысль, что во многих этих случаях действует общий запрет. Поиски такого запрета привели к идее двух видов нейтрино.

### § 3. $\nu_{\mu} \neq \nu_e$ (ДВА ТИПА ПОЛЕЙ ДИРАКА)

При распаде  $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$  возникает электрон и нейтрино (антинейтрино). При распаде  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}$  возникает  $\mu^-$ -мезон и нейтрино (антинейтрино).

Спрашивается, нейтрино, ассоциированное с электроном, тождественно ли с нейтрино, ассоциированным с  $\mu$ -мезоном, или эти нейтральные частицы различны по своей природе?

Хотя в таком утверждении нет прегрешений перед законами логики, хотя действительно нет априорных оснований для отождествления частиц, возникающих в различных процессах, всё же наше сознание неохотно принимает такую возможность, в конце концов уступая только необходимости. Если в своих проявлениях эти частицы окажутся различными, то в этом случае теоретики легко навесят на обозначения частиц различные значки, а потом сумеют придать им и соответствующий смысл.

Если эти частицы действительно различны, то распады нейтрона и  $\pi$ -мезона следует писать, например, в виде:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad (28)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_{\mu}. \quad (29)$$

Легко усмотреть, что в случае различия мюонных и электронных нейтрино все эффекты, описываемые диаграммами на рис. 1, 2, 3, 4, действительно запрещены.

Возможность существования двух различных видов нейтрино в теоретическом аспекте рассматривалась рядом авторов.

Наиболее ранние работы <sup>1</sup> относятся к 1957 г. [35], [36], [37]. В большой группе работ, следующих за работами Швингера [35] и Нишижимы [36], различие нейтрино вытекает из некоторых постулированных законов сохранения. При условии существования таких законов сохранения лево- и правополяризованные нейтрино, своеобразно комбинируясь в реакциях с  $\mu$ -мезоном и электроном, ведут (см. ниже) к ряду желательных запретов.

<sup>1</sup> Здесь имеется в виду, так сказать, «новая история» физики нейтрино, когда идея двух типов нейтрино вызывалась необходимостью или возможностью навести известный порядок в обсуждаемом классе явлений. Очень существенно, что различие двух типов нейтрино должно идти по каким-то другим признакам, чем масса этих частиц. Различие двух типов нейтрино только по их массам бесполезно для данных целей.

Что касается до, условно говоря, «древней истории» вопроса, то здесь ситуация любопытна тем, что во время открытия трехчастичного распада  $\mu$ -мезона с самого начала писалось именно два вида нейтрино (O. Klein. Nature 161 (1948) 897; J. A. Wheeler. Am. Phys. Soc. Wash. Meeting April 1948; I. I. Horowitz и др. ( $\mu^\pm \rightarrow \mu^0 + e^\pm + \nu$ ), Phys. Rev. 74 (1948) 713. E. P. Nicks and B. Pontecorvo (meson  $\rightarrow$  electron + neutrino + neutrino), Phys. Rev. 77 (102) (1950) и др.). и лишь потом в угоду сомнительного принципа простоты (который обычно оказывается «справедливым» постфактум, только в тех случаях, когда реализуется так называемая «простая» (по определению) ситуация, научное общественное мнение молчаливо приняло концепцию одного нейтрино без каких-либо на то физических оснований. Но этот, может быть, естественный предрассудок, настолько укоренился, что идея двух нейтрино, возникшая в форме [35], [36], [37], уже казалась маловероятной.

Что касается древнейшей истории, то на основе идеи промежуточного мезона впервые Саката написал два вида распадов Юкавского промежуточного мезона

$$Y^\pm \rightarrow e^\pm + \nu,$$

$$Y^\pm \rightarrow \mu^\pm + n$$

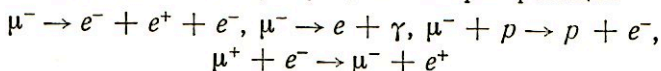
с двумя видами нейтральных частиц  $\nu$  и  $n$ . [Progr. theor. Phys. I, (1946), 43], а на японском языке (1942 г.)]

Следует еще раз подчеркнуть, что на первых этапах истории вопроса или подразумевалось или шла речь о различии двух типов данных частиц только по их массам, иначе говоря, никаких других характеристик, различающих два вида нейтрино, никаких новых квантовых чисел не вводилось.

В работе [21], согласно концепции барионного строения небарионных частиц [20], [21], лептоны оказываются обладателями странных чисел. Необходимость приписать  $\mu$ -мезону и электрону различные странные числа, как результат различных систем барионов, представляющих эти частицы, привела к необходимости приписать мюонному и электронному нейтринам также различные странные числа.

В работе Зельдовича [38] вводится дублетная структура лептонных групп  $e\nu$  и  $\mu\nu$ ; отсюда один шаг до двух типов нейтрино.

Следует особо подчеркнуть, что запрет реакций



получается, если можно так сказать, и более дешевой ценой, возвращаясь к старой идее Конопинского и Махмуда [39]. Согласно этой идее,  $\mu$ -мезон, в отличие от  $e^-$  (электрон), является античастицей. В семействе  $\mu$ -мезонов ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ) в отличие от семейства электронов ( $e^-$ ,  $e^+$ ) частицей является  $\mu^+$ . Легко видеть, что все реакции типа  $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ ,  $\mu^- + p \rightarrow p + e^-$  и т. д. запрещены законом сохранения числа  $n$ , представляющего разность числа частиц и античастиц.

Идея трактовать  $\mu^+$  и  $e^-$  как частицы, а  $\mu^-$  и  $e^+$  как античастицы сама по себе интересна. Мы уже давно приучены к мысли, что понятие частицы и античастицы не связано однозначно со знаком заряда. Протон  $p^+$  всегда считался частицей, а антипротон  $p^-$  — античастицей. Наиболее яркий пример отсутствия однозначной связи между понятием частицы и знаком электрического заряда можно найти в примере существования  $\Sigma^-$  и  $\Sigma^+$ -частиц. В качестве дальнейшего аргумента можно привести пример каскадного гиперона, обладающего отрицательным зарядом.

Более того, есть примеры, где понятие частицы и античастицы не связано с электрическим зарядом вообще (нейтринно-антинейтрино  $\sim K^0$  и  $K^0$ -мезоны).

Идея Конопинского — Махмуда привлекательна и тем, что здесь впервые появляются какие-то попытки найти реальные отличия  $\mu$ -мезона от электрона, которые способны проявляться в ряде наблюдаемых эффектов. Здесь  $\mu$ -мезон впервые рассматривается не просто как «тяжелый электрон» и это, возможно, начало пути, на котором будет найдено решение загадки неравенства масс этих частиц.

В последующей, в настоящее время популярной формулировке теории слабых взаимодействий [6], [7] идея Конопинского — Махмуда была оставлена, так как в своей непосредственной форме она противоречит экспериментальному значению параметра Мишеля. Параметр Мишеля в такой теории оказывается равным нулю [7] вместо того, чтобы быть близким 3/4.

Однако более детальное рассмотрение вопроса показало, что в рамках теории двух нетождественных нейтрино имеется возможность при сохранении гипотезы Конопинского — Махмуда избежать противоречия и с экспериментальным значением параметра Мишеля. Наиболее подробное изложение идеи двух нейтрино, различающихся правой и левой поляризацией, можно найти в работе Каваками [40].

Исходя из четырехкомпонентной  $\psi_\nu$ -функции, удовлетворяющей уравнению Дирака, волновые функции «правого» и «левого» нейтрино определяются выражениями:

$$\psi_{\nu R} = 1/2 (1 - \gamma_5) \psi_\nu, \quad (30)$$

$$\psi_{\nu L} = 1/2 (1 + \gamma_5) \psi_\nu, \quad (31)$$

где

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4.$$

С помощью операции зарядового сопряжения поля  $\psi_{\nu R}$  и  $\psi_{\nu L}$  преобразуются в анти- $R$ -нейтринные ( $\psi_{\nu R}^c$ ) и анти- $L$ -нейтринные ( $\psi_{\nu L}^c$ ) поля:

$$\psi_{\nu R}^c = c \bar{\psi}_{\nu R}^\tau = 1/2 (1 + \gamma_5) \psi_\nu^c, \quad (32)$$

$$\psi_{\nu L}^c = c \bar{\psi}_{\nu L}^\tau = 1/2 (1 - \gamma_5) \psi_\nu^c,$$

где

$$c^+ c = - c^{-1} c^\tau = + 1; \quad \psi^c = c \bar{\psi}^\tau.$$

Таким образом,  $R$ -нейтрино и анти- $L$ -нейтрино — правополяризованные частицы,  $L$ -нейтрино и анти- $R$ -нейтрино — левополяризованные нейтрино.

Далее предполагается: а) закон сохранения лептонного числа в виде

$$L = n(\mu^+) - n(\mu^-) + n(e^-) - n(e^+) + \\ + n(\nu_n) - n(\nu_R^c) + n(\nu_L) - n(\nu_L^c). \quad (33)$$

Величина  $L$  сохраняется во всех процессах с участием лептонов;  $n(\alpha)$  — число, относящееся к частице вида  $\alpha$ .

В этой формулировке закона сохранения лептонного числа предполагается, что частицами являются  $\mu^+$ ,  $e^-$ ,  $\nu_R$ ,  $\nu_L$  и античастицами  $\mu^-$ ,  $e^+$ ,  $\nu_R^c$ ,  $\nu_L^c$ . Иначе говоря, в формулировку закона сохранения лептонного числа включена идея Коноплинского и Махмуда, о которой шла речь выше. Далее, для того чтобы получить объяснение наибольшему числу наблюдаемых запретов, вводится еще один закон сохранения, а именно

б) закон сохранения нейтринного заряда  $N$ :

$$N = n(\mu^+) - n(\mu^-) - n(e^-) + n(e^+) + n(\nu_R) - n(\nu_R^c) - n(\nu_L) + n(\nu_L^c). \quad (34)$$

Вследствие закона сохранения лептонного числа  $\mu^+$  не может превращаться в  $e^+$ ;  $\mu^-$  в  $e^-$  и обратно. Здесь, таким образом, сохраняются те же запреты, что и в теории Коноплинского — Махмуда.

Закон сохранения нейтринного заряда запрещает переходы  $\mu^+$  в  $e^-$ ;  $\mu^+$  и  $e^+$ ,  $e^-$  и  $\mu^-$  не могут возникать и исчезать парами, т. е. запрещены процессы типа

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + e^\pm + \pi^\mp. \quad (35)$$

Принятые законы сохранения  $a$  и  $b$  разрешают процессы

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_R^c; & \pi^+ &\rightarrow e^+ + \nu_L; \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \nu_R; & \pi^- &\rightarrow e^- + \nu_L^c; \end{aligned} \quad (36)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_R + \nu_L; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_R^c + \nu_L^c; \quad (37)$$

$$\nu_R + p \rightarrow n + \mu^+;$$

$$\nu_R^c + n \rightarrow p + \mu^-. \quad (38)$$

Запрещены процессы типа  $\nu_R + p \rightarrow n + e^+$ .

Таким образом, поле  $\nu_R$  всегда связано в этой теории с  $\mu$ -полем, а  $\nu_L$  — с электронным полем.

Распад  $\mu$ -мезонов в виде (37), приводящем к возникновению двух нейтрино (распад  $\mu^+$ ) или двух антинейтрино (распад  $\mu^-$ ), характеризуется, согласно [40], правильным значением параметра Мишеля. Теория в этом смысле оказывается вполне эквивалентной теории M.S.[6] и F.G.[7], где в распаде  $\mu$ -мезонов возникает нейтрино и соответствующее ему антинейтрино: и в той, и в другой теории поляризации этих частиц одинаковы. С более общей точки зрения можно

сказать, что как в случае [35], [36], так и в случае [37] вводятся для лептонов новые «квантовые числа», распоряжаясь которыми можно получить желаемые запреты<sup>1</sup>.

Может быть, не случайно, что в формализме современной теории есть естественное место как для гипотезы Коноплинского — Махмуда, так и для идеи двух нейтрино.

Здесь имеется в виду уравнение второго порядка для спинорного поля. Применительно к электронам уравнение второго порядка для спинорного поля обсуждалось много лет тому назад [41].

Соответствующий лагранжиан писался в виде

$$L = - \frac{1}{2m} \sum_{\mu\rho} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_\rho} \gamma^\rho \gamma^\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} - \frac{m}{2} \bar{\psi} \psi. \quad (39)$$

Такая теория оказывается способной описывать электрон-частицу с положительной энергией и отрицательным электрическим зарядом ( $e^-$ ), позитрон — как «дырку» в занятых электронных состояниях отрицательных энергий.

Но в этой же теории имеется место и для другой частицы с положительным зарядом и положительной энергией и для ее античастицы — «дырки» в распределении уровней, занятых частицами с положительным зарядом и отрицательными энергиями.

Электрон может аннигилировать с позитроном («дыркой»), но с другой положительно заряженной частицей аннигиляция невозможна.

Согласно этому уравнению, в природе должен был бы существовать «второй» электрон. Свойства его в некотором смысле «обратные» электрону — частицей является квант поля, заряженный положительным электрическим зарядом, а античастица несет отрицательный электрический заряд.

Так как «второго» электрона в природе, видимо, нет, то возникает заманчивая идея в этой теории в качестве второй частицы рассматривать  $\mu^+$ -мезон.

<sup>1</sup> Приписывая числа  $L = \pm 1$  частицам  $\mu^+$ ,  $e^-$ ,  $\nu_R$ ,  $\nu_L$ ,

$$L = -1 \quad \text{»} \quad \mu^-, e^+, \nu_R^c, \nu_L^c,$$

$$N = +1 \quad \text{»} \quad \mu^+, e^+, \nu_R, \nu_L^c,$$

$$N = -1 \quad \text{»} \quad \mu^-, e^-, \nu_R^c, \nu_L$$

и предполагая сохранение чисел  $L$  и  $N$  в реакциях, можно легко выписать все типы разрешенных и неразрешенных процессов.

Такая точка зрения возможна, если рассматривать уравнения второго порядка как уравнения для «голых» частиц, обладающих равными массами ( $m_e = m_\mu$ ), и если считать, что вырождение по массам снимается взаимодействием.

Появление новой возможности в уравнении второго порядка связано с тем, что оно эквивалентно в данном случае уравнению первого порядка типа Дирака, но для восьми компонентных функций. Преобразованием это уравнение можно привести к двум независимым уравнениям Дирака [41].

$$I. (i\hat{p} + m)\psi_e = 0; \quad \hat{p} = -i\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}; \quad (40)$$

$$II. (i\hat{p} - m)\psi_\mu = 0. \quad (41)$$

Эти уравнения можно объединить в единой записи

$$(i\hat{P} + \Gamma m)\psi = 0, \quad \psi = \begin{vmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \end{vmatrix}, \quad \hat{P} = \Gamma_\mu P_\mu, \quad (42)$$

где  $\Gamma$  — восьмирядная матрица

$$\Gamma = \begin{vmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{vmatrix}; \quad \Gamma_\mu = \begin{vmatrix} \gamma_\mu & 0 \\ 0 & \gamma_\mu \end{vmatrix}. \quad (43)$$

Лагранжиан этого уравнения можно записать в виде

$$L = -1/2 \left( \bar{\psi} \Gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} - \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_\nu} \Gamma_\nu \psi \right) - m \bar{\psi} \Gamma \psi. \quad (44)$$

Легко получить закон сохранения тока

$$\partial / \partial x_\nu \bar{\psi} \Gamma_\nu \psi = 0 \quad (45)$$

и плотность заряда в виде

$$\rho = -(\psi_e^\dagger \psi_e - \psi_\mu^\dagger \psi_\mu); \quad I'_\nu = -\bar{\psi} \Gamma_\nu \psi \quad (46)$$

Предложенный лагранжиан также инвариантен и относительно преобразований

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha} \psi; \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{-i\alpha}. \quad (47)$$

С последним свойством лагранжиана связан второй закон сохранения

$$\frac{\partial}{\partial x_\nu} \bar{\psi} \Gamma_\nu \psi = 0; \quad j''_\nu = \bar{\psi} \Gamma_\nu \psi. \quad (48)$$



Второй закон сохранения допускает интерпретацию выражения  $\psi \Gamma_4 \psi$  как плотности числа частиц

$$\eta = \psi_e^* \psi_e + \psi_\mu^* \psi_\mu. \quad (49)$$

После квантования, согласно положительной метрике<sup>1</sup>, законы сохранения переписываются в виде, аналогичном (33) и (34). Можно сказать, что существуют «два уравнения Дирака»: одно — для электрона  $(i\hat{p} + m)\psi_e = 0$ , другое — для  $\mu$ -мезона  $(i\hat{p} - m)\psi_\mu = 0$ .

Поля Ферми, удовлетворяющие уравнению (40), будем называть полями типа I; поля, подчиняющиеся уравнению (41), — полями типа II. Эти поля сопряжены в смысле гипотезы Конопинского — Махмуда.

В этом смысле различие полей  $\psi_I$  и  $\psi_{II}$  яснее иллюстрировать в таком изложении.

Лагранжиан уравнения второго порядка для спинорных функций приводит к выражению для плотности заряда  $\rho$  в виде

$$\rho = -\frac{i}{2mc} \left( \sum_\mu \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_\mu} \gamma^\mu \gamma^4 \psi - \bar{\psi} \gamma^4 \sum_\mu \gamma^\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} \right). \quad (50)$$

Уравнения (40) и (41) различаются тем, что уравнение (40) отбирает  $\psi_I$ , для которых  $\rho$  отрицательно (электронные решения —  $\sum \gamma^\mu \frac{\partial \psi_I}{\partial x_\mu} = m\psi_I$ ); уравнение (41) отбирает функции  $\psi_{II}$ , для которых  $\rho$  положительно ( $\mu^+$  — мезонные поля —  $\sum \gamma^\mu \frac{\partial \psi_{II}}{\partial x_\mu} = -m\psi_{II}$ ). Только в таком взаимном соотношении полей уравнения (40) и (41) целе-

$$^1 [\psi^e(x), \bar{\psi}^e(y)]_+ = (-\hat{p} - im) \Delta(x-y),$$

$$[\psi^\mu(x), \bar{\psi}^\mu(y)]_+ = (-\hat{p} + im) \Delta(x-y).$$

$$\Phi = \frac{1}{2} (\psi^2 + \psi^\mu),$$

удовлетворяющее уравнениям второго порядка, подчиняется правилу:

$$[\Phi(x), \bar{\Phi}(y)\gamma_4]_+ = \delta(x-y);$$

$$[\Phi(x), \bar{\Phi}(y)]_+ = -\hat{p} \Delta(x-y).$$

Если поле  $\psi^\mu$  квантовать по индефинитной метрике, на что могут быть и свои основания, то

$$[\Phi(x), \bar{\Phi}(y)]_+ = -im \Delta(x-y).$$

сообразно различать в этом смысле (т. е. в смысле знака  $\rho$ ) сопряженные поля  $\psi_I$  и  $\psi_{II}$ .

Дирак пришел к своему уравнению, разлагая на множители оператор

$$P_{\mu}^2 - m^2 = (i\hat{p} + m)(i\hat{p} - m)$$

и взяв лишь один из множителей в качестве оператора своего уравнения.

Симметрии уравнения Дирака для восьмикомпонентной  $\psi$ -функции во многом аналогичны симметриям уравнения Дирака для четырехкомпонентной функции, если в последнем случае положить  $m = 0$ .

Действительно, при преобразованиях

$$\left. \begin{aligned} \psi_I &\rightarrow \gamma_5 \psi_{II}, \\ \psi_{II} &\rightarrow \gamma_5 \psi_I, \end{aligned} \right\} \quad \bar{\psi}_{I, II} \rightarrow -\bar{\psi}_{II, I} \gamma_5 \quad (51)$$

уравнения (40) принимают вид уравнения (41), и обратно.

В этом смысле четыре-спинор (би-би-спинор) уравнения (42) представляет собой столь же единое целое, что и би-спинор уравнения Дирака в случае  $m = 0$ .

Уравнения (40) и (41) порознь инвариантны относительно преобразований Лоренца, но при преобразованиях  $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$  один би-спинор переходит в другой.

Эти новые свойства симметрии возникают потому и только потому, что массы в уравнениях (40) и (41) положены равными друг другу.

Естественно, что лишь такие виды взаимодействий могут снять вырождение по массам затравочных частиц, которые будут не инварианты относительно преобразований  $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$ .

Нет никаких общих соображений, на основании которых можно было бы для электрически нейтральных полей Ферми дискриминировать одно из уравнений (40) и (41).

Естественно считать, что и для нейтрино можно писать два таких же уравнения

$$(i\hat{p} + m_v^e) \psi_v^e = 0 \quad (52)$$

и

$$(i\hat{p} + m_v^{\mu}) \psi_v^{\mu} = 0. \quad (53)$$

Для общности здесь  $m_v^e$  и  $m_v^{\mu}$  положены не равными нулю.

Возникающие для нейтринного поля законы сохранения имеют, в общем, тот же смысл, что и в случае электронно-мюонных полей.

$\bar{\psi}_\nu \Gamma_4 \psi_\nu$  — по-прежнему характеризует плотность частиц.

$$\psi_\nu^* \psi_\nu^e + \psi_\nu^{*\mu} \psi_\nu^\mu.$$

Четвертая компонента вектора  $\bar{\psi}_\nu \Gamma_4 \Gamma_\mu \psi_\nu$  имеет смысл плотности слабого заряда<sup>1</sup>

$$G\rho = -G(\psi_\nu^{*e} \psi_\nu^e - \psi_\nu^{*\mu} \psi_\nu^\mu) \quad (54)$$

— для нейтринных полей;

$$G\rho = -G(\psi_e^* \psi_e - \psi_\mu^* \psi_\mu) \quad (55)$$

— для электронно-мюонного поля.

Если считать, что все лептоны образуют выделенную систему фермионов, что общий лептонный лагранжиан инвариантен относительно преобразований, имеющих один и тот же вид для всех лептонных функций

$$\psi_L \rightarrow e^{i\alpha} \psi_L; \quad \psi_L^* \rightarrow \psi_L^* e^{-i\alpha}, \quad (56)$$

то обобщенный закон сохранения лептонного числа запишется как раз в виде (33).

Предполагая, что преобразования типа

$$\psi_L \rightarrow e^{-i\beta\Gamma} \psi_L; \quad \psi_L^* \rightarrow \psi_L^* e^{i\beta\Gamma} \quad (57)$$

также оставляют общий лептонный лагранжиан без изменения, получаем обобщенный закон сохранения слабого заряда ( $GN$ ) именно в виде (34).

Если массы нейтрино  $m_\nu^\mu = m_\nu^e = 0$ , то в этом случае для нейтринных функций роль матрицы  $\Gamma$  играет матрица  $\gamma_5$  — в диагональном представлении [41], и вся ситуация с двумя типами нейтрино полностью совпадает с той, которая изложена выше по работе Каваками.

В аспекте двух типов полей последний случай ( $m_\nu^\mu = m_\nu^e = 0$ ) может быть изложен и так: для двухкомпонент-

<sup>1</sup> Различные нейтринные заряды для электрона и  $\mu$ -мезона вводили Я. Б. Зельдович [137] и Г. Магх [138]. Нейтринные заряды вводились с целью получить запреты эффектов типа  $\mu \rightarrow e + \gamma$ .

ных функций  $\psi_I^y$  и  $\psi_{II}^y$  пишутся два уравнения:

$$\frac{\partial \psi_I^y}{\partial t} + i\overline{\sigma\rho}\psi_I = 0; \quad (58)$$

$$\frac{\partial \psi_{II}^y}{\partial t} - i\overline{\sigma\rho}\psi_{II}^y = 0; \quad (59)$$

$\psi_I^y$  и  $\psi_{II}^y$  — два поля с различными трансформационными свойствами:

$$\psi_I^y \rightarrow e^{-i\beta} \psi_I^y; \quad \psi_{II}^y \rightarrow e^{+i\beta} \psi_{II}^y. \quad (60)$$

Эти поля различаются в том же смысле, что и поля  $\psi_e$  и  $\psi_\mu$ , описываемые четырехкомпонентными функциями. В представлении, в котором написаны уравнения для нейтринных функций, матрица  $\gamma_5$  — диагональна

$$\left( \gamma_5 = \begin{vmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{vmatrix} \right) \quad (61).$$

При выводе законов сохранения матрица  $\gamma_5$  в данном случае играет для нейтринного поля ту же роль, что и матрица  $\hat{G}$  для поля электронно-мюонного.

С этой точки зрения два типа нейтрино ( $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ ) — это частный случай двух типов полей Дирака, сопряженных в смысле гипотезы Конопинского — Махмуда.

В проблеме  $m_\mu \neq m_e$  является загадкой именно тождественность всех известных взаимодействий для электрона и  $\mu$ -мезона.

Если «голый» электрон и «голый»  $\mu$ -мезон описываются одним и тем же уравнением, то при тождественности всех взаимодействий  $\mu$ -мезона и электрона исключена возможность понять с полевой точки зрения происхождение различия в массах этих частиц.

В предложенном формализме несколько иная ситуация, которая требует дальнейшего анализа.

При написании уравнений в виде  $(i\hat{p} + m_e)\psi^e = 0$  и  $(i\hat{p} - m_\mu)\psi^\mu = 0$  требуется, чтобы добавки к  $m_e$ ,  $m_\mu$  в этих уравнениях, возникающие от включенного взаимодействия, были бы одинакового знака <sup>1</sup>, так, например,

$$m'_e = m_e - \delta m; \quad -m'_\mu = -m_\mu - \delta m. \quad (62)$$

При затравочной массе частиц, равной, допустим, примерно половине реальной  $\mu$ -мезонной массе и  $\delta m$ , близком к этому

<sup>1</sup> См. подробнее препринт [41].

же значению, можно было бы в принципе объяснить различие в массах  $\mu$ -мезона и электрона. Более подробный анализ этой возможности рассматривается в § 9.

Таким образом, представляется целесообразным трактовать проблему  $\nu_e \neq \nu_\mu$  с более широкой точки зрения как проблему, связанную с существованием двух различных типов полей Дирака.

Существование двух типов полей Дирака не ограничивается случаями лептонов. Имеются, видимо, подобные дублеты барионов

$$(\rho^+, n), (\equiv^-, \equiv^0),$$

которым можно соответственно сопоставить лептонные дублеты

$$(\mu^+, \gamma_\mu), (e^-, \nu_e).$$

Возможно, что барионам  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$  следует (?) сопоставлять нейтральные компоненты

$$Y^0 = \frac{\Lambda^0 - \Sigma^0}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad Z^0 = \frac{\Lambda^0 + \Sigma^0}{\sqrt{2}}.$$

Но обсуждение последних замечаний выходит за рамки настоящего обзора.

Представляют известный интерес поиски решения  $m_\mu \neq m_e$  проблемы и на других в принципе возможных направлениях.

Хотя гипотеза сложного строения лептонов, высказанная в наглядной форме [20], и носит черты упрощения и примитивизма, но по духу своему она, пожалуй, соответствует тенденциям в современной теории элементарных частиц.

Постепенно складывается точка зрения, что в области сильных взаимодействий в образ любой из так называемых элементарных частиц вносят существенный вклад все другие элементарные частицы. Образ нейтрона, например, не мыслим без  $\pi$ -мезонного поля, которое существенным образом определяет структуру нейтрона и его важнейшие свойства.

$\pi$ -мезонное облако настолько определяет свойства протона и нейтрона, что  $\pi$ -мезоны в известном смысле «структурно» входят в протон и нейтрон. То же, по-видимому, можно сказать о  $K$ -мезонном поле и связанном с ним поле гиперонов, о поле  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов и т. д.

Другими словами, частицы по мере их открытия классифицируются по сортам, им дают отдельные названия, их на-

зывают элементарными, но затем выясняется такое тесное взаимоотношение между ними, что каждая из «элементарных» частиц начинает представляться сложной композицией всех «элементарных» частиц <sup>1</sup>.

Естественно, возникает идея, что в области сильных взаимодействий большинство или даже все «элементарные» частицы — сложные.

По существу, многие, если не все имеющиеся попытки построения теории частиц связаны в какой-то мере с отходом от некогда господствовавшей, но смутной идеи «действительно элементарных частиц».

Известно, что программа Гейзенберга состоит в попытке получать «элементарные» частицы как сложные эффекты какого-то универсального поля Ферми, как результат сильных (нелинейных) взаимодействий. Рассматривалась в этом же направлении попытка взять за основу четырехфермионное взаимодействие барионов, где барионы трактуются как возбужденные состояния нуклонов [20].

Возникновение новых частиц в этом взаимодействии ( $\pi$ ,  $K$ -частиц) проявляется как возникновение полюсов в соответствующей  $S$ -матрице [19].

Программа рассматривать частицы как соответствующие полюса Рэдже есть в какой-то мере попытка в данном конкретном математическом оформлении реализовать ту же идею неэлементарности элементарных частиц.

<sup>1</sup> Существует экстремистская точка зрения, согласно которой безразлично, из какого материала строить элементарные частицы в сильных взаимодействиях. Результат должен быть одним и тем же. В своей, очень общей форме справедливость идеи почти очевидна.

Принципиальная возможность, например, предложить различные модели барионов и  $K$ -мезонов наглядно иллюстрирует идею.

1. Во многих предложениях, как известно,  $K$ -мезон рассматривается как сложная частица

$$K^{\circ} \equiv n + \tilde{\Lambda}^{\circ}. \quad (1)$$

2. Гиперон рассматривается как сложная частица [42]

$$\Lambda^{\circ} \equiv n + \tilde{K}^{\circ}. \quad (2)$$

3. Нуклон предполагается сложной частицей [43]

$$n \equiv \Lambda^{\circ} + K^{\circ}. \quad (3)$$

Но в своей общей форме идея может и не обладать эвристической ценностью. Она имеет некоторое сходство по аналогии с возможностью использовать различные системы координат для описания физических явлений — действительно, есть такая возможность. Но также правильно, что гелиоцентрическая система для описания движения, например планеты Меркурия, естественнее, чем геоцентрическая.

К сожалению, лептоны пока выпадают из этой программы. Для ее реализации нужны сильные взаимодействия<sup>1</sup>. И в этом смысле может быть заманчива надежда найти и для лептонов соответствующее сильное взаимодействие в «слабом» четырехфермионном, которое превращается в сильное при больших энергиях или малых параметрах столкновения.

Представляется, что новый подход к понятию «элементарных частиц», который с разных конкретных позиций выкристаллизовывается в физике, является, может быть, самым существенным достижением науки последних десятилетий.

С этой точки зрения идея двух типов нейтрино пока позволяет продолжать думать без противоречия с экспериментальными данными о справедливости теории четырехфермионных взаимодействий вплоть до энергий, близких к ее критической энергии ( $\sim 300$  Бэ).

Но в последние годы для идеи четырехфермионного взаимодействия возникла серьезная, пока чисто теоретическая «опасность» со стороны идей так называемого промежуточного бозона.

#### § 4. ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ БОЗОН

Много лет тому назад Юкава<sup>[44]</sup> предложил рассматривать слабое взаимодействие как взаимодействие более сложного характера, чем непосредственное четырехфермионное взаимодействие. По мысли Юкавы, имеется промежуточный бозон (пусть  $W$ ), который, испускаясь, например нейтронами, затем распадается на лептоны.

$$n \rightarrow p + W^-, \quad W^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}.$$

В связи с новейшим этапом в развитии теории слабых взаимодействий идея промежуточного бозона снова возродилась. Идея промежуточного бозона в какой-то мере унифицирует известные взаимодействия: фермионы взаимодействуют с бозонами. Теория полей строится по образу своего

<sup>1</sup> Следует заметить, что, по-видимому, построение элементарных частиц и лептонов, в частности, возможно только на базе сильных взаимодействий. Слабые взаимодействия, если они во всех случаях остаются слабыми, могут давать лишь «слабые» поправки к параметрам, характеризующим частицу (ее массу и т. д.).

исторического прототипа — электродинамики. Создается впечатление, что векторный бозон имеет какие-то преимущества в природе, появляется естественная тенденция понять скрытые причины универсальности векторного поля.

Здесь открывается большое поле для дальнейших интересных теоретических спекуляций, которые могут по-новому определять дальнейшие пути в развитии теоретической мысли в фундаментальных вопросах физики ближайшего будущего.

Промежуточный векторный бозон, естественно, объясняет избранность векторного варианта четырехфермионного формализма слабых взаимодействий, а заряженный промежуточный бозон естественным образом давал бы объяснения тому факту, что «токи» в лагранжиане слабых взаимодействий приходится писать заряженными.

С другой стороны, можно найти аргументы, которые делают попытки введения в теорию слабых взаимодействий промежуточного векторного мезона не столь привлекательными. Действительно, слишком большая аналогия в построении теории сильных и слабых взаимодействий, казалось бы, не дает никаких возможностей и в будущем понять своеобразную специфику слабых взаимодействий. Почему в слабых взаимодействиях, в отличие от сильных, нарушается четность, если структура сильных и слабых взаимодействий векторного бозона с нуклонами ( $\omega$ ,  $\rho$ ,  $W$  поля), казалось бы, должна отличаться только численными значениями константы взаимодействия?

Более того, с тех пор как стал известен математический факт, что из двух спиноров можно построить вектор, родилась и живет идея, которой никак нельзя отказать в заманчивости, — считать именно фермионы основным материалом в построении элементарных частиц.

Четырехфермионное взаимодействие, как известно, не допускает операцию перенормировки.

Это обстоятельство часто ставится «в вину» четырехфермионному взаимодействию. Но заряженное векторное мезонное поле также не поддается перенормировке. И с этой точки зрения, нет выгоды от замены четырехфермионного взаимодействия взаимодействием через промежуточный мезон.

Более того, теория заряженного векторного мезона, «полуслабо» взаимодействующего со спинорными полями, во многих попытках построить ряд бозонов через спинорные



поля приводит к тем же результатам, что и прямое четырехфермионное взаимодействие. Подобная программа развивалась в ряде работ.

Эта программа, правда, не столь последовательна, как программа универсального фундаментального Ферми поля. Но, как правило, не ее имеют в виду, вводя промежуточный векторный бозон.

Обычно введение заряженного промежуточного векторного мезона связывается с надеждой найти в дальнейшем какую-то возможность для перенормировки и в этой теории. Никак нельзя сказать, что достигнуты существенные результаты в этом направлении.

Но если такая возможность в будущем как-то чудесным образом реализуется, то слабые взаимодействия, видимо, не будут иметь существенного значения в теории элементарных частиц, если их роль сведется действительно к малым поправкам к параметрам, характеризующим элементарные частицы.

Что касается самой идеи перенормировки, то трудно отделаться от мысли, что успехи этой рецептуры в электродинамике могут быть связаны со специфичностью электродинамики, и насилия над ее уравнениями (вычеркивание бесконечных членов и замена их экспериментальными значениями этих величин) еще не повело к противоречиям с экспериментом только потому, что оно сказывается при больших, еще недостигнутых в современном эксперименте передачах импульса, где уже существенна структура электрона.

Озабоченность судьбой идеи перенормировок должна возрастать и в связи с тем, что теперь теория должна считаться с реальным существованием векторных заряженных частиц, участвующих в сильных взаимодействиях (например,  $\rho$ -мезон). Наконец, участь частиц со спином 2 (гравитоны), которые пока игнорируются при оценках общей ситуации в проблеме перенормировок, в свое время привлечет к себе внимание.

Но независимо от наших научных вкусов вопрос о существовании или отсутствии промежуточного бозона в слабых взаимодействиях — это пока экспериментальная проблема фундаментальной важности, решение которой существенно определит пути развития теории поля и элементарных частиц.

В настоящее время существует несколько вариантов теории промежуточного мезона в слабых взаимодействиях.

К сожалению, теория в ее современном состоянии, когда она обременена рядом эмпирических правил, справедливость которых пока нельзя считать строго доказанной, не позволяет однозначно выбрать схему слабых взаимодействий, основанную на промежуточном мезоне.

Так, в теории слабых взаимодействий, сформулированной Ли и Янгом [145], учитывается ряд требований<sup>1</sup>.

Чтобы удовлетворить этим требованиям, авторам пришлось построить довольно сложную теоретическую схему, введя четыре типа промежуточных векторных бозонов. Два из них несут электрический заряд —  $W^+$ ,  $W^-$ , два нейтральные —  $W_a^0$ ,  $W_b^0$ . Таким образом, вводится четыре новые частицы — целый комплекс частиц, в каком-то смысле аналогичный известному комплексу  $K$ -частиц ( $K^+$ ,  $K^-$ ;  $K_1^0$ ,  $K_2^0$ ). Эти поля по изотопическому спину имеют двойственную природу:  $W$  — поле, связанное с током, не сохраняющим странность, ведет себя как изоспинор и обладает свойствами изоскаляра и изовектора, когда связано с током, сохраняющим странность. Эта изоспиновая раздвоенность промежуточного мезона послужила причиной такого необычного для физики наименования этих, пока гипотетических частиц — шизоны, или скизоны (schizons).

В теории промежуточного мезона, развиваемой Д'Эспанья [46], удается избежать мезонной шизофрении и ввести, правда, тоже два сорта новых частиц. В этой теории они представлены заряженными мезонами<sup>2</sup>. В этом варианте теории разрешен слабый распад

$$\Xi^- \rightarrow n + e^- + \tilde{\nu},$$

т. е. распад с изменением странности на 2 единицы  $|\Delta S| = 2$ . Этот распад запрещен в теории Ли — Янга. Строго

<sup>1</sup> а) Отсутствие слабых взаимодействий с изменением странного числа на 2 ( $\Delta S = \pm 2$ ).

б) Выполнение правила  $|\Delta I| = 1/2$  для распадов с нарушением сохранения странности.

$I$  — полный изотопический спин сильно взаимодействующих частиц.

<sup>2</sup> Свообразными возможностями отличается недавно предложенная теория полуслабых взаимодействий (Маршак и др. [156]), содержащая два заряженных промежуточных бозона существенно различных масс ( $m_{W_1} = (20)^{1/4} m_{W_0}$ ) и различных по своим странным свойствам.

Эта работа характерна и тем, что в ней остро подчеркивается неудовлетворенность современным состоянием теории слабых лептонных распадов.

говоря, пока экспериментальных факторов недостаточно для запрещения распадов с  $|\Delta S| = 2$ , хотя косвенные указания в пользу существования подобного запрета в литературе приводятся [47]. Правда, более тщательный анализ вопроса (Глэшоу [47<sup>1</sup>]) несколько ослабляет аргументы в обосновании запрета обсуждаемой реакции. В общем, следует заметить, что в настоящее время трудно говорить о законченной теории промежуточного мезона: еще нет достаточно обоснования многих, правда, уже ставших привычными правил, регулирующих распад странных частиц. Так, в последнее время появилось сообщение о нарушениях правила  $\Delta S/\Delta Q = +1$  [48] о существовании распада [49]  $\Sigma^+ \rightarrow n + \mu^+ + \nu$ , который запрещен, в частности, и теорией Ли — Янга. Последняя именно так и строится, чтобы, следуя «правилу»  $\Delta S/\Delta Q = +1$ , запретить подобные эффекты <sup>1</sup>.

Но этими критическими замечаниями несколько не умаляется важность проблемы промежуточного мезона, хотя бы в ее почти первоначальном смысле, в смысле Юкавы, в смысле возможности отрицания прямого четырехфермионного взаимодействия.

Не входя в детали различных теорий промежуточного бозона, можно заметить, что масса его должна быть больше масс, существующих относительно долгоживущих бозонов для того, чтобы избежать ненаблюдаемых распадов, например, типа



К сожалению, даже экспериментальное открытие двух видов нейтрино не явится существенным аргументом в пользу истинного четырехфермионного взаимодействия. Двухнейтринная гипотеза, оказывается, необходима для теории слабых взаимодействий, основанной на идее промежуточного мезона.

Как заметил Фейнберг [50], в такой теории должны бы наблюдаться с вероятностью, противоречащей эксперименту, те же эффекты ( $\mu \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$ ), которые доставляют большие неприятности при обсуждении истинно четырехфермионных взаимодействий.

Здесь ситуация еще более острая, так как константа связи промежуточного векторного бозона с фермионным

<sup>1</sup> Последующие эксперименты, наоборот, свидетельствуют в пользу выполнимости этого правила в широком круге явлений.

полем примерно равна квадратному корню из константы слабого четырехфермионного взаимодействия. Большая величина константы связи усугубляет ситуацию. Гипотеза двух нейтрино призывается и здесь для осуществления соответствующих запретов.

Таким образом, с различных точек зрения выясняется, что экспериментальное решение проблемы  $\nu_\mu - \nu_e$  — это задача, которую насуточно необходимо было решать физике текущих лет. При условии  $\nu_\mu \not\equiv \nu_e$  реакция типа  $\nu_\mu + n \rightarrow p + e^-$  должна быть запрещена и в  $\nu_\mu$  пучке (например, в ускорителях  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ ) должны наблюдаться лишь  $\mu$ -мезоны.

Интересные конкретные предложения экспериментов по  $\nu_\mu - \nu_e$  проблеме содержатся в работах Б. Понтекорво [52], [53], посвященных этому вопросу. В этих работах обращается внимание, в частности, на возможность использования моноэнергетического нейтринного излучения. Действительно, моноэнергетические нейтрино возникают при остановках в веществе  $\pi^+$ ,  $K^+$  и  $\mu$ -мезонов.

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ дают } E_\nu = 29,8 \text{ Мэв,} \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ дают } E_\nu = 235,7 \text{ Мэв,} \\ \mu^- + A &\rightarrow \nu_\mu + \dots \text{ дают } E_\nu = 100 \text{ Мэв.} \end{aligned}$$

В качестве примера для проверки тождественности  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  предлагается измерять сечения реакции

$$\nu_\mu + C^{12} \rightarrow e^- + N^{12}.$$

Энергия испускаемых электронов, вызываемых налетающими моноэнергетическими  $\nu_\mu$ , известна. При этом необходимо зарегистрировать запаздывающие позитроны от распада  $N^{12}$ . Опыт предлагается осуществить как с помощью электронных методов регистрации частиц, так и с помощью большой пузырьковой камеры.

Привлекательность идеи использования моноэнергетических нейтрино заключается в том, что такая организация эксперимента допускает кинематическую интерпретацию событий, вызванных нейтрино.

При энергиях ускоренных частиц, способных продуцировать пучки  $\pi$ -мезонов (т. е.  $E_p \sim 1 \text{ Бэв}$ ), счет, по оценке автора [52], делает предлагаемый эксперимент принципиально осуществимым на сильноточных ускорителях ближайшего будущего. Примерно с таким же счетом осуществим и другой, рассмотренный Понтекорво эксперимент с

использованием, в отличие от предыдущего, предложения не нейтрино, а антинейтрино от распада остановившихся  $\mu^+$ -мезонов ( $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ ) с  $E_{\tilde{\nu}_\mu} \sim 35 \text{ Мэв}$ .

Если  $\tilde{\nu}_\mu$  и  $\nu_e$  тождественны, то возможна реакция



В случае  $\tilde{\nu}_\mu \neq \tilde{\nu}_e$  эта реакция отсутствует. Число  $\tilde{\nu}_\mu$  оценивается примерно равным  $10^{12} \text{ сек}$ , т. е. считается равным числу  $\pi$ -мезонов, продуцируемых в современных фазотронах. При использовании сцинтилляционного счетчика типа Райнса и Коуэна ( $1-2m$ ) число событий (если  $\nu_e \equiv \nu_\mu$ ) оценивается примерно равным 1 в час.

Для обсуждаемых нейтринных экспериментов [52], [53] характерны относительно небольшие энергии. В этом смысле выгоднее в принципе использование нейтринных пучков значительно больших энергий, так как сечения нейтринно-нуклонных взаимодействий, по крайней мере в области  $E_\nu < 1 \text{ Бэв}$ , растут с энергией квадратично. Но, с другой стороны, фазотроны с  $E_p \sim 700 \text{ Мэв}$  могут дать большие интенсивности — это веская причина, заставившая Понтекорво искать решения проблемы именно в области нейтрино низких энергий.

## § 5. ВОЗМОЖНОСТИ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

История нейтринных экспериментов на ускорителях весьма поучительна. Здесь очень ярко и с большой выразительностью проявляются удивительные возможности современного эксперимента. Возможности эти начинают опережать нашу фантазию.

Оценки нейтринных опытов на ускорителях делались давно и во многих институтах многих стран. О такого рода обсуждениях <sup>1</sup> (1956 год) сообщает Райнис [129]; примерно в это время возможности нейтринных опытов на ускорителях обсуждались в Дубне, в теоретическом секторе лаборатории ЛВЭ (Валуевым и автором). Но сечения  $10^{-38} \text{ см}^2$  казались делом настолько далекого будущего, что, видимо, никто не считал возможным всерьез предложить эксперимент.

<sup>1</sup> Коуэн, в Лос-Аламосе.

Дипломная работа на тему «О возможности исследования взаимодействия нейтрино большой энергии с веществом на ускорителях» выполнена в Московском университете студентом П. Г. Факировым <sup>[54]</sup> в 1958 г. и защищена <sup>1</sup>.

В этой работе давались расчеты нейтринных пучков на современных ускорителях, оптимальных расстояний детектирующих установок от мишени, дающей  $\pi$ -мезонный пучок, фона машины и фона космических лучей, необходимой защиты, а также оценки необходимой массы нейтринной мишени ( $\sim 1$  кубометра свинца). Несмотря на несколько завышенные значения нейтринных потоков (почти на порядок <sup>2</sup>; возможные потоки  $\pi$ -мезонов оценивались теоретически), несмотря на оптимистическое заключение автора <sup>3</sup>, эксперимент все-таки представлялся нам делом не столь близкого будущего.

Лишь на Киевской <sup>4</sup> конференции по высоким энергиям Б. Понтекорво <sup>[52]</sup> осмелился с большой физической трибуны заявить о принципиальной возможности нейтринных экспериментов на ускорителях. Но даже Понтекорво, столь смелый и влюбленный в нейтрино экспериментатор, считал, что нейтринный эксперимент, видимо, будет реальным, когда интенсивности будущих ускорителей увеличатся порядка на три. Понтекорво заканчивает свою статью «Электронные и мюонные нейтрино» словами:

«Резюмируя, можно сказать, что постановка опыта по выяснению вопроса о тождественности  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , хотя и очень

<sup>1</sup> Видимо, в это же время нейтринные эксперименты на ускорителях больших энергий обсуждались и теоретиками ЦЕРН'а, как об этом сообщается в работе Ямагучи. Препринт ЦЕРН, 61-2.

<sup>2</sup> Эти оценки Факирова были уточнены в работе И. Полубаринова <sup>[51]</sup>.

<sup>3</sup> «Другими словами, в настоящее время становится целесообразным обсуждение реального физического эксперимента с нейтрино большой энергии на современных ускорителях. Предварительные оценки показывают, что при соответствующей защите от нейтронов установки и космического излучения фон может быть ниже обсуждаемого эффекта» <sup>[54]</sup>.

<sup>4</sup> Доклад на тему: «К физике нейтрино высоких энергий», заявленный группой теоретиков Дубны (Асанов, Валуев, Марков, Полубаринов), был затем авторами снят, как несколько «несвоевременный». Позже материалы этого доклада были изданы в качестве препринта (Д. 577, Дубна, 1960) и доложены автором на следующей конференции по высоким энергиям в Рочестере (1960 г.). Краткое содержание этих работ, объединенных общими идеями физики нейтрино высоких энергий, было опубликовано несколько ранее [22]. Содержание настоящей книги является в ее существенной части, более детальным изложением этого краткого примечания [22].

затруднительна, должна быть серьезно рассмотрена при проектировании новых ускорителей». Имеются в виду ускорители на средние энергии,  $E_p \leq 1$  Бэв.

В 1960 г. появилась заметка М. Шварца [55], в которой экспериментатор, казалось бы, почти с непосредственной наивностью теоретика всерьез приводит фантастические параметры фантастической установки нейтринного эксперимента на ускорителе высокой энергии. Можно было наблюдать, как многие физики, читая заметку, пожимали плечами.

Дело в том, что несмотря на деловой тон и конкретность оценки предложения Шварца, оно отнюдь не звучало оптимистически, именно в своей заключительной части: «Эти оценки показывают, что предлагаемый эксперимент находится вне возможности существующих ускорителей на один или два порядка».

Следует сказать, что ни находившаяся в состоянии пуска ЦЕРНовская машина, ни готовившийся к пуску ускоритель Брухгавена не фигурировали в заметке, как ускорители, пригодные для данного эксперимента. В заметке, между прочим, указывалось на возможности будущих ускорителей с большими интенсивностями до  $10^{15}$  протонов. И этот невинный экскурс в область ускорителей будущего как-то нейтрализовывал заметку. В этой же тетрадке писем была опубликована заметка Ли и Янга [28], указывающая на фундаментальное значение нейтринного эксперимента. Заметка явилась серьезным стимулом для дальнейших размышлений теоретиков и экспериментаторов в аспекте проблем нейтринной физики высоких энергий. И уже осенью этого года на очередной конференции по физике высоких энергий в Рочестере можно было услышать подробный проект нейтринных экспериментов на ЦЕРНовском ускорителе.

Бернардини [56] с живостью и артистичностью истинного флорентийца яркими мазками рисовал индустриальный пейзаж уникальной установки.

Посещая Колумбийский университет, можно было услышать о Брухгавенском проекте нейтринной установки.

В особой, свойственной Ледерману флегматичной манере изложения, описание эксперимента звучало очень убедительно. В искровых камерах, казалось, были найдены средства наблюдения, адекватные задаче.

Теперь в начальной своей стадии эксперимент выполнен и, надо сказать, в условиях худших, чем это предполагалось.

лось в оценках Шварца. Он выполнен с интенсивностью протонного пучка на порядок, меньшей тех минимальных интенсивностей, с которых начиналось обсуждение эксперимента. Эксперимент выполнен, не дожидаясь создания сильноточных ускорителей и даже без использования магнитных фокусировок. Эксперимент выполнен на нейтринно высоких энергиях, казалось бы, вопреки железной логике.

Первые подробные расчеты нейтринного эксперимента на ускорителях (Факиров [54], Полубаринов [51]) были приспособлены к параметрам Дубненского ускорителя. К сожалению, интенсивность этого ускорителя не давала возможности рассматривать в этих условиях эксперимент как реальный. Чтобы увеличить счет обсуждаемых событий, пришлось обратиться к расчетам установки с фокусирующим магнитным полем [51].

При распаде  $\pi$ -мезона ( $\pi \rightarrow \mu + \nu$ ) рождаются нейтрино, обладающие энергией

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(\epsilon_\pi - p_\pi \cos \theta)}, \quad (63)$$

где  $m_\pi$  и  $m_\mu$  — массы покоя  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов,  $\epsilon_\pi$  и  $p_\pi$  — энергия и импульс  $\pi$ -мезона,  $\theta$  — угол между первоначальным направлением  $\pi$ -мезона и направлением движения нейтрино. Максимальные значения энергии нейтрино ( $E_{\max}$ ) от распада  $\pi$ -мезона данной ( $\epsilon_\pi$ ) энергии выписаны в табл. I.

Т а б л и ц а I

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$E_{\max}^\nu$ (Бэв)	0,43	0,86	1,28	1,71	2,14	2,57	3,00	3,42	3,86	4,28

Вероятность распада  $\pi$ -мезона с импульсом  $\vec{p}_\pi$  в единицу времени с вылетом нейтрино с импульсом, лежащим между  $\vec{p}_\nu$  и  $\vec{p}_\nu + d\vec{p}_\nu$ , равна

$$d\omega(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) = f(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) d\vec{p}_\nu = \frac{m_\pi^2 d\vec{p}_\nu}{\pi\tau(\epsilon_\pi)(m_\pi^2 - m_\mu^2)E_\nu} \times \\ \times \delta[(p_\pi - p_\nu)^2 + m_\mu^2], \quad (64)$$



где  $p_\pi$  и  $p_\nu$  — импульсы  $\pi$ -мезона и нейтрино,  $p_\pi^2 = -m_\pi^2$ ,  $p_\nu^2 = 0$ ,  $\tau(\epsilon_\pi)$  — время жизни  $\pi$ -мезона с энергией  $\epsilon_\pi$ .  
Вычисления эффектов

$$\nu + n \rightarrow e + p, \quad (65)$$

$$\tilde{\nu} + p \rightarrow \tilde{e} + n, \quad (66)$$

$$\tilde{\nu} + e \rightarrow n + \tilde{p} \quad (67)$$

были выполнены И. Полубарниновым [51], исходя из лагранжиана

$$L(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{p}(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)n(x))][\bar{e}(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu(x)] + c. c. \quad (68)$$

со значением

$$G = 1,41 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

Вычисление сечений в этой работе проведено без учета возможного формфактора нуклонов. Так как, как выяснилось раньше<sup>1</sup>, роль формфактора в области  $E_\nu \lesssim 1 \text{ Бэв}$  не является решающей, а для предельно больших энергий формфактор неизвестен. Более того, поскольку само влияние обсуждаемых формфакторов на сечения слабых взаимодействий представляется пока экспериментальной проблемой, желательнее не привносить в выражения сечений гипотетических моментов о виде формфактора. Во всяком случае целесообразно иметь оценки эффектов в их «чистом виде» для сравнения с будущими экспериментальными данными.

Полные сечения получены в следующем виде:

$$\sigma_{\nu+n \rightarrow e+p} = \frac{G^2}{4\pi\hbar^4} \frac{M^4 c^4}{E_n E_\nu \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_p^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_p^2 - m_e^2)}{M^4}} \cdot (69)$$

$$\left(1 - \frac{m_n^2 + m_\nu^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{m_p^2 + m_e^2}{M^2}\right);$$

$$\sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow \tilde{e}+n} = \frac{G^2}{12\pi\hbar^4} \frac{M^4 c^4}{E_p E_\nu \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_n^2 + m_e^2)}{M^2} + (m_n^2 - m_e^2) \times$$

<sup>1</sup> Вычисления сечения с формфакторами нуклонов и оценка возможной роли формфактора в области очень больших энергий были сделаны еще в работе Железных [57].

$$\begin{aligned} & \times \left\{ 1 - \frac{m_n^2 + m_p^2 + m_\nu^2 + m_e^2}{2M^2} - \right. \\ & \frac{(m_n^2 - m_e^2)^2 + (m_p^2 - m_\nu^2)^2 - 2(m_n^2 + m_e^2)(m_p^2 + m_\nu^2)}{2M^4} - \\ & \frac{(m_n^2 + m_e^2)(m_p^2 - m_\nu^2)^2 + (m_p^2 + m_\nu^2)(m_p^2 - m_e^2)^2}{2M^6} + \\ & \left. + \frac{(m_n^2 - m_e^2)^2 (m_p^2 - m_\nu^2)^2}{M^8} \right\}; \quad (70) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\tilde{\nu}+e \rightarrow n+\tilde{p}} &= \frac{G^2}{12\pi\hbar^3} \frac{M^4 c^4}{E_e E_{\tilde{\nu}} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_n^2 + m_p^2)}{M^2} + \frac{(m_n^2 - m_p^2)^2}{M^4}} \times \\ & \times \left\{ 1 - \frac{m_n^2 + m_p^2 + m_\nu^2 + m_e^2}{2M^2} - \right. \\ & \frac{(m_n^2 - m_p^2)(m_e^2 - m_\nu^2) - 2(m_n^2 + m_p^2)(m_e^2 + m_\nu^2)}{2M^4} - \\ & \frac{(m_n^2 + m_p^2)(m_e^2 - m_\nu^2)^2 + (m_e^2 + m_\nu^2)(m_n^2 - m_p^2)^2}{2M^6} + \\ & \left. + \frac{(m_n^2 - m_p^2)^2 (m_e^2 - m_\nu^2)^2}{M^8} \right\}. \quad (71) \end{aligned}$$

Эти сечения записаны в произвольной системе единиц и в произвольной системе координат.  $\beta_0$  — относительная скорость сталкивающихся частиц, деленная на скорость света, массы  $m$  и энергии  $E$  отмечены индексами.  $M$  — масса системы, выражающаяся через энергии и импульсы сталкивающихся частиц 1 ( $\nu$  или  $\tilde{\nu}$ ) и 2 ( $p, n, e$ ) согласно формуле

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2/c^4 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2/c^2. \quad (72)$$

В системе координат, где частиц 2 покоится, а нейтрино и антинейтрино имеет импульс  $p_1$

$$M^2 = m_2^2 + 2m_2 p_1/c, \quad m_1 = 0. \quad (73)$$

Для процессов

$$\begin{aligned} \nu + e &\rightarrow \nu + e, \\ \tilde{\nu} + e &\rightarrow \tilde{\nu} + e, \end{aligned}$$

если они существуют и управляются универсальным взаимодействием Ферми

$$\sigma_{\nu+e \rightarrow \nu+e} = \frac{G^2}{4\pi\hbar^4} \frac{M^4 c^4}{E_e E_\nu \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_\nu^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_\nu^2 - m_e^2)^2}{M^4}} \times \left(1 - \frac{m_e^2 + m_\nu^2}{M^2}\right)^2 \quad (74)$$

$$\sigma_{\tilde{\nu}+e \rightarrow \tilde{\nu}+e} = \frac{G^2}{12\pi\hbar^4} \frac{M^4 c^4}{E_e E_\nu \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_\nu^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_\nu^2 - m_e^2)^2}{M^4}} \times \left\{1 - \frac{m_e^2 + m_\nu^2}{M^2} + \frac{4m_e^2 m_\nu^2}{M^4} - \frac{(m_e^2 + m_\nu^2)(m_e^2 - m_\nu^2)}{M^6} + \frac{(m_e^2 - m_\nu^2)^4}{M^8}\right\} \quad (75)$$

При энергиях  $E_\nu \geq 1$  Бэв в лабораторной системе

$$\sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow \tilde{\nu}+n} = \frac{G^2}{3\pi\hbar^4 c} m_p \rho_\nu = 0,48 \cdot 10^{-38} \frac{\rho_\nu}{m_p c} \text{ см}^2. \quad (76)$$

Существуют простые приближенные соотношения между сечениями:

$$\sigma_{\nu+n \rightarrow e+p} \approx 3\sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow n+\tilde{e}}, \quad (77)$$

$$\sigma_{\tilde{\nu}+e \rightarrow n+\tilde{p}} \approx \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow n+\tilde{e}}, \quad (78)$$

$$\sigma_{\nu+e \rightarrow \nu+e} \approx 3 \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow n+\tilde{e}}, \quad (79)$$

$$\sigma_{\tilde{\nu}+e \rightarrow \tilde{\nu}+e} \approx \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow n+\tilde{e}}. \quad (80)$$

В оценках Полубаринова, как видно из (68), положено  $|G_A| = |G_V|$ .

В расчетах Ямагучи [58], Каббиво и Гатто [27] использованы более современные данные, согласно которым  $|G_A| \neq |G_V|$ , именно  $\lambda = -\frac{G_A}{G_V} = 1,25$ .

В отличие от расчетов Полубаринова, эти расчеты усложнены введением формфакторов<sup>1</sup>, и сечения даны в лабораторной системе<sup>2</sup>.

Эти оценки очень поучительны, а гипотезы, относящиеся к роли формфакторов, в слабых взаимодействиях безусловно являются объектами экспериментальных исследований.

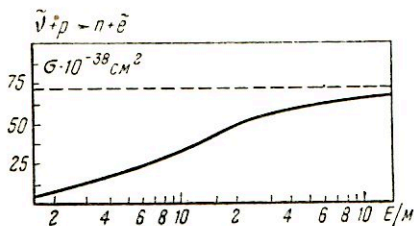


Рис. 5

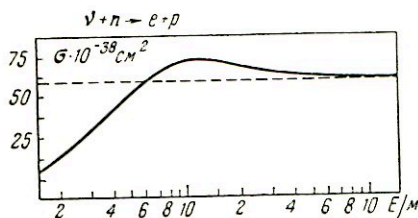


Рис. 6

В работе Каббиво и Гатто<sup>[27]</sup> универсализируются формфакторы нуклонов типа станфордских, полученные из экспериментов по рассеянию электронов на нуклонах

$$F(k^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{k^2}{a^2}\right)^2},$$

$$a^2 = 37,5 m_\pi^2. \quad (81)$$

Это выражение экстраполируется на как угодно большие  $k$ . Практически при выбранных формфакторах рассматриваемые

сечения эффектов  $\nu + n \rightarrow \bar{e} + p$  и  $\bar{\nu} + p \rightarrow \bar{e} + n$  (в отличие от соотношений (77)–(78)) сравниваются друг с другом и выходят на константу со значением  $\sim 0,75 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$  уже в районе  $E_\nu/m_p \sim 10$ . Именно до этих значений  $E_\nu/m_p$  приведены вычисления рассматриваемых сечений в работе<sup>[27]</sup>. Результаты даны в виде кривых (рис. 5 и 6).

Более подробные вычисления Ямагучи<sup>[58]</sup> приспособлены к параметрам ЦЕРНовской машины, где средняя энергия нейтрино лежит в области, близкой к 1 Бэв. В этой работе конкретные расчеты доведены до  $E_\nu = 2 \text{ Бэв}$ .

<sup>1</sup> Неточность при замене  $\lambda \rightarrow 1$  для  $E_\nu > 1 \text{ Бэв}$  намного меньше неточности, которая привносится неопределенным видом формфактора.

<sup>2</sup> Следует подчеркнуть, что сечения рассматриваемых процессов в работе Полубаринова даны при  $m_\nu \neq 0$ . Сечения для двухкомпонентного нейтрино ( $m_\nu = 0$ ) в два раза больше (Ли, Янг, Phys. Rev. 105, 1671, 1957), чем сечения при  $m_\nu \neq 0$  в потоке не поляризованных нейтрино.

Аналитическое выражение дифференциальных сечений с учетом формфакторов в лабораторной системе записано в виде [58]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \begin{matrix} (\nu+n \rightarrow p+e^-) \\ (\tilde{\nu}+p \rightarrow n+e^+) \end{matrix} = \frac{G_v^2}{2\pi^2} E_\nu^2 \frac{\left(\cos \frac{\theta}{2}\right)^2}{\left[1 + \frac{2E_\nu}{m} \left(\sin \frac{\theta}{2}\right)^2\right]^3} \times \\ \times \left[ |F_1(q^2)|^2 + \frac{q^2}{4m^2} \left\{ 2|F_1(q^2) + \mu F_2(q^2)|^2 \left(\text{tg} \frac{\theta}{2}\right)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \mu^2 |F_2(q^2)|^2 \right\} + |\lambda^2 F_A(q^2)|^2 \left\{ 1 + 2 \left(\text{tg} \frac{\theta}{2}\right)^2 + \frac{q^2}{2m^2} \left(\text{tg} \frac{\theta}{2}\right)^2 \right\} \pm \right. \\ \left. \pm 2 \text{Re} \{ (F_1(q^2) + \mu F_2(q^2))^* \lambda F_A(q^2) \} \left\{ 2 \frac{E_\nu}{m} - \frac{q^2}{2m^2} \right\} \left(\text{tg} \frac{\theta}{2}\right)^2 \right]. \quad (82)$$

$m$  — масса нуклона.

Вычисления ведутся при  $\lambda = 1,25$ ;  $\mu = 3,71$  (разность аномальных магнитных моментов протона и нейтрона).

Все формфакторы произвольно положены тождественными

$$F_1 = F_2 = F_A = \frac{1}{\left(1 + \frac{5q^2}{4m^2}\right)^2};$$

$$q^2 = \frac{\left(2E_\nu \sin \frac{\theta}{2}\right)^2}{1 + \frac{2E_\nu}{m} \left(\sin \frac{\theta}{2}\right)^2};$$

$q^2$  — четырехмерный импульс, передаваемый нуклону.

Таблицы дифференциальных сечений в лабораторной системе (II и III) взяты из работы Ямагучи [58].

Эти таблицы показывают, что угловые распределения в эффектах  $\tilde{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$  и  $\nu + n \rightarrow p + e^-$  существенно различны. Полное сечение  $\nu + n \rightarrow p + e^-$  больше сечения  $\tilde{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$  за счет более медленного спадания в зависимости от угла  $\nu_e$ . Эти сечения сравниваются при больших энергиях  $E_\nu$  при учете формфакторов нуклонов, которые подавляют эффект на больших углах (передача больших импульсов).

Рис. 7 иллюстрирует угловую зависимость эффекта для случая  $E_\nu/m = 1$  в трех различных предположениях относительно формфакторов.

Дифференциальное сечение в лабораторной системе

$$d\sigma/d\Omega/(G_V^2 M^2/2\pi^2) \text{ для } \bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+;$$

 $E_\nu$  — энергия нейтрино в лабораторной системе;  $\theta$  — угол ( $\nu e^-$ )

$E_\nu/M$	0,25	0,50	0,75	1,00	1,50	2,00
0						
0	0,16016	0,6406	1,441	2,563	5,766	10,250
2	0,15994	0,6385	1,433	2,540	5,669	9,978
4	0,15928	0,6221	1,408	2,472	5,392	9,216
6	0,15820	0,6216	1,367	2,365	4,968	8,106
8	0,15670	0,6073	1,313	2,224	4,443	6,827
10	0,15479	0,5894	1,247	2,058	3,868	5,543
12	0,15250	0,5685	1,171	1,876	3,289	4,369
14	0,14985	0,5449	1,089	1,686	2,741	3,368
16	0,14686	0,5191	1,0032	1,496	2,247	2,556
18	0,14356	0,4917	0,9156	1,312	1,817	1,920
20	0,13998	0,4630	0,8286	1,1385	1,455	1,435
22	0,13615	0,4337	0,7440	0,9793	1,1572	1,0716
24	0,13210	0,4041	0,6633	0,8359	0,9161	0,8017
26	0,12787	0,3747	0,5875	0,7088	0,7238	0,6025
28	0,12349	0,3457	0,5172	0,5979	0,5717	0,4556
30	0,11899	0,3176	0,4530	0,5023	0,4523	0,3471
32	0,11440	0,2905	0,3949	0,4207	0,3588	0,2667
34	0,10975	0,2647	0,3429	0,3516	0,2858	0,2067
36	0,10507	0,2403	0,2967	0,2935	0,2288	0,1617
38	0,10040	0,2173	0,2560	0,2449	0,1842	0,1277
40	0,09574	0,1959	0,2204	0,2045	0,1492	0,1017
42	0,09113	0,1761	0,1894	0,1709	0,1216	0,0818
44	0,08659	0,1579	0,1625	0,1431	0,0998	0,0664
46	0,08213	0,1412	0,1393	0,1201	0,0825	0,0543
48	0,07778	0,1259	0,1194	0,1011	0,0687	0,0448
50	0,07354	0,1121	0,1024	0,0854	0,0576	0,0373
52	0,06942	0,0995	0,0878	0,0725	0,0486	0,0313
54	0,06545	0,0883	0,0753	0,0617	0,0413	0,0264
56	0,06161	0,0781	0,0648	0,0528	0,0353	0,0225
58	0,05793	0,0691	0,0557	0,0454	0,0304	0,0192
60	0,05440	0,0610	0,0481	0,0392	0,0263	0,0166
62	0,05103	0,0538	0,0416	0,0341	0,0230	0,0144
64	0,04782	0,0474	0,0361	0,0298	0,0201	0,0125
66	0,04476	0,0417	0,0314	0,0261	0,0177	0,01096

Таблица II (окончание)

$E_\nu/M$	0,25	0,50	0,75	1,00	1,50	2,00
68	0,04186	0,0367	0,0274	0,0231	0,0157	0,00966
70	0,03912	0,0323	0,0240	0,0205	0,0140	0,00855
72	0,03652	0,0284	0,0211	0,0183	0,0125	0,00761
74	0,03407	0,0250	0,0186	0,0164	0,0112	0,00680
76	0,03177	0,0219	0,0165	0,0148	0,01014	0,00610
78	0,02960	0,0193	0,0147	0,0134	0,00914	0,00550
80	0,02756	0,0170	0,0132	0,0122	0,00837	0,00497
82	0,02565	0,0149	0,0119	0,0112	0,00764	0,00451
84	0,02387	0,0131	0,0108	0,01025	0,00700	0,00411
86	0,02219	0,0116	0,00978	0,00945	0,00644	0,00376
88	0,02063	0,0102	0,00893	0,00876	0,00594	0,00345
90	0,01918	0,0090	0,00820	0,00814	0,00550	0,00318

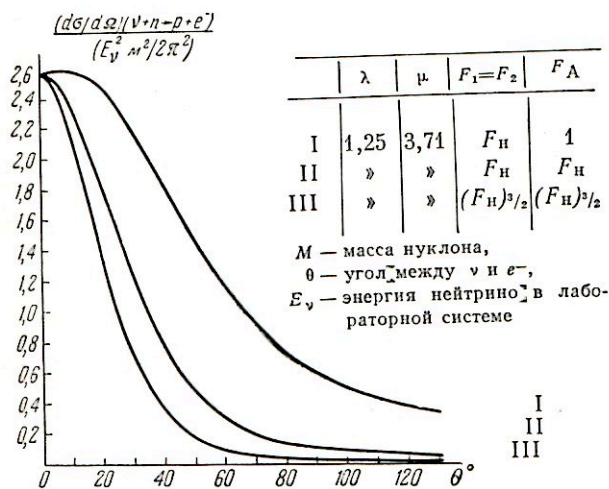


Рис. 7

Кривая I относится к предположению «точечного» форм-фактора аксиального взаимодействия  $F_1^\nu = F_2^\nu$ ,  $F_A = 1$ .  
 Кривая II показывает влияние выбранного форм-фактора и для аксиального взаимодействия

Таблица I

 $(d\sigma/d\Omega)/(G_V^2 M^2/2\pi^2)$  для  $\nu + n \rightarrow p + e^-$ 

$E_\nu/M$	0,25	0,50	0,75	1,00	1,50	2,00
0	0,16016	0,6406	1,441	2,563	5,766	10,250
2	0,16016	0,6403	1,439	2,554	5,717	10,089
4	0,16018	0,6392	1,432	2,528	5,573	9,626
6	0,16020	0,6374	1,419	2,485	5,343	8,910
8	0,16023	0,6348	1,402	2,425	5,039	8,017
10	0,16026	0,6314	1,380	2,351	4,678	7,030
12	0,16028	0,6272	1,353	2,263	4,279	6,027
14	0,16031	0,6221	1,322	2,164	3,861	5,070
16	0,16032	0,6162	1,286	2,055	3,442	4,202
18	0,16031	0,6094	1,247	1,939	3,036	3,444
20	0,16027	0,6016	1,204	1,819	2,654	2,800
22	0,16021	0,5930	1,159	1,696	2,304	2,266
24	0,16011	0,5835	1,111	1,574	1,989	1,829
26	0,15997	0,5731	1,061	1,453	1,710	1,476
28	0,15978	0,5620	1,011	1,337	1,466	1,192
30	0,15954	0,5501	0,9596	1,225	1,255	0,9661
32	0,15924	0,5375	0,9086	1,120	1,074	0,7856
34	0,15887	0,5244	0,8581	1,0212	0,9192	0,6417
36	0,15844	0,5107	0,8086	0,9293	0,7875	0,5267
38	0,15794	0,4966	0,7604	0,8446	0,6759	0,4346
40	0,15736	0,4823	0,7139	0,7668	0,5813	0,3606
42	0,15672	0,4677	0,6693	0,6958	0,5012	0,3008
44	0,15600	0,4529	0,6268	0,6312	0,4334	0,2524
46	0,15520	0,4381	0,5863	0,5727	0,3758	0,2130
48	0,15434	0,4233	0,5481	0,5199	0,3270	0,1808
50	0,15340	0,4087	0,5122	0,4722	0,2855	0,1543
52	0,15239	0,3942	0,4784	0,4292	0,2501	0,1323
54	0,15131	0,3799	0,4468	0,3906	0,2198	0,1142
56	0,15017	0,3659	0,4174	0,3559	0,1939	0,0989
58	0,14897	0,3522	0,3899	0,3246	0,1716	0,0826
60	0,14771	0,3388	0,3644	0,2966	0,1524	0,0754
62	0,14639	0,3259	0,3407	0,2714	0,1359	0,0663
64	0,14503	0,3133	0,3187	0,2488	0,1215	0,0586
66	0,14363	0,3012	0,2984	0,2284	0,1090	0,0519
68	0,14218	0,2895	0,2795	0,2100	0,0981	0,0463
70	0,14071	0,2782	0,2621	0,1935	0,0886	0,0414



Т а б л и ц а III (окончание)

$E_\nu/M$	0,25	0,50	0,75	1,00	1,50	2,00
72	0,13920	0,2674	0,2460	0,1786	0,0802	0,0371
74	0,13766	0,2571	0,2311	0,1652	0,0729	0,0335
76	0,13611	0,2472	0,2173	0,1530	0,0664	0,0303
78	0,13454	0,2377	0,2046	0,1420	0,0607	0,0275
80	0,13296	0,2287	0,1928	0,1320	0,0556	0,0250
82	0,13137	0,2200	0,1819	0,1230	0,0511	0,0228
84	0,12979	0,2118	0,1718	0,1148	0,0471	0,0209
86	0,12820	0,2040	0,1625	0,1073	0,0435	0,0192
88	0,12661	0,1965	0,1539	0,1005	0,0403	0,0177
90	0,12504	0,1895	0,1459	0,0943	0,0374	0,0164

Кривая III учитывает роль возможного промежуточного бозона с массой, равной  $840 M_{эв}$ . Формально роль его эквивалентна некоторому изменению формфактора. Этот случай не обладает какой-либо резко выраженной специфичностью, на основании которой можно было бы относительно уверенно судить о наличии промежуточного мезона.

Позднейшие данные о протонных формфакторах [30] показали, что в то время как магнитный формфактор быстрее падает к нулю в области больших передач импульсов, зарядовый формфактор выходит на плато со значением вблизи  $^1 \sim 0,42$ . Каббиво [59] пересчитал сечения для рассматриваемых эффектов ( $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ ;  $\nu + n \rightarrow p + e^-$ ) с учетом существования такой «сердцевины» (core) у протона, экстраполируя результаты измерений в области больших энергий. В табл. IV приведены результаты этих вычислений.

Уже в первых оценках Факирова эффективности  $\pi$ -мезонных пучков, возникающих на ускорителях при формировании нейтринного пучка, оказалось, что геометрические факторы (угловое распределение  $\pi$ -мезонов) делают выгодным расположение детектирующей нейтрино мишени в непосредственной близости от  $\pi$ -мезонного источника. «Геометрический фактор», рассеивающий нейтрино, оказывается более

<sup>1</sup> Строго говоря, пока можно лишь констатировать некоторое замедление уменьшения соответствующих экспериментальных величин, хотя в дальнейшем появление плато в области больших значений передаваемых импульсов не исключено.

Таблица IV

$E_{\nu}/m$	$\alpha$		$\beta^1$	
	$\sigma_{\nu} \cdot 10^{38}$	$\sigma_{\tilde{\nu}} \cdot 10^{38}$	$\sigma_{\nu} \cdot 10^{38}$	$\sigma_{\tilde{\nu}} \cdot 10^{38}$
0,43	0,60	0,15	0,60	0,15
0,62	0,75	0,22	0,75	0,22
0,89	0,925	0,29	0,865	0,31
1,28	0,845	0,38	1,024	0,44
1,84	0,832	0,46	1,31	0,60
2,66	0,81	0,53	1,68	0,81
3,83	0,79	0,56	2,48	0,97
5,52	0,76	0,59	3,69	1,72

мощным, чем уменьшение числа нейтрино из-за того, что на близких расстояниях от  $\pi$ -мезонного источника успевают распасться лишь часть  $\pi$ -мезонного потока. Это было причиной того, что пришлось обратиться к рассмотрению возможностей, которые могла бы дать магнитная фокусировка  $\pi$ -мезонного пучка.

Было предположено, что с помощью магнитных линз можно создать пучок монохроматических  $\pi$ -мезонов.

Вычисления числа событий  $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$  были проведены в случаях:

- линейного монохроматического пучка  $\pi$ -мезонов;
- широкого пучка  $\pi$ -мезонов.

В последнем случае такой пучок описывался фазовой плотностью распадающихся  $\pi$ -мезонов, заданной в виде функции

$$\rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{k}) = \begin{cases} \frac{J}{V_{\pi}} \delta(\vec{k} - \vec{p}_{\pi}) e^{-\frac{(\vec{p}_{\pi} \vec{x})}{p_{\pi} V_{\pi} \tau (\epsilon_{\pi})}}; & \text{в } V_{\pi} \\ 0 & \text{вне } V_{\pi}, \end{cases}$$

где  $J$  — начальный поток на единицу поверхности,  $V_{\pi}$  — цилиндрическая область радиуса  $b$  с осью, параллельной

<sup>1</sup>  $\alpha$  обозначает сечения, вычисленные с формфактором (56),  $\beta$  — сечения с формфактором, выходящим на константу, в области больших  $q^2$ .

$\vec{p}_\pi$  (рис. 8); детектор здесь изображен в виде диска толщиной  $dl$  и радиусом  $a$ . Оси диска и пучка совпадают.

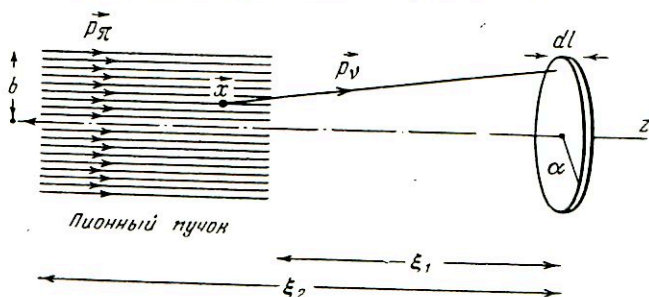


Рис. 8

Если положить  $a = b = 0,5$  м и  $I = J\pi a^2 = 10^8$   $\pi$ -мезонов/сек,  $\epsilon_\pi = 4,2$  Бэв<sup>1</sup>, объем детектора  $v_{\text{диск}} = 0,52\text{м}^3$ ,  $\sigma_p = 1,2 \cdot 10^{24}$  протонов/см<sup>3</sup>, то при расположении детектора на расстоянии 50 м от источника  $\pi$ -мезонов и 25 м расстояния от источника до защитной стены, поглощающей  $\pi$ -мезоны, число  $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$  событий в сутки выражалось цифрой  $n = 0,075$  событий/сутки.

Принимая во внимание идеализированный характер магнитной фокусировки, полученные числа не выглядели слишком оптимистично и не возбуждали желания слишком настойчиво рекомендовать этот эксперимент для конкретного обсуждения экспериментаторов. К тому же, к этому времени (весна 1959 г.) стало известно, что Понтекорво для экспериментального решения вопроса о  $\nu_\mu - \nu_e$  — нейтрино предлагает эксперимент с нейтрино малых энергий ( $\sim 35$  Мэв) и на машинах средних энергий (до 700 Мэв), где большая интенсивность  $\pi$ -мезонного пучка может быть легче обеспечена. Преимущества предложения Понтекорво были очевидны.

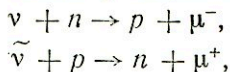
Но фактически успех был достигнут не на легчайшем пути: эксперимент был выполнен на ускорителе именно большой энергии [61]. Интенсивность протонного пучка была

<sup>1</sup> При соударении  $10^7$  Бэв'ного протона с нуклоном по оценке [60] рождается  $\sim 0,05$   $\pi$ -мезонов в интервале энергий 3,7—5,1 Бэв ( $\epsilon_\pi = 4,2$  Бэв), так что указанный поток  $\pi$ -мезонов этих энергий возникает от потока  $\sim 2 \cdot 10^{11}$  протонов/сек, когда 0,1 часть его поглотится в мишени с рождением  $\pi$ -мезонов.

на уровне  $2,4 \cdot 10^{11}$  протонов в импульсе при 3000 импульсов в час — это примерно соответствует  $2-4 \cdot 10^{11}$  протонов/сек.

Интересно, что минимальная интенсивность протонного пучка, с которой начинались оценки Шварца, принималась равной  $5 \cdot 10^{12}$  протонов/сек. Это на порядок больше той интенсивности, с которой эксперимент был выполнен.

Результаты эксперимента интерпретируются таким образом, что протекают именно реакции типа



т. е. реакции с рождением  $\mu^-$ -мезона, а не электрона от нейтрино, возникшего в результате распада  $\pi$ -мезонов. Отсутствие «электронных событий» ( $\nu + n \rightarrow p + e^-$ ) дает основание считать, что гипотеза  $\nu_\mu \neq \nu_e$  подтверждается данным экспериментом.

Главное достижение этого эксперимента заключается в том, что впервые на ускорителе измерено сечение  $\sim 10^{-38}$  см<sup>2</sup>.

Сенсационный результат, свидетельствующий в пользу гипотезы двух видов нейтрино, это уже «заслуга» природы, а не экспериментаторов. Хотя автор не может скрыть своих симпатий к гипотезе двух нейтрино, все-таки с окончательным суждением спешить вряд ли целесообразно<sup>1</sup> — слишком еще мала статистика в этом эксперименте и воз-

<sup>1</sup> Например, как указал Ямагучи [58], индуцированное псевдоскалярное взаимодействие (M. L. Goldberger and S. B. Treiman a. p. Phys. Rev. 111, 354 (1958)), которое характеризуется эффективной псевдоскалярной константой, пропорциональной массе заряженного лептона, ведет к заметному вкладу в сечения с образованием именно  $\mu$ -мезона от нейтрино.

Вклад этого, обычно неучитываемого взаимодействия достигает  $\sim 0,17 \cdot 10^{-38}$  см<sup>2</sup> для  $E_\nu/M_p = 1$  [58] и затем падает с энергией нейтрино (до  $0,05 \cdot 10^{-38}$  см<sup>2</sup> для  $E_\nu/M_p = 3$ ).

Правда, согласно этим оценкам, индуцированным псевдоскалярным взаимодействием, нельзя объяснить преимущественного появления  $\mu$ -мезонов в брукхавенских экспериментах. Но пока еще можно, применяя известные силовые усилия (гипотетически увеличивая константу псевдоскалярного взаимодействия), «тянуть» оценки в сторону преимущественного образования в рассматриваемой реакции  $\mu$ -мезонов и в теории с одним типом нейтрино (L. I. Lapidus, «On the Interpretation of High Energy Neutrino Experiments», препринт, Дубна, E-1120, 1962).

В последнее время появилась заметка [130], в которой приводятся аргументы, несколько усиливающие интерпретацию брукхавенских

можны всякие неожиданности с его интерпретацией. Кроме того, следует заметить, что слабым взаимодействием особенно «везет» в своеобразных ситуациях: когда-то экспериментально «подтверждалось» наличие производных в четырехфермионных взаимодействиях, и на наших книжных полках имеется книга [62], где теория  $\beta$ -распада изложена в аспекте идей Юлинебека-Конопинского. Затем эксперимент подтвердил теорию четырехфермионного взаимодействия в первоначальной форме Ферми.

Как известно, было время, когда эксперимент «подтверждал»  $S, T$  — вариант теории  $\beta$ -распада, и научное общественное мнение долго держалось  $S, T$  концепции слабых взаимодействий.

Правда, на этот раз хочется думать, что толкование брухгавенского эксперимента достаточно однозначно.

Дальнейшие нейтринные эксперименты призваны в первую очередь решать вопрос о существовании промежуточного мезона. От решения этого вопроса непосредственным образом зависят направления дальнейшего развития теории элементарных частиц: существует или не существует непосредственное четырехфермионное взаимодействие?

К сожалению, экспериментальные возможности решения этого вопроса зависят и от того, где (энергетически) лежит значение массы этого, пока гипотетического, промежуточного мезона ( $W$ ).

Если  $m_w$  находится где-то вблизи значения нуклонной массы, то уже продолжение введущегося нейтринного эксперимента на брухгавенском ускорителе решит вопрос.

Непосредственной ближайшей задачей этого эксперимента является выяснение природы уже теперь наблюдаемых

экспериментов в пользу существования двух типов нейтрино. В заметке дается нижняя оценка ожидаемого числа электронных событий, которые могли бы возникнуть только от векторной части взаимодействия, если существует только один тип нейтрино. В условиях брухгавенского эксперимента  $N_e > 12$ , что значительно больше наблюдаемого числа при самом либеральном отборе случаев. Конечно, здесь неожиданности не исключены.

Увеличение статистики и переход к большим энергиям нейтрино, где эффект индуцированного псевдоскалярного взаимодействия становится меньше, способны привести в большую ясность и обсуждаемую ситуацию.

В этой связи не потеряло свое значение и предложение Понтекорго — нейтринный эксперимент в области малых нейтринных энергий, т. е. эксперимент в пучке мюонных нейтрино с энергией ниже порога рождения  $\mu$ -мезона.

событий, которые, по сообщению авторов, консистентны с гипотезой промежуточного мезона.

Авторы в этом смысле уже насторожили общественное научное мнение публикацией пяти случаев, которые можно трактовать как события, свидетельствующие о распаде промежуточного мезона.

Два из них допускают трактовку  $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ , одно трактуется как распад  $W^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$ , одно событие допускает трактовку электронного распада промежуточного мезона  $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$ , а пятое событие, возможно, представляет собой  $W^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ .

Согласно оценкам [63], в условиях эксперимента должно было бы наблюдаться двадцать случаев типа  $\nu + p \rightarrow W^+ + \mu^- + p$ , если  $m_W = 0,6 m_p$ , и два случая, если  $m_W = m_p$ .

Если все пять указанных случаев в действительности являются случаями  $W$ -мезонов, то вероятнее всего  $m_k < m_W < m_p$ .

К сожалению, интерпретация  $W$  — случаев данного типа пока сильно неоднозначна. Пока неясна роль других процессов в условиях данного эксперимента, в частности в условиях искровой камеры, которые могли бы имитировать появление  $W$ -мезона.

Здесь имеются в виду, например, процессы типа

$$\nu + p \rightarrow \mu^+ + \pi^+ + p; \quad \nu_\mu + z \rightarrow z' + e^- + \mu^+ + \nu_e; \quad (\text{см. рис. 13})$$

$$\nu + n \rightarrow \mu^+ + \pi^- + n; \quad \nu + p \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + n;$$

$$\nu + p \rightarrow \Lambda^0 + \mu^+; \quad \nu + n \rightarrow \mu^+ + p + n;$$

$$\nu + p \rightarrow \Sigma^0 + \mu^+; \quad \text{и т. д. } \tilde{\nu} + n \rightarrow \mu' + p + \omega$$

$\swarrow$   
 $\mu^+ + \mu^-$

Недавно эффекты такого типа, именно

$$\begin{aligned} \nu + p &\rightarrow e^+ + \pi^+ + p; & \nu + n &\rightarrow e^- + \pi^+ + n; \\ \nu + n &\rightarrow e^- + \pi^0 + p; & \tilde{\nu} + p &\rightarrow e^+ + \pi^0 + n; \\ \tilde{\nu} + n &\rightarrow e^+ + \pi^- + n; & \tilde{\nu} + p &\rightarrow e^+ + \pi^- + p; \end{aligned} \quad (83)$$

были оценены, исходя из периферической модели [64]. Здесь учтены лишь некоторые диаграммы в векторном варианте слабых взаимодействий типа рис. 9.

Диаграммами типа (рис. 10) пренебрегалось.

Результаты численных вычислений приведены на рис. 11.

Все сечения рассматриваемых процессов (83) близки друг к другу.

В своих вычислениях авторы вводили для соответствующего узла диаграммы электромагнитный формфактор  $\pi$ -мезона согласно [65].

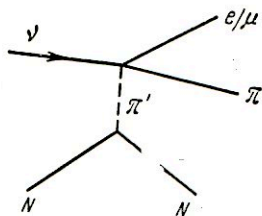


Рис. 9

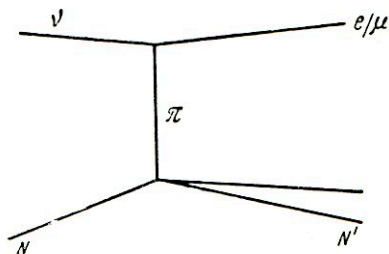


Рис. 10

Конечно, использование «умозрительного» электромагнитного формфактора  $\pi$ -мезона в конкретной форме [65] и экстраполяция его на как угодно большие импульсы не менее рискованна, чем, например, использование в асимптотической области хофштадтеровского формфактора в реакции  $\nu + p \rightarrow n + \mu$ , но какие-то суждения о порядках величин сечений, не слишком далеких от истинных, могут быть получены и на этом пути.

Большое количество каналов реакции типа (83), ряд неучтенных диаграмм, в частности, диаграмм (например типа рис. 12,  $N + \nu \rightarrow N' + \mu + \frac{p}{k}$ ) следует принимать во внимание при обсуждении уровня «фона» событий, обязанных различным неупругим процессам [66]. Несмотря на грубость оценок неупругих эффектов, все же делаются вероятными соображения, что в условиях брухгавенского нейтринного эксперимента уже могло бы наблюдаться несколько событий данного типа. В тех же условиях сечение процесса  $\bar{\nu} + p \rightarrow \Lambda^0 + \mu^+$  может достигать  $\sim 10^{-39} \text{ см}^2$  [140].

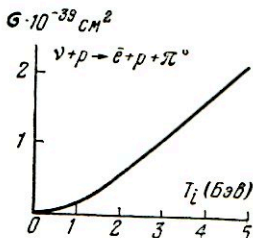


Рис. 11

Более того, как показывают оценки множественного рождения  $\pi$ -мезонов в нейтринно-нуклонных соударениях [64] (реакции типа  $\nu + N \rightarrow \pi + e + N + \pi$ ), уже среди наблюдаемых случаев нейтринно-нуклонных взаимодействий нельзя исключить единичные случаи эффектов парного

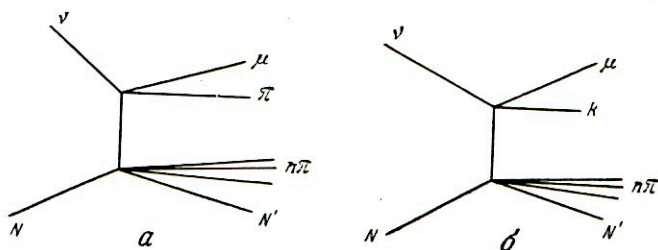


Рис. 12

рождения  $\pi$ -мезонов ( $\rightarrow \mu + \pi + \pi$ ). Согласно кривым рис. 13, эти сечения составляют доли процента от основного наблюдаемого сечения.

Оценка полюсных диаграмм множественного рождения  $\pi$ -мезонов на нуклоне, сопровождающих появление  $\pi$  и  $K$ -мезона (рис. 12а) и (12б), данная Нгуен Ван Хьеу [66], оказывается того же порядка, что и [64].

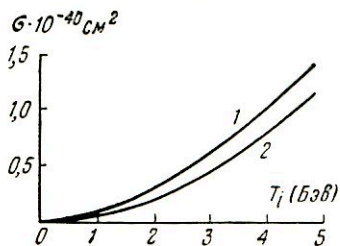


Рис. 13. Кривая 1 изображает сечения  $\nu + p$  и  $\bar{\nu} + n$ . Кривая 2 относится к сечениям  $\nu + p$  и  $\bar{\nu} + n$ .

равными  $10^{-40} \text{ см}^2$  для  $E_\nu = 2 \text{ Бэв}$  и  $5 \cdot 10^{-40} \text{ м}^2$  для  $E_\nu = 5 \text{ Бэв}$ .

Обращает на себя внимание высокая энергетическая зависимость сечений неупругих процессов в асимптотической области ( $\sigma \sim E^2$ ) [64], скорее всего обязанная грубым оценкам.



- Возможно, что при больших энергиях нейтрино сечения неупругих процессов действительно больше сечения  $\nu + N \rightarrow N + \mu$ .

Может быть, увеличение статистики и улучшения разрешающей способности средств наблюдения смогут дать однозначную интерпретацию  $W$ -событиям и в брукхавенском эксперименте.

Следует подчеркнуть, что не исключено, что наблюдение рождения пар  $W^+$ ,  $W^-$  от фотонов [67] в условиях Бостонского электронного ускорителя может оказаться более эффективным в решении проблемы, если  $m_w$  не превышает  $2m_p$ .

Здесь отбор  $W$  случаев по быстрым  $\mu$ ,  $e$  частицам, летящим «в обратном направлении», тем более эффективен, чем больше масса промежуточного бозона. Конечно, в наблюдении эффекта электромагнитного рождения  $W$ -мезонов, распадающихся по каналам  $\mu + \nu$ ,  $e + \nu$ , встретятся существенные трудности в наличии большого фона  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $e^+$ ,  $e^-$  пар. Но неясно, насколько эти трудности непреодолимы, если наблюдать продукты распада  $W$ -мезонов в «обратной полусфере», в «направлении назад». Эти вопросы требуют более внимательных рассмотрений и оценок.

К сожалению, эксперимент, в котором  $W$ -мезон продуцируется нейтрино ( $\nu + z' \rightarrow z' + \mu + W$ ), также не свободен от фона, затрудняющего идентификацию события. Эти затруднения возрастают при больших массах предполагаемого  $W$ -мезона. Другой важнейшей проблемой нейтринных экспериментов на больших ускорителях является выяснение вопроса о возможных формфакторах, подавляющих рост с энергией сечений слабых взаимодействий.

Брукхавенские экспериментальные данные пока не отвечают на этот вопрос.

В нейтринном пучке от 15  $B_{эв}$ 'ных протонов <sup>1</sup> главную роль играют нейтрино с  $E_\nu \sim 1 B_{эв}$ . Но при этих энергиях ожидаемое влияние формфактора на полное сечение в условиях эксперимента еще не является решающим <sup>2</sup>. Отбор

<sup>1</sup> Брукхавенский эксперимент [61] выполнен в нейтринном пучке от 15  $B_{эв}$ 'ных протонов.

<sup>2</sup> Измерение абсолютной величины сечения при данном одном значении энергии нейтрино не способно прояснить ситуацию, если  $E_\nu \cong \cong 1 B_{эв}$ . Для того чтобы уверенно судить о роли возможного формфактора в области  $E_\nu > 1 B_{эв}$ , необходимо проследить изменение сечения с ростом энергии  $E_\nu$  и точнее знать интенсивность нейтринного пучка.

случаев  $\nu + n \rightarrow p + \mu^-$  с большими  $\nu_\mu$  углами был бы более показательным.

Как следует из кривых рис. 7, почти трехкратное уменьшение сечений при угле  $(\nu_\mu) \sim 50^\circ$  может происходить за счет формфактора.

К сожалению, число нейтрино, возникающих в пучке протонов заданной энергии, быстро падает с энергией.

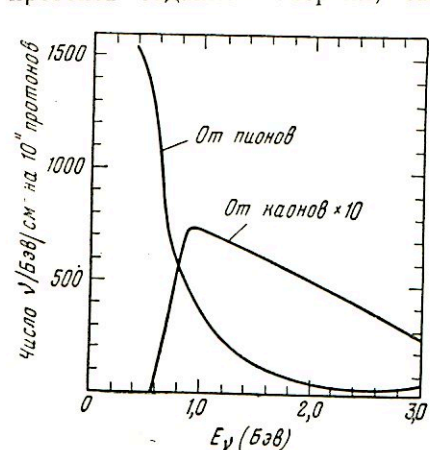


Рис. 14

Как видно из кривых рис. 14, ожидаемый в условиях брукхавенского эксперимента энергетический спектр нейтрино от 15 БэВ пучка протонов действительно быстро падает с энергией нейтрино.

Более чем в десять раз падает число нейтрино с  $E_\nu = 2$  БэВ по сравнению с числом нейтрино с  $E_\nu = 1$  БэВ, если иметь в виду нейтрино от распада  $\pi$ -мезонов. В области  $E_\nu = 2$  БэВ несколько больший

вклад в нейтринную интенсивность дают  $K$ -мезоны.

По кривым (14) можно было бы полагать, что в будущих ускорителях на большие энергии, нейтрино больших энергий будут поставлять в основном  $K$ -мезоны. Этот вывод, может быть, несколько поспешен<sup>1</sup>, так как экспериментальные данные о рождении частиц протонами больших энергий (космические лучи) пока очень скудны и они скорее свидетельствуют о том, что энергия первичных частиц в существенной части тратится на образование в отдельном акте  $\pi$ -мезонов. Возможно, что существование большого числа

Желательно иметь относительно аккуратные данные хотя бы для двух значений энергий  $E_\nu$ , например,  $E_\nu = 1$  БэВ и  $E_\nu = 3$  или 5 БэВ.

Правда, знание сечения в области  $E_\nu = 10$  БэВ, где при многих обсуждаемых формфакторах оно становится константой, было бы существенно для обсуждаемой проблемы.

<sup>1</sup> Однако при энергиях ЦЕРНовской машины ( $E_\pi \sim 30$  БэВ) роль нейтрино, возникших от распада  $K$ -мезонов, очень существенна (см. ниже).

резонансных состояний, быстро распадающихся на  $\pi$ -мезоны, сильно подавляет  $K$ -мезонный канал. Оценки нейтринной интенсивности в  $\pi$ -мезонном канале для различных энергий протонных пучков, превышающих предельные энергии работающих в настоящее время ускорителей [68], приведены на рис. 15.

Оценки эти основаны на относительной величине соответствующих фазовых объемов. Здесь  $T$  — энергия протона,  $k$  — энергия нейтрино ( $Bэв$ ),  $\nu$  — число нейтрино на одно протонное соударение с  $E_p > k$  при  $\theta = 0$ . Оценки даны для трех различных расстояний от мишени: 100, 50 и 30 м.

Кривые рис. 15 интересны в том смысле, что интенсивности нейтринного пучка с энергией  $\cong 1 Bэв$  в  $15 Bэв$ 'ном протонном ускорителе, в ускорителях с энергиями 70, 250 и 1000  $Bэв$  соответствуют нейтринные энергии, равные  $\cong 3$ ,  $\cong 10$  и  $\cong 20 Bэв$ .

Другими словами, если рассчитывать на нейтрино возникающие только от распада  $\pi$ -мезонов, то измерить сечение нейтринно-нуклонных взаимодействий там, где оно при принятых формфакторах работы [27] подходит к асимптотическому значению, удастся только на ускорителях 250—1000  $Bэв$ 'ных энергий.

Когда настоящая работа была подготовлена к печати, стало известно, что на международной конференции в Сиенне (ноябрь 1963 г.) были доложены результаты ведущегося в ЦЕРНе нейтринного эксперимента.

В свете этих данных оказалось, что прогнозы, изложенные на предыдущих страницах и основанные на оценке брукхавенских экспериментов, опять выглядят слишком пессимистичными. Опять эксперимент внес существенные коррективы.

В ЦЕРНе удалось настолько продвинуться дальше пионерского брукхавенского эксперимента, получить столь обширную, в некоторых случаях неожиданную информацию о взаимодействии нейтрино больших энергий с веществом, что, казалось бы, естественнее всего было бы заменить несколько последних страниц обзора совершенно новым текстом.

Такое логическое построение целесообразно для описания хорошо изученного круга явлений.

Исторический подход к сложившейся ситуации, когда сложные эффекты находятся в стадии интенсивного изуче-

ния, и это изучение еще весьма далеко от завершения, имеет свои поучительные стороны. Поэтому мы просто продолжим рассказ, сохраняя историческую последовательность.

Прежде всего, успех ЦЕРНовского эксперимента обеспечил технический прогресс в формировании нейтринного пучка: успешный вывод протонного пучка большой интенсивности из ускорителя, создание системы, осуществляющей магнитную фокусировку заряженных частиц, порождающих нейтрино (так называемый «рог»).

В условиях брукгавенского эксперимента в искровых камерах действительно была найдена аппаратура, адекватная поставленной задаче ( $v_p - v_e$ ). Для изучения многих дальнейших задач взаимодействия нейтрино высоких энергий с веществом искровые камеры в их современном виде (т. е. без дальнейшего существенного улучшения разрешающей способности их) уже не являются аппаратурой, адекватной новым проблемам. В условиях более высокой интенсивности ЦЕРНовского нейтринного пучка пузырьковая камера оказалась способной дать в ряде случаев более богатую информацию.

Правда, фреоновая пузырьковая камера и в этом смысле далека от идеала: явление разыгрывается на сложном ядре и интерпретация в ряде случаев не столь однозначна по сравнению с желательным и, видимо, будущими экспериментами на водородной пузырьковой камере или с водородными мишенями вообще.

В ЦЕРНовских опытах на пузырьковой камере уже зарегистрировано 136 событий, вызванных нейтрино.

На искровой камере число нейтринных событий достигает внушительной цифры 2000.

Из 68 событий пузырьковой камеры, которые авторы относят к упругим взаимодействиям ( $\nu + n \rightarrow \mu^- + p$ ), нет ни одного случая рождения от нейтрино электрона.

На 1150 соответствующих случаев возникновения  $\mu$ -мезонов в искровой камере примерно десять ( $13 \pm 5$ ) событий сопровождаются рождением электрона. Последние события естественно интерпретировать как события, возникающие от электронных нейтрино, появляющихся в  $K_{e3}$  распадах, примесь которых неизбежна в пучке заряженных частиц, формирующем нейтринный пучок.

Даже принимая во внимание все превратности судьбы истории наших представлений о слабых взаимодействиях, после церновских экспериментов, видимо, следует считать

существование двух типов нейтрино экспериментальным фактом.

Одно из важных и поучительных результатов церновских экспериментов — это четко выявившаяся возможность практически реализовать использование участка спектра нейтрино высоких энергий, возникающих в результате распада  $K$ -мезонов.

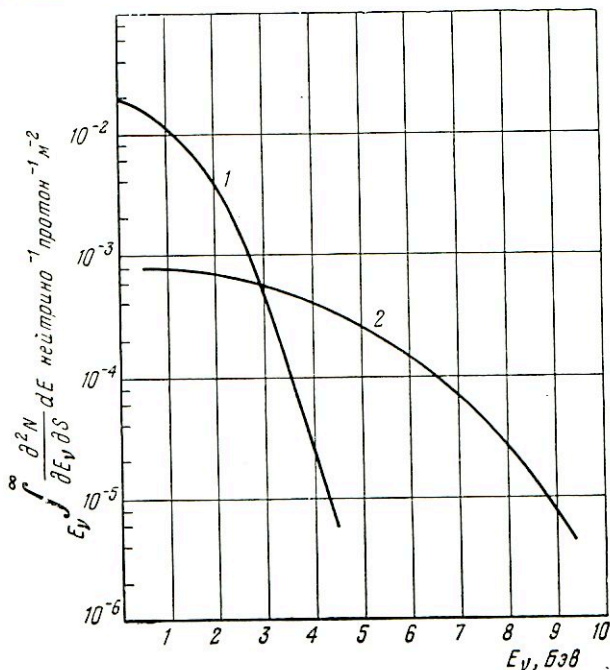
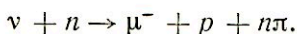


Рис. 15а. Нейтринные потоки, производимые 25 БэВ'ными протонами на бериллиевой мишени (расчет С. Ван-дер-Меера). Магнитный «рог» с током 300 кА; длина распадного туннеля  $r = 23,5$ ; толщина защиты 24,75 м; поглощение в мишени учитывается. Кривая 1 — от фокусированных  $\pi$ -мезонов; кривая 2 — от фокусированных положительно заряженных  $K$ -мезонов

Если в нейтринном спектре, возникающем от реального пучка 15 БэВ'ных протонов брукгавенского ускорителя, абсолютное число каонных нейтрино высокой энергии невелико, то, как показывают соответствующие кривые, полу-

ченные Ван дер Миром в условиях ЦЕРНовского ускорителя, нейтрино с энергией от 4 до 9 *Бэв* доставляются в основном (рис. 15а) распадами *K*-мезонов, число которых повышается в связи с увеличением общей интенсивности пучков, порождающих нейтрино.

Неожиданным образом оказалось, что этот высокоэнергичный, но относительно малоинтенсивный хвост нейтринного спектра эффективно используется в неупругих процессах. ЦЕРНовскими экспериментами открыт поразительно быстрый рост с энергией неупругих процессов, вызываемых нейтрино, т. е. процессов типа



Этот энергетический рост сечения дается экспериментальным выражением

$$\sigma_{inel} \sim 0,2E^2 10^{-38} \text{ см}^2,$$

где *E* выражена в *Бэв*.

Следует заметить, что квадратичный рост сечения неупругих процессов, если он продолжается до энергии 50—100 *Бэв*, мог бы быть замечен в подземном эксперименте, проведенном в Индии [86а].

Правда, это могло случиться лишь в том случае, если энергия возникающих в этом эффекте  $\mu$ -мезонов, достаточно велика. По данным черновских экспериментов действительно больше половины первичной энергии нейтрино уносится  $\mu$ -мезонами.

Возможно, что высокая энергетическая зависимость неупругих процессов сильно меняется (т. е. падает) при дальнейшем увеличении энергии нейтрино. Возможно также, что эта зависимость несколько переоценена — статистика еще не очень велика (18 случаев с  $E_\nu > 4 \text{ Бэв}$ ) и абсолютное значение интенсивности пучка нейтрино в различных участках спектра еще может содержать существенные неточности.

Не исключено, что при дальнейших уточнениях полное сечение (упругого и неупругого) восстановит линейную зависимость от энергии, которая будет продолжаться до критической энергии слабых взаимодействий, а дальше корректироваться учетом унитарности (затуханием начальных состояний) или обрестись при меньших энергиях от-

носителем большими значениями масс промежуточных мезонов.

Авторы экспериментов считают, что для упругих процессов уже можно констатировать наличие формфактора типа Ховштадтеровского.

Во всяком случае в связи с выявившейся существенной ролью каонных нейтрино в спектре нейтрино высоких энергий появилась реальная возможность, если не теперь, то в будущем экспериментально исследовать роль формфакторов слабых взаимодействий.

Что касается до оценки уже проведенных церновских экспериментов в отношении установления роли формфактора, то, говоря осторожнее, пока можно, видимо, утверждать только, что эти эксперименты не противоречат предположению о существовании формфакторов для упругих ( $\nu N \rightarrow \mu N'$ ) столкновений.

На сложном ядре выделение упругих и неупругих процессов — операция недостаточно однозначная.

Она станет более однозначной, когда эксперимент будет проведен на водороде и когда будут поняты процессы, ведущие к такому быстрому росту с энергией неупругих процессов.

Наметившаяся возможность кинематического анализа событий в пузырьковой камере: т. е. измерение импульса возникающего  $\mu$ -мезона и его направления по отношению к направлению нейтринного пучка и таким образом восстановления энергии первичного нейтрино, при дальнейшем увеличении статистики, может подтвердить сделанные выводы о формфакторах слабых взаимодействий.

Что касается до промежуточного мезона, то опыты с пузырьковой камерой не дают доказательства его существования. Опыты с искровой камерой свидетельствуют, что масса промежуточного мезона, если он существует, больше 1,3 *Бэв*.

К сожалению, идентификация  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов в искровых камерах пока что представляет известные затруднения.

Эта идентификация пока лишь статистическая: по числу рассеяний на пути прохождения частиц через камеру. Такой анализ дает десятки случаев, которые можно интерпретировать как парные рождения  $\mu$ -мезонов от нейтрино, один из которых появляется в результате распада промежуточного бозона. Указанные случаи выходят за пределы трех стандартных отклонений.

В какой мере эти случаи действительно указывают на существование промежуточного бозона, покажет будущее.

Открытый в ЦЕРНе быстрый рост сечений для неупругих процессов с возникновением  $\pi$ -,  $K$ -мезонов от нейтрино делает искровую камеру (в ее современном виде) прибором отнюдь не идеально приспособленным к идентификации  $W$ -событий.

Примерно 1—0,1% рожденных  $\pi$ -,  $k$ -мезонов распадается на одном сантиметре своего пути ( $N \sim (1 - N_0 e^{t/\tau_0}) \sim t/\tau_0$ ,  $\tau_0$  — среднее время жизни частицы,  $t$  — время, прошедшее с момента ее рождения).

Поэтому, если место выхода  $\mu$ -мезона из пластины искровой камеры не фиксировано с точностью, большей 1 см, то следует ожидать  $\sim 1$ —0,1%  $\mu$ -мезонных пар, имитирующих  $W$ -события. Правда, число  $\mu e$  пар этот эффект практически не увеличивает.

Надо сказать, что, естественно, имеется сильное желание открыть промежуточный мезон и никак нельзя недооценивать обратное влияние теории на результаты эксперимента.

Если физике существенным образом «не повезет», если масса промежуточного бозона окажется где-то вблизи десятков  $B\bar{e}v$ , то нейтринные эксперименты по обнаружению промежуточного мезона на ускорителях ультрабольшой энергии<sup>1</sup> станут все более и более трудными по причине возникновения новых каналов, имитирующих  $W$ -события. Электромагнитный же способ рождения  $W^+$ ,  $W^-$ -пар становится в этом случае тем удобнее, чем выше масса  $W$ -мезона. Вернее, в этом случае при наблюдении продуктов распада  $W$ -мезона ( $\mu$ ,  $e$ ) в обратном к падающему пучку  $\nu$ -квантов направлении, роль имитирующих эффектов ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ), ( $e^+$ ,  $e^-$ ) становится все меньше и меньше.

Целесообразно искать и новые возможности для детектирования  $W$ -мезонов в области больших значений их масс ( $m_W > 2m_n$ ). Очень интересна реакция



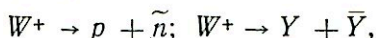
Эта реакция в принципе дает возможность кинематического анализа. В области  $m_W \sim 1,1m_n$  при энергиях протона

<sup>1</sup> В этом случае промежуточный мезон может оказаться для экспериментальной физики своеобразным «белым слоном», разорившим не одного индийского магараджу.



$\sim 4$  Бэв сечения процесса [155] достигают значений  $10^{-34}$  см<sup>2</sup>. Может быть, не безнадежно, таким образом, на фоне сильных взаимодействий детектировать возникновение  $W$ -мезона.

Следует подчеркнуть, что при  $m_W > 2m_n$  возникают новые каналы распадов:



что в некоторых случаях может оказаться удобной возможностью для идентификации событий.

## § 6. ВОЗМОЖНОСТИ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Представляют значительный интерес нейтринные эксперименты в области энергий нейтрино  $10^{10} - 10^{12}$  эв. Ускорительная техника еще не скоро предоставит возможности для подобных экспериментов.

Как показывают оценки (рис. 15б), при интенсивности протонного пучка  $10^{11}$  протонов/сек только в протонных ускорителях с энергией 250 Бэв интенсивность нейтринного пучка с  $E_\nu \geq 10$  Бэв примерно соответствует интенсивности нейтринного пучка с  $E_\nu \gtrsim 1$  Бэв в условиях брукгавенского эксперимента. 1000 Бэв'ный протонный ускоритель соответственно повышает энергию нейтринного пучка только до 20 Бэв<sup>1</sup>.

Чтобы получить обсуждаемую интенсивность нейтринного пучка с энергией  $4-5 \cdot 10^{10}$  эв от протонного ускорителя в 1000 Бэв, необходимо порядка на два поднять интенсивность протонного пучка (до  $10^{13}$  протонов/сек). Эти оценки показывают, что при проектировании будущих протонных ускорителей предельно больших энергий целесообразно потратить даже значительные усилия в достижении интенсивности протонного пучка  $10^{13}$  протонов/сек. Эксперимент

---

<sup>1</sup> Речь идет о нейтрино от распада  $\pi$ -мезонов.  $K$ -мезоны существенно меняют оценки (см. выше) при ЦЕРНовских энергиях. При более высоких энергиях протонов ситуация с относительными сечениями рождения  $K$ - и  $\pi$ -мезонов пока не ясна: таких экспериментальных данных, на основе которых можно рассчитать нейтринный спектр, пока нет.

с нейтрино обсуждаемых энергий и интенсивностью вряд ли можно будет выполнить на ускорителях раньше, чем лет через десять.

Следует также подчеркнуть, что трудности нейтринного эксперимента в области больших нейтринных энергий ( $E_\nu > 10$  Бэв) сильно возрастают: медленнее распадаются  $\pi$ -мезоны высоких энергий, большие расстояния до нейтринных детекторов ведут к потерям интенсивностей в нейтринном пучке на единицу поверхности детектора. Энергетический спектр  $\pi$ -мезонного пучка в области предельно высоких энергий беден по своей интенсивности.

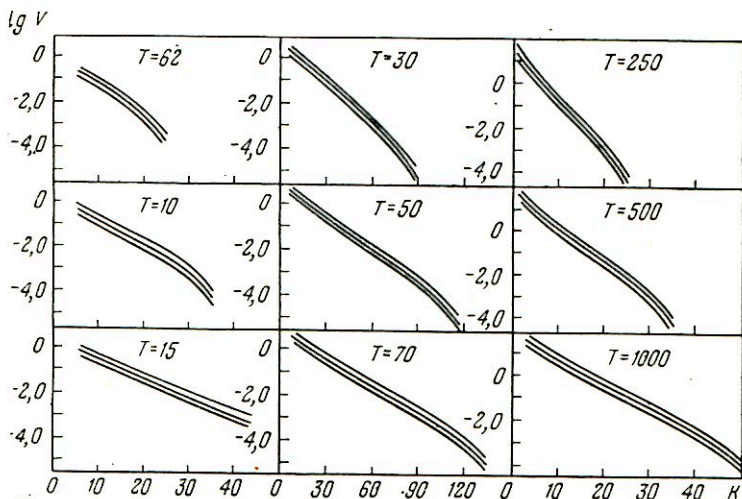


Рис. 15 б

Большое преимущество ведущегося нейтринного эксперимента для изучения слабых взаимодействий — это чистота нейтринного пучка за защитной стеной, поглощающей все другие виды излучения.

Но  $\mu$ -мезоны с энергией  $2 \cdot 10^{11}$  эв проходят толщю воды, равную одному километру. Другими словами, при энергиях нейтрино такого же порядка возникнут серьезные затруднения с  $\mu$ -мезонным фоном.

Если окажется, что промежуточный мезон имеет массу значительно большую, чем масса нуклона (скажем,  $m_W = 10m_N$  или  $100m_N$ ), то нейтринный способ обнаружения промежуточного мезона окажется осложненным многими

обстоятельствами. Да и само сечение рождения промежуточного мезона от нейтрино довольно быстро падает с увеличением массы  $W$ -мезона.

На поверхность земли падает поток нейтрино высокой энергии, возникающий от распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, которые генерируются в атмосфере протонами космических лучей.

Энергетический спектр рассматриваемого потока нейтрино можно получить по соответствующему экспериментальному спектру  $\mu$ -мезонов, предполагая, что все наблюдаемые в космических лучах  $\mu$ -мезоны возникают от распада  $\pi$ -мезонов. В этих оценках игнорируется погрешность, связанная с той частью потока  $\mu$ -мезонов, которая возникает от распадов  $K$ -мезонов. Последнее допущение несколько обедняет высокоэнергетическую часть нейтринного спектра.

При распаде  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  в собственной системе координат нейтрино уносит примерно 30% собственной энергии  $\pi$ -мезона. При распаде  $K$ -мезона этот процент повышается до 90%.

Во всяком случае, считая  $\pi$ -мезоны единственным источником  $\mu$ -мезонов, мы не завышаем потоки нейтрино высокой энергии.

Энергетический спектр рассматриваемого потока имеет практически свою собственную верхнюю границу; очень быстрые  $\pi$ -мезоны, возникшие в пределах земной атмосферы из-за релятивистского увеличения времени жизни, не успеют распасться. Они, долетая до плотных слоев земного вещества, теряют свою энергию в результате сильных и электромагнитных взаимодействий. Этот «естественный предел» лежит где-то около  $E_\nu \sim 10^{12}$  эв («свободный путь» — 30 километров).

Своеобразные возможности нейтринного эксперимента в космических лучах заключаются в том, что малая величина сечения взаимодействия нейтрино с веществом позволяет проектировать опыт глубоко под землей, выделяя реакции (с образованием  $\mu$ -мезонов, а может быть, и электронов) от нейтрино, идущих из «нижней полусферы», т. е. проходящих всю землю.

Такая постановка в принципе может полностью исключить «фон» от космических лучей.

Все известные частицы в космических лучах, кроме нейтрино, поглощаются на пути десятков километров вещества и, таким образом, полностью экранируются планетой, если глубина, на которую помещена регистрирующая уста-

новка, конечно, достаточна, чтобы можно пренебречь маловероятным процессом рассеяния  $\mu$ -мезонов большой энергии «назад», которое в принципе способно имитировать искомый эффект.

Другая, может быть, наиболее существенная особенность проявления конкретного эффекта  $\nu + N \rightarrow N' + \mu$  в условиях космического эксперимента заключается в том, что регистрирующая установка собирает наблюдаемый эффект с грандиозных толщин вещества, лежащих под установкой.

Действительно,  $\mu$ -мезоны теряют свою кинетическую энергию, в сущности, только на ионизацию вещества.  $\mu$ -мезоны с начальной энергией, равной  $10^{11}$  эв, проходят толщи вещества, эквивалентные по поглощающей способности примерно пятидесяти атмосферам или полукилометровому слою воды. Примерно с «мишени» такой толщины, со слоев земли такой толщины, лежащими под регистрирующей  $\mu$ -мезоны установкой, практически должен собираться обсуждаемый эффект.

Хотя энергетический спектр нейтрино быстро падает с энергией, указанный эффект накопления  $\mu$ -мезонов в глубинных слоях под установкой приводит (при предположении линейного роста сечения с энергией) к тому, что наблюдаемый счет событий оказывается чувствителен к верхней границе энергетического спектра нейтрино. Именно эта своеобразная особенность наблюдения эффекта возникновения  $\mu$ -мезона от взаимодействия нейтрино с веществом делает его очень удобным для проверки предположения о линейном росте сечения с энергией.

Третья существенная особенность космического эксперимента заключается в принципиальной возможности использования, в условиях хорошего экранирования, подземной установки больших площадей детектирующих устройств, порядка нескольких сотен квадратных метров.

Эти перечисленные своеобразные особенности космического эксперимента, как показывают детальные оценки, делают в принципе его возможным, хотя и трудно осуществимым.

Трудность его осуществления скорее чисто психологическая: физики, работающие на ускорителях, уже привыкли к индустриальному характеру современного эксперимента. Эксперимент физики космических лучей, в сущности, только теперь начинает индустриализироваться. Психоло-

гия физиков-экспериментаторов, работающих с космическими лучами, во многом определяется устаревшими масштабами эксперимента. Космические лучи могут еще внести существенный вклад в физику элементарных частиц, если эксперимент в этой области решительно модернизировать, придав ему масштабы современной ускорительной техники.

В первых работах, посвященных этому вопросу [29], [57], [69], нейтринный спектр определялся по экспериментальному  $\mu$ -мезонному спектру [70]. Аналитический вид нейтринного спектра аппроксимировался следующими выражениями:

$$f(E_\nu) dE_\nu = 5,5 \cdot 10^{-3} \frac{dE_\nu}{E_\nu^{2,5}} (1 \text{ Бэв} < E_\nu < 30 \text{ Бэв}); \quad (84)$$

$$f(E_\nu) dE_\nu = 6 \cdot 10^{-2} \frac{dE_\nu}{E_\nu^{3,2}} (30 \text{ Бэв} < E_\nu < 300 \text{ Бэв}).$$

Пробег ( $R$ )  $\mu$ -мезона в грунте ( $z = 10$ ,  $A = 20$ , плотность  $\rho = 2$ ) можно принять равным

$$R = 2,3 \cdot E_\mu \cdot 10^2 \text{ см.} \quad (85)$$

Число счета  $\mu$ -мезонов в установке пропорционально пробегу  $\mu$ -мезона в грунте или на основании (85) пропорционально его энергии.

В отличие от  $\mu$ -мезона электрон благодаря своей малой проникающей способности быстро поглощается грунтом. Это значит, что счет эффекта  $\nu_\mu + N \rightarrow N + \mu$ , по сравнению со счетом эффекта  $\nu_e + N \rightarrow e + N$ , зависит от лишней степени  $E_\mu$ .

Наблюдение эффекта  $\nu_\mu + N \rightarrow N + \mu$  оказывается целесообразнее, чем наблюдение эффекта  $\nu_e + N \rightarrow N + e$ , если даже  $\nu_\mu \equiv \nu_e$ . Если  $\nu_\mu \neq \nu_e$ , то возможность регистрации электрона больших энергий окажется еще более бедной, так как нейтрино с большими энергиями ( $E_\nu \gg \gg 1 \text{ Бэв}$ ) возникают от распадов  $\pi$  ( $K$ -мезонов), т. е. они в основном должны быть мюонными нейтринами.

В рамках имеющихся экспериментальных фактов и теоретических представлений можно предполагать следующие

реакции для нейтрино и антинейтрино, возникающих от распадов  $\pi$ -мезонов:

$$\begin{aligned}
 a. & \nu_{\mu} + n \rightarrow p + \mu^{-},^1 \\
 b. & \bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow n + \mu^{+}, \\
 c. & \bar{\nu}_{\mu} + n \rightarrow \Sigma^{-} + \mu^{+}, \\
 d. & \bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \Sigma^{0} + \mu^{+}, \\
 e. & \bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \Lambda^{0} + \mu^{+}.
 \end{aligned}
 \tag{86}$$

Эти реакции могут сопровождаться рождением одного или многих  $\pi$ -мезонов, например,

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow p + \mu^{-} + n_{\pi}\pi,
 \tag{87}$$

где  $n_{\pi}$  — целое число.

Кроме того, возможно рождение  $K$ -мезонов при выполнении соответствующих правил отбора по странному числу.

$$\begin{aligned}
 \bar{\nu}_{\mu} + n & \rightarrow \Xi^{-} + \mu^{+} + K^{0} \\
 \nu_{\mu} + n & \rightarrow p + \mu^{-} + K^{0}
 \end{aligned}
 \tag{88}$$

и т. д.

Можно оценить возможности эксперимента с космическими лучами для проверки энергетической зависимости эффектов типа (86) в области энергий  $E_{\nu} \gg 1$  Бэв.

Сечение реакции (а) при  $E_{\nu} > 1$  Бэв можно взять в виде

$$\sigma_{\nu} \approx 1,5 \cdot 10^{-38} E_{\nu}.
 \tag{89}$$

Для реакции (в)  $\sigma$  в три раза меньше

$$\sigma_{\bar{\nu}} \approx 0,5 \cdot 10^{-38} E_{\bar{\nu}}.
 \tag{90}$$

Для остальных реакций (с), (d), (e) примем сечение также равное (90). Последняя гипотеза может, видимо, и не оправдаться, сечения для этих реакций могут оказаться еще меньше, но это обстоятельство не сильно изменит окончательный результат. Надо иметь в виду, что здесь не учитывается большое количество других каналов реакции типа (87) и (88) и т. д., которые эту погрешность («1/2 эффекта»), надо

<sup>1</sup> Обозначения  $\nu_{\mu}$  и  $\bar{\nu}_{\mu}$  здесь имеют лишь относительный смысл — здесь пока несущественно, что на самом деле является частицей и античастицей.

полагать, компенсируют, если даже она действительно имеет место.

Энергетический спектр  $\mu$ -мезонов в реакциях, вызываемых нейтрино, однородный, а в реакциях с антинейтрино  $\sim E_\mu^2$ , вернее —

$$\sim E_\mu \left( E_\mu - \frac{\mu^2}{2m} \right) dE_\mu. \quad (91)$$

Пробеги  $\mu$ -мезонов, рождающихся в этих эффектах, можно принять соответственно

$$R_1 = 2,3 \left( \frac{1}{2} E_\nu - E_{\text{thr}} + \frac{E_{\text{thr}}^2}{2E_\nu} \right) 10^2 \text{ см}, \quad (92)$$

$$R_2 = 2,3 \left( \frac{3}{4} E_{\bar{\nu}} - E_{\text{thr}} + \frac{E_{\text{thr}}^4}{4E_{\bar{\nu}}^3} \right) 10^2 \text{ см}^2. \quad (93)$$

Здесь  $E_{\text{thr}}$  — пороговая энергия; регистрируются установкой только  $\mu$ -мезоны с энергией  $E_\mu \geq E_{\text{thr}}$ . Ввиду возможного фона от рассеянных  $\mu$ -мезонов космических лучей  $E_{\text{thr}}$  нельзя брать малой. Нижнее допустимое значение  $E_{\text{thr}}$  можно получить из оценок фона для различных глубин локализации экспериментальной установки в земле. Дальнейшие расчеты приводятся для двух значений  $E_{\text{thr}}$ , равных соответственно 0,5 и 5 Бэв.

Число событий — поток  $\mu$ -мезонов ( $N_\mu$ ) через поверхность  $S$  в телесном угле  $\pi$  (в конусе с углом раствора  $120^\circ$ )

$$N_\mu = \pi \int (\sigma_\nu R_1 + 4\sigma_{\bar{\nu}} R_2) \frac{f(E_\nu)}{2} dE_\nu \rho \frac{N_{\text{Avog}}}{2} S, \quad (94)$$

где  $\sigma_\nu$  и  $\sigma_{\bar{\nu}}$  определяются выражениями (89) и (90),  $R_1$  и  $R_2$  — (92) и (93),  $f(E_\nu)$  — спектром нейтрино, согласно (84),  $\rho$  — плотность грунта, которая при подсчете событий полагается равной двум. Множитель  $1/4$  в выражении (94) возникает потому, что число  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  в спектре ( $E_\nu$ ) принято равным. Примерно одинаково также число нейтронов и протонов в грунте.

Если порог энергии регистрации  $\mu$ -мезонов выбрать равным 0,5 Бэв, то через площадь  $1000 \text{ м}^2$  пройдет (при принятых выше допущениях) 1 мезон за три дня. Если порог равен 5 Бэв (т. е. повышается в десять раз), то счет уменьшается лишь до 1 мезона за 5 дней. Эти оценки показывают,

что рассматриваемый эффект (т. е. счет событий) оказывается действительно чувствительным в верхней границе нейтринного спектра (84) и в принципе является пригодным для обнаружения роста сечений слабых взаимодействий в области  $E_\nu \sim 10^{11}$  эв, если он действительно существует.

Как известно, можно привести ряд аргументов в пользу того, что сечения (89) должны обрезаться при каких-то энергиях. Совершенно очевидно, что эти сечения не могут расти безгранично с энергией. Но остается вопрос: при каких энергиях  $E_\nu < 300$  Бэв начинается действительное существенное изменение энергетической зависимости сечений.

Экстраполяция экспериментальных данных относительно хофштадтеровского формфактора, использование его в качестве формфактора и для слабых взаимодействий ведет, согласно [27], к постоянному (не зависящему от энергии нейтрино) сечению ( $\sim 10^{38}$  см<sup>2</sup>).

При существовании такого формфактора будут подавляться передачи больших импульсов нуклону, и  $\mu$ -мезоны в системе центра инерции будут рождаться в конусе, направленном «вперед» (по направлению падающего  $\nu$  или  $\bar{\nu}$ ), сужающемся с ростом энергии.

Тогда энергия  $\mu$ -мезонов в лабораторной системе близка к энергии нейтрино и антинейтрино, и их пробег можно оценить как

$$R_1 = R_2 = 2,3 \cdot (E_\nu - E_{\text{thr}}) 10^2 \text{ см.} \quad (95)$$

По формуле, аналогичной (94), находим, что в случае такого существенного изменения взаимодействий на нуклонной длине одно событие (появление  $\mu$ -мезона) может быть отмечено установкой (с теми же параметрами, о которых шла речь выше) за 30 дней. Другими словами, при продолжающемся росте сечения с энергией, поток  $\mu$ -мезонов через поверхность детектора больше примерно в 10 раз.

Строго говоря, в обсужденном нами эксперименте с космическими нейтрино измеряется не эффект «упругого» процесса



а в сущности дело идет об измерении полного сечения  $\nu_\mu + N \rightarrow N' + \mu + \text{все}$ , что только может быть.



Не исключено, что большое количество каналов новых реакций, возникающих с ростом энергии нейтрино, вносит столь существенный вклад в полное сечение, что этот эффект в целом может линейно расти с энергией до значений, близких к критическим, и даже при учете всех естественных, динамически деформируемых формфакторов в каждом из этих каналов.

### Промежуточный бозон

Если слабые взаимодействия действительно идут через гипотетический промежуточный бозон  $W$  с массой  $m_W > m_k$ , распадающийся, в частности, по схеме

$$W^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu(\bar{\nu}); W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu(\bar{\nu}),$$

то, видимо, наиболее пригодным эффектом для обнаружения  $W$ -мезона являлся бы эффект рождения  $W$ -мезона от нейтрино в кулоновском поле ядра [28] 1.

$$\begin{aligned} \nu + x &\rightarrow W^+ + \mu^- (e^-) + x' \rightarrow \mu^+ + \mu^- (e^-) + \nu' + x' \\ \text{или} & \quad e^+ + \mu^- (e^-) + \nu' + x'; \quad (96) \\ \bar{\nu} + x &\rightarrow W^- + \mu^+ (e^+) + x' \rightarrow \mu^- + \mu^+ (e^+) + \nu' + x' \\ \text{или} & \quad e^- + \mu^+ (e^+) + \nu' + x'. \end{aligned}$$

Здесь через  $x$  обозначено ядро с зарядом  $z$ .

Часть эффекта, обязанная  $z^2$  — зависимости сечения, дается выражением

$$\sigma = \frac{1}{6\pi} \frac{z^2}{\sqrt{2}} \frac{G_W}{(137)^2} \left( \ln \frac{2E_\nu q_0}{m_W^2} \right)^3,$$

$$\text{при} \quad E_\nu \gg \frac{m_N^2}{2q_0} \simeq 2 \text{ Бэв.} \quad (97)$$

В (97) принято для промежуточного бозона значение его массы, равное массе  $K$ -мезона. Т. е. принято для оценок наименьшее из допустимых значений масс гипотетического промежуточного бозона.

Можно считать, что формулой (97) оценивается эффект от спектра нейтрино с  $E_\nu > 10 \text{ Бэв}$ . Полагая  $z = 10$ , можно

1 См. также: Б. Понтекорво и Р. Риндини. Киевская конференция по высоким энергиям, 1959.

при принятых параметрах сечение (97) записать в виде:

$$\sigma = 10^{-36} (\ln^{1/2} E_\nu)^3. \quad (98)$$

Поток  $\mu$ -мезонов от слоев грунта, лежащего под установкой, продуцируемый участком нейтринного спектра с  $E_\nu \geq 10$  Бэв, можно выразить формулой

$$N_\mu = 3\sigma_0 \frac{N_{\text{Avog}}}{A} \rho \cdot 2,3 \cdot 10^2 S \int_{10}^{300} f_-(E_\nu) \frac{1}{3} \left( E_\nu - 2E_{\text{thr}} + \frac{E_{\text{thr}}^2}{E_\nu} \right) (\ln^{1/2} E_\nu)^3 dE_\nu. \quad (99)$$

Если  $S = 10^3 \text{ м}^2$  и энергия регистрируемых  $\mu$ -мезонов  $E_\mu > 1$  Бэв ( $E_{\text{thr}} = 1$  Бэв), то число отсчетов оказывается, по (99), равным двум в день.

Следует еще раз подчеркнуть своеобразие  $\nu + N \rightarrow \mu + N'$  эффекта в условиях эксперимента в космических лучах.

Если бы тот же эффект от того же нейтринного спектра собирался с мишени толщиной в один метр той же площади, то число отсчетов оказалось бы в 30 раз меньшее в случае промежуточного бозона<sup>1</sup>.

Иначе говоря, «накапливание»  $\mu$ -мезонов в «подушке» под установкой в этом случае дает примерно тридцатикратное увеличение эффекта. Естественно, что для электронов ( $\nu + N \rightarrow N' + e$ ) с их малым пробегом отсчет событий существенно уменьшается.

Как показывают оценки в случае существования промежуточного мезона с массой, меньшей нуклонной или линейного роста сечений  $\nu N$  с энергией, счет числа возникающих событий ( $\mu$ -мезонов) может быть одинаковым. Но эти два эффекта могут быть различимы. Эффекты эти качественно различаются тем, что в первом случае в реакции  $\nu + N \rightarrow N' + \mu$  возникает один  $\mu$ -мезон, во втором случае — ( $\nu + x \rightarrow W^+ + \mu^- + x' \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu' + x'$ ) возникает пара  $\mu$ -мезонов.

Таким образом, регистрация  $\mu$ -мезонных пар в обсуждаемом эксперименте может свидетельствовать о течении процесса через промежуточный  $W$ -мезон. Зависимость числа

<sup>1</sup> Раз в 15—20 меньше в случае прямого  $\nu + N \rightarrow \mu + N'$  взаимодействия.

событий от энергетического порога регистрируемых  $\mu$ -мезонов также различна для эффектов. Исследование этой зависимости также может явиться способом различения эффектов.

В принципе способом различения обсуждаемых эффектов является и исследование их  $z$ -зависимости.

Сечение (97) довольно быстро падает с увеличением значения массы  $m_W$  промежуточного мезона.

В оценках нейтринных потоков в космическом эксперименте не учитывались нейтрино, возникающие в атмосфере Земли от распада  $\mu$ -мезона.

Наиболее детальные расчеты нейтринных потоков в земной атмосфере приведены в работе Зацепина и Кузьмина [71]. Авторы показали, что в результате распадов  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  и  $\mu \rightarrow e + \nu + \tilde{\nu}$  образуются сравнимые потоки нейтрино. Учет потерь энергии  $\mu$ -мезонов до их распада слабо меняет интенсивность потока нейтрино от распада  $\mu \rightarrow e + \nu + \tilde{\nu}$ . Нейтринные потоки в атмосфере распределены анизотропно. Степень анизотропии <sup>1</sup>

$$\frac{P^\nu(E, \pi/2)}{P^\nu(E, 0)}$$

возрастет с ростом энергии нейтрино до  $10^{12}$  эв, стремясь примерно к 10 для  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  распада.

Для нейтрино от  $\mu \rightarrow e + \nu + \tilde{\nu}$  распада степень анизотропии для этих энергий достигает  $\sim 300$ .

Другими словами, на более длинном участке пути  $\mu$ -мезонов в атмосфере (наклонное падение) может распасться  $\mu$ -мезон большей энергии. Это также значит, что электронные нейтрино ( $\mu^- \rightarrow e + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ ) большой энергии следует ожидать «идущими с горизонта».

На рис. 16 изображены энергетические спектры нейтрино в вертикальном и горизонтальном потоках [72].

Приводимые расчеты, согласно [71], увеличивают по сравнению с оценками [69] вертикальный поток нейтрино с энергиями  $E_\nu \geq 1$  Бэв примерно в пять раз. Видимо, наибольшая погрешность в оценке нейтринного потока, возникающего в атмосфере Земли, присходит от неучета роли  $K$ -мезонов, но эта погрешность занижает интенсивность высокоэнергетической части нейтринного спектра. Что

<sup>1</sup>  $\theta = 0$  — вертикальное падение.

касается нейтрино высокой энергии ( $E_\nu > 1$  Бэв), идущих из глубин Вселенной, собственно космических нейтрино, то изотропная часть этого возможного излучения, видимо, значительно слабее по интенсивности нейтринного спектра, возникающего в атмосфере. По-видимому, есть основания полагать, что космические лучи образуются в оболочках новых и сверхновых звезд [73].

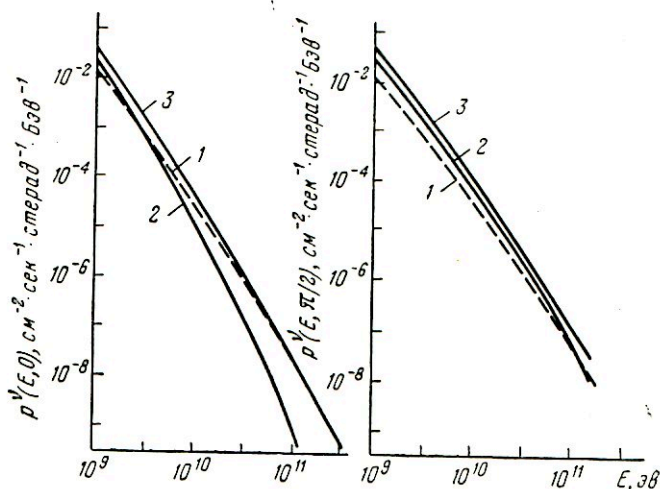


Рис. 16. Дифференциальные энергетические спектры нейтрино распадов  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  (кривая 1) и  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  (кривая 2) и суммарный (кривая 3) для углов  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi/2$ .

Согласно радиоастрономическим данным, в расширяющихся оболочках этих звезд много релятивистских электронов. В Крабовидной туманности энергия электронов в оболочке оценивается в  $10^{50} - 10^{53}$  Бэв ( $E_e > 0,25$  Бэв), причем спектр электронов падает как  $1/E - 1/E^{1,5}$ . Если электроны образовались в результате ядерных соударений, то на каждый электрон приходится три нейтрино примерно той же самой энергии. Согласно оценкам по максимальным данным (а также считая, что электроны накапливались 900 лет,  $R = 5 \cdot 10^{21}$ ,  $E_{\max} = 10^3$  Бэв), можно найти, что поток нейтрино высоких энергий из Краба на Земле мог бы иметь спектр  $\frac{3 \cdot 10^{-5}}{E} \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$ .

Наличие фотонов высокой энергии за границами атмосферы могло бы быть доводом в пользу существования по крайней мере таких же потоков истинно космических нейтрино.

Одна из своеобразных особенностей нейтринного эксперимента в космических лучах — это возможность использования колоссальных «мишеней». Так, в проектируемой установке Рейниса используется в качестве «мишени»  $10^9$  граммов воды [141]. Ввиду того, что в детектор  $\mu$ -мезонов значительная часть последних приходит из глубоких слоев Земли под регистрирующей установкой, кажется более целесообразной [71] схема, указанная на рис. 17.

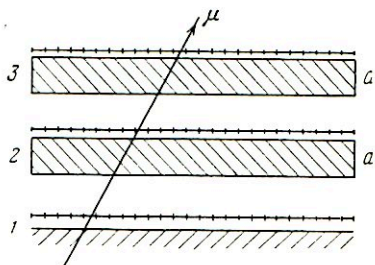


Рис. 17

Здесь 1, 2, 3 — мозаичные слои сцинтилляционных счетчиков, расположенные на достаточном расстоянии друг от друга, с помощью которых определяется траектория проходящего через установку  $\mu$ -мезона и измеряются относительные времена запаздывания, что позволяет выделить мезоны, идущие из нижней полусферы. Между сцинтилляторами располагается поглотитель, суммарная толщина которого определяет пороговую энергию регистрации  $\mu$ -мезона.

Одна из основных трудностей при проведении нейтринного эксперимента в космических лучах — это фон  $\mu$ -мезонного космического излучения. Эксперимент требует больших площадей и объемов подземных сооружений.

К сожалению, на планете нет подходящих пустот глубокого залегания. Поэтому целесообразно иметь оценки  $\mu$ -мезонного фона на глубинах порядка сотен метров.

Оценка  $\mu$ -мезонного фона для подземного нейтринного эксперимента были сделаны в работе Заставенко и Чилок [74].

На глубине  $4 \cdot 10^4$  г поток  $\mu$ -мезонов равен  $4,5 \cdot 10^{-5}$  частиц через  $1 \text{ см}^2$  в секунду, т. е.  $10^8$  частиц через  $100 \text{ м}^2$  за месяц. Взятое само по себе это число на семь — восемь порядков больше ожидаемого числа  $\mu$ -мезонов от нейтрино. Предполагается, что установка (см. рис. 17) отбирает  $\mu$ -мезоны, идущие «снизу вверх». Поэтому следует оценивать

лишь фон, образуемый теми  $\mu$ -мезонами, которые, рассеиваясь в грунте, могут настолько изменить свое направление, что способны дать ложный отсчет в установке приведенного типа.

В работе [74] рассматривались эффекты как однократного, так и многократного рассеяния  $\mu$ -мезонов, приводящие к изменению первоначального направления  $\mu$ -мезона на большой угол ( $\theta$ ).

Угловое и энергетическое распределение  $\mu$ -мезонов высокой энергии, приходящих «сверху», принималось в виде, равным

$$N_0 \frac{E^{-1,5}}{1 + \frac{E \cos \theta_3}{E_\pi}}, \quad (100)$$

где

$E_\pi = 100$  Бэв,  $\cos \theta_3 = \cos \theta$ , если  $\cos \theta \geq 0,125$ ;  $\cos \theta_3 = 0,125$ , если  $\cos \theta < 0,125$ ,  $N_0 = 0,033 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1} (\text{Бэв})^{1,5}$ .

Функция

$$\varphi(x, k, \tau),$$

дающая число  $\mu$ -мезонов в «обратном» конусе  $\tilde{n}n_0 < \tau$  на глубине  $x$  с энергией  $k$ , проходящее через  $1 \text{ см}^2$  за  $1 \text{ сек}$ , выражается в виде

$$\varphi(x, k, \tau) \approx 4\pi N_0 x^{-2,5} K(k\tau); \quad (101)$$

$K$  — некоторая функция, значение которой для  $k = 0,75, 1, 2, 3$  Бэв при  $\tau$  от  $-0,4$  до  $-0,9$  даны в табл. V. Значение  $x$  в формуле (101) дается в Бэв;  $x$  — ионизационные потери  $\mu$ -мезона на вертикальном отрезке пути в данную точку грунта.

Радиационные потери существенны для мезонов с энергией  $> 1000$  Бэв.

Эффект, в основном, как оказывается, определяется одним однократным рассеянием, с некоторой поправкой за счет многократного рассеяния.

На глубине  $4 \cdot 10^4 \text{ г/см}$ , т. е. при  $x = 80$  и  $4\pi N_0 x^{-2,5} = 7,2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-2} / \text{сек}^{-1}$ , для  $k$  (пороговая энергия) равна  $1$  Бэв и  $\tau = -0,7$ ,  $\varphi = 3 \cdot 10^{-14}$   $\mu$ -мезона за  $1 \text{ сек}$  через  $1 \text{ см}^2$  или  $3 \cdot 10^{-2}$   $\mu$ -мезона в месяц через  $100 \text{ м}^2$ .

Функции  $K(k\tau)$ 

$1/\kappa$ $\tau$	$4/3$	$1$	$1/2$	$1/3$
-0,4	$8,29 \cdot 10^{-7}$	$3,65 \cdot 10^{-7}$	$2,94 \cdot 10^{-8}$	$4,61 \cdot 10^{-9}$
-0,5	$2,52 \cdot 10^{-7}$	$9,47 \cdot 10^{-8}$	$4,28 \cdot 10^{-9}$	$3,20 \cdot 10^{-10}$
-0,6	$7,13 \cdot 10^{-8}$	$2,21 \cdot 10^{-8}$	$4,96 \cdot 10^{-10}$	$1,16 \cdot 10^{-11}$
-0,7	$1,78 \cdot 10^{-8}$	$4,24 \cdot 10^{-9}$	$3,52 \cdot 10^{-11}$	$1,71 \cdot 10^{-13}$
-0,8	$3,49 \cdot 10^{-9}$	$5,39 \cdot 10^{-10}$	$9,5 \cdot 10^{-13}$	$5,65 \cdot 10^{-16}$
-0,9	$2,90 \cdot 10^{-10}$	$1,16 \cdot 10^{-11}$	$3,23 \cdot 10^{-16}$	

## Резонансное рассеяние антинейтрино

Гипотеза промежуточного мезона ведет к своеобразному резонансному эффекту [75], способному на много порядков увеличить сечения слабых взаимодействий.

Сечение процесса неупругого рассеяния антинейтрино на электроны

$$\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\mu + \mu^-,$$

оцененное, согласно обычной теории четырехфермионного слабого взаимодействия, можно записать в виде:

$$\sigma_0 \approx \left( \frac{E_\nu}{m_e} \right)^2 10^{-45} \text{ см}^2, \quad (102)$$

где  $E_\nu$  — энергия антинейтрино, падающего на электрон в лабораторной системе координат.

Рассмотрение того же процесса через промежуточный мезон

$$\tilde{\nu} + e \rightarrow W^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$$

при некоторых энергиях антинейтрино радикально меняет оценку сечения. Именно сечение процесса увеличивается на 5—8 порядков в зависимости от значения массы

промежуточного мезона. Действительно, сечение в этом случае принимает типично резонансный характер:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{E_0^2}{(E_\nu - E_0)^2 + \Gamma^2}; \quad (103)$$

здесь  $E_0$  — резонансное значение энергии падающего нейтрино,

$$E_0 = \frac{m_W^2}{2m_e},$$

$\Gamma$  — обозначает резонансную ширину

$$\Gamma = \left( \frac{m_W}{m_e} \right) \frac{1}{\tau_W},$$

$\tau_W$  — время жизни промежуточного мезона,  $m_W$  — его предполагаемая масса,

$$\tau_W = \left( \frac{m_W}{m_N} \right)^3 \cdot 10^6 m_N^{-1} \hbar / c^2 \text{ sec}; \quad (104)$$

усредненное сечение вблизи резонанса оценивается в виде

$$\frac{1}{2\Delta} \int_{E_0-\Delta}^{E_0+\Delta} \sigma(E) dE \cong \frac{\pi}{4} \left( \frac{E_0}{\Delta} \right) \left( \frac{E_0}{\Gamma} \right) \sigma_0. \quad (105)$$

Оно зависит от квадрата константы связи  $W$ -мезонного поля с лептонным, которое принимается одинаковым в случае электронов и  $\mu$ -мезонов (гипотеза универсальности слабых взаимодействий).

Полагая  $m_W = m_K$ , где  $m_K$  — масса  $K$ -мезона, для резонансной энергии получаем значение  $2,3 \cdot 10^{11}$  эв и ширины  $\Gamma = 1,5 \cdot 10^5$  эв. Соответствующие значения величин для  $m_W = m_N$  ( $m_N$  — масса нуклона):  $E_0 = 9 \cdot 10^{11}$  эв и  $\Gamma = 2 \cdot 10^6$  эв.

Естественная ширина резонанса очень мала, но существенное уширение резонанса возникает от распределения скоростей электронов мишени. Для электронов со скоростями, равными  $\beta c$  в направлении падающего пучка антинейтрино, значение резонансной энергии смещается к величине

$$E'_0 = (1 + \beta)^{-1} E_0.$$



Таким образом, экспериментальное значение ширины резонанса приближенно оценивается выражением

$$\frac{\bar{z}}{137} E_0,$$

где  $\bar{z}$  — средний атомный заряд вещества мишени. В области резонансных энергий сечение для процесса, по оценкам Глешоу, возрастает на восемь порядков с  $10^{-40} \text{ см}^2$  до  $10^{-32} \text{ см}^2$ .

Принимая поток антинейтрино с энергией  $9 \cdot 10^{11} \text{ эв}$ , падающего на поверхность Земли (антинейтрино от распада  $\pi$ -мезонов) в виде  $10^{-11} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ Бэв}^{-1}$  и для  $E_\nu = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ эв}$  в виде  $10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ Бэв}^{-1}$ , автор указывает, что с одного квадратного метра площади, расположенного под землей (защита от фона), экспериментатор имеет возможность зарегистрировать соответственно два мезона ( $m_W = m_K$ ) или 0,1 мезона ( $m_W = m_N$ ) в день. Бартон [76] сообщает о результатах измерений мезонного потока, которые проводились на глубине, эквивалентной 5050 метров воды, в течение 21 дня с геометрической площади, равной  $0,08 \text{ м}^2$ . Поток  $\mu$ -мезонов большой энергии оказался меньше, чем  $0,5 \text{ м}^{-2}$  в день.

Автор приходит к выводу, что масса промежуточного мезона, если он существует, больше массы  $K$ -частицы.

Конечно, следует заметить, что статистика в том эксперименте пока очень бедная и пока преждевременно делать какие-либо окончательные суждения даже о массе промежуточного мезона, равной  $K$ -мезонной массе.

Более того, приведенные оценки ожидаемых в данном эксперименте величин основаны на предположении тождественности мюонного и электронного нейтрино.

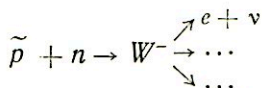
В противном случае (т. е., если  $\nu_\mu \neq \nu_e$ ) оценки нейтринных потоков, участвующих в реакции  $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$  в энергетической области рассматриваемых резонансов ( $10^{11} - 10^{12} \text{ эв}$ ), приводят к величинам, порядка на три меньшим, так как в этом случае в реакции участвуют лишь  $\nu_e$ -нейтрино (вернее, антинейтрино), возникающие в атмосфере лишь от распадов  $\mu$ -мезонов ( $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \tilde{\nu}_\mu$ ). Другими словами, если  $\nu_\mu \neq \nu_e$ , то ожидаемый эффект (образование промежуточного мезона) в случае  $m_W = m_K$  падает до 0,002 от мезона в день с одного квадратного метра площади мишени и до 0,0001 мезона в случае  $m_W = m_N$ . Если даже считать, что оценки

потоков нейтрино, приводимые Глешоу, занижены примерно на порядок [71], все равно опыты Бартона не дают пока оснований для заключения, что  $m_W > m_K$ .

Дальнейшие поиски резонансного эффекта в реакции  $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\mu + \mu^-$  крайне желательны. На установках с большими площадями мишеней ( $1000 \text{ м}^2$ ) можно ожидать около двух случаев в день (при  $m_W = m_K$ ) и 0,1 случая в день при  $m_W = m_N$ . Если принять во внимание, что оценки нейтринных потоков у Глешоу занижены <sup>1</sup> на порядок, то важность этого эксперимента становится очевидной.

Особенность этого эффекта заключается в том, что больше половины всех  $\mu$ -мезонов, которые возникнут от распада промежуточного бозона, будут с энергиями  $> 10 \text{ Бэв}$ . Необходимость для осуществления резонансного эффекта  $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$  нейтрино с энергиями  $> 10^{11} \text{ эв}$  приводит к тому, что этот эксперимент как бы самой природой предназначен специально для космических лучей <sup>2</sup>. Еще добрый десяток лет постановка подобного эксперимента окажется невозможной на ускорителях.

При массах  $m_W > 2m_n$  возникают новые возможности для резонансного рождения  $W$ -мезонов, именно



Сечение в резонансе

$$\sigma \sim \left( \frac{\hbar}{m_W} \right)^2 \sim 4 \frac{10^{-28}}{k^2},$$

где  $k = m_W/m_N$ .

При  $k = 3$  ширина  $\Gamma_{pn} \sim 10^3 \text{ эв}$  и увеличивается с ростом  $m_W$ , как

$$\Gamma_{pn} \sim \frac{(k^2 - 2)(k^2 - 4)^{1/2}}{k} 6 \cdot 10^2 \text{ эв}.$$

Движение нейтронов в ядре существенно выводит сечение из резонанса.

<sup>1</sup> Для сравнения с экспериментом и даже для планирования подобного эксперимента необходимы более тщательные оценки эффекта вообще. В интересной заметке Глешоу [75] эти оценки, в сущности, носят качественный характер.

<sup>2</sup> Данные работы [86] примерно на порядок улучшают результат [76].

В только что появившемся препринте [86a] развитие экспериментов, начатых в Индии [86], привело к дальнейшему улучшению результата порядка на два.

Возможно, что для поисков нейтральных промежуточных бозонов

$$\tilde{p} + n \rightarrow W^0 \begin{matrix} \nearrow \dots \\ \searrow \dots \end{matrix},$$

где в принципе выполнима точная энергетическая настройка ( $\tilde{p}$ ), этот эффект окажется существенным.

Пожалуй, следует коснуться и другой возможности для промежуточного бозона, когда последний может характеризоваться барионным числом.

Например,

$$\nu + n \rightarrow B \rightarrow e^- + p.$$

Хотя бозон с барионным числом неоднократно обсуждался в литературе [145], он в общественном научном мнении скорее пасынок. Во всяком случае лептонный промежуточный бозон, о котором шла речь выше, по сравнению с барионным бозоном оказывается явным фаворитом.

Для поисков последнего ставится очень трудный эксперимент. В то время как подтвердить или опровергнуть существование барионного бозона — задача порядков на пять более легкая, видимо, специально она не ставилась ни на одном из существующих ускорителей. Пути формирования научного общественного мнения неисповедимы. Отдавая известную дань общественному мнению, промежуточный бозон в этом обзоре упоминается, по существу, лишь в примечании.

Образование промежуточного барионного бозона в условиях осуществления резонанса рассмотрено Т. Киношита [146].

Принимая массу бозона  $m_b = 2300 m_e$ , можно получить сечение процесса

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

в резонансе  $\sim 7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ .

Резонансная энергия

$$E_n = (m_b^2 - m_n^2)/2m_n = 265 \text{ Мэв},$$

$$\Gamma_\nu = \frac{m_B}{m_n \tau_\nu} = 120 \text{ эв}, \quad \Gamma_\mu = 0,88 \text{ Гэв}.$$

Учитывая движение нейтронов в реальной мишени, можно прийти к выводу, что резонансные условия будут осуществляться в нейтринном пучке в энергетической области 210—330 *Мэв*.

Таким образом, эффективное сечение оценивается числом  $\sim 2 \cdot 10^{-32}$  *см*<sup>-2</sup>.

Этот, относительно простой эксперимент в свое время не привлек внимания экспериментаторов<sup>1</sup>.

При распаде обсуждаемого барионного промежуточного бозона могли бы возникать медленные  $\mu$ -мезоны,  $\mu$ -мезоны с энергией нескольких десятков *Мэв*.

Ссылка на нейтринные эксперименты типа брукгавенского, где подобные эффекты не отмечались, не всегда доказательна. Чтобы детектировать такие медленные  $\mu$ -мезоны, необходимо специализировать эксперимент.

Правда, существуют аргументы, которые при анализе экспериментов типа брукгавенского могут серьезно свидетельствовать против барионного промежуточного бозона.

Дело в том, что и вдали от резонанса при больших энергиях падающего на нуклон нейтрино возможны многочисленные, легко детектируемые неупругие процессы, т. е. имеется в виду образование промежуточного барионного бозона с испусканием  $\pi$ -мезона,  $\gamma$ -кванта или, например, антинуклона.

Если специфическая константа, характеризующая взаимодействие нуклона с барионным бозоном и нейтрино, равна квадратному корню из константы слабого взаимодействия, то перечисленные сечения эффектов будут содержать слабую константу в первой степени, а не в квадрате, как это характерно для сечений эффектов истинных четырехфермионных взаимодействий.

Поэтому сечения неупругого образования промежуточного барионного бозона (с испусканием  $\pi$ -мезона,  $\gamma$ -кванта) соответственно на пять или три порядка могли бы быть больше эффекта, детектируемого в брукгавенском эксперименте. Конечно, если масса барионного промежуточного бозона очень велика, то предыдущие соображения не исключают возможность его существования.

---

<sup>1</sup> Только недавно появилось первое экспериментальное исследование, посвященное этой проблеме: см. A. Astbury, K. Crowe. Phys. Rev. Lett., 11, 234 (1963).

Возвращаясь к идее промежуточного мезона вообще, следует заметить, что в принципе возможна и такая ситуация, которую трудно рассматривать иначе, как злую шутку природы над физиками-теоретиками. Здесь имеется в виду возможность существования связанного состояния между, например,  $\mu$ -мезоном и нейтрино, нуклоном и нейтриновом виде короткоживущего, например, векторного мезона <sup>1</sup>.

Другими словами, как в сильных взаимодействиях наряду с взаимодействием нуклонов с  $\pi$ -мезонным полем существует эффективное взаимодействие нуклонов с  $\rho$ ,  $\omega$ -полями, так и в слабых взаимодействиях наряду с истинным четырехфермионным взаимодействием могли бы существовать эффективные взаимодействия с таким образованием, как «промежуточный» мезон.

Естественно, что теоретики, умонастроение которых близко к идеям промежуточного бозона, пойдут по пути создания теории, исключив возможность непосредственных четырехфермионных взаимодействий.

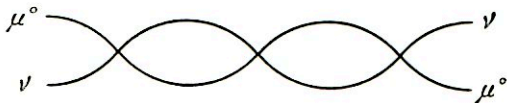
Многие экспериментаторы, всегда готовые к тесному сотрудничеству с теоретиками, найдут ряд дальнейших убедительных факторов в пользу такой концепции.

Распутать истинное положение со слабым взаимодействием в такой возможной ситуации потребует годы дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Возможно, что эксперименты в области нейтринных энергий значительно больших масс обсуждаемых «проме-

<sup>1</sup> Речь идет о связанных состояниях между двумя спинорными частицами, одна из которых может обладать очень малой или даже нулевой массой покоя.

Четырехфермионное взаимодействие в цепном приближении, графически изображаемом диаграммой вида



вообще говоря, способно привести к подобным состояниям: псевдоскалярным и векторным [19]. Масса такого бозона может быть значительной, если дело идет о взаимодействии неодетых частиц, обладающих большими начальными массами ( $m_{\mu}^0 \gg m_{\mu}^{\text{эксп}}$ ). Следует заметить, что в цепном приближении масса такого векторного бозона оказывается значительно больше массы псевдоскалярного бозона [19].

жучочных» мезонов смогут дать окончательные аргументы за или против существования истинного четырехфермионного взаимодействия.

Природа любит нетривиальным образом объединять взаимно исключающие, на первый взгляд, представления.

## § 7. НЕЙТРИННО-ЛЕПТОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для лептон-лептонных взаимодействий типа

$$\nu + e \rightarrow \mu + \nu$$

выражение для сечения в системе центра инерции имеет тот же вид (10).

Если относительно ограничения энергетического роста сечений четырехфермионных лептон-барионных взаимодействий имеются некоторые соображения, связанные со «структурой» нуклона, то подобные соображения для лептон-лептонных взаимодействий не имеют силы. Пока нет никаких экспериментальных указаний на существование какого-либо электромагнитного формфактора у электрона. При истолковании результатов экспериментов типа Хофштадтера электрон пока принимается точечным.

Если нейтринно-электронные взаимодействия не обрезаются какими-либо в настоящее время неизвестными причинами на расстояниях порядка нуклонных длин, то на меньших расстояниях из-за слабого ( $\nu_e$ ) и ( $\nu_\mu$ ) взаимодействия возникнет своеобразный формфактор, размазывающий электрический заряд [9].

Вокруг электрона возникает заряженное мюонное поле, которое образует распределение плотности электрического заряда электрона подобно тому, как пионное поле нуклона размазывает его электромагнитный заряд.

Четырехфермионные взаимодействия дают для потенциала такого поля выражение типа [77]

$$v \sim \left(\frac{l_0}{r}\right)^5 \frac{\hbar c}{l_0} e^{-\kappa r} \sim \left(\frac{l_0}{r}\right)^5 \frac{\hbar c}{l_0}, \quad (106)$$

где  $1/\kappa = \hbar/m_\mu c$ ,  $m_\mu$  — масса  $\mu$ -мезона.  $1/\kappa$  — мюонная длина определяет лишь быстрый спад поля на относительно больших расстояниях, где оно и так мало по причине малости критической длины  $l_0$ . Рассматриваемое заряженное

поле и соответствующая ему плотность электрического заряда в основном распределится по области  $r \sim l_0$ . Если сильные взаимодействия не подавляют слабые электронно-барионные взаимодействия, у электрона должен возникать формфактор, связанный с антипротонно-нейтронным полем и с заряженным барионным полем вообще.

Характерной чертой четырехфермионных взаимодействий является то обстоятельство, что область протяженности этих зарядовых облаков разной природы одна и та же, именно  $l_0$ . Несущественное различие, между ними лишь в скорости спадания в той области, где плотность заряда уже исчезающе мала. Это различие сводится к различию масс квантов заряженного поля, образующего данное облако вокруг электрона, к появлению в выражении (106) экспоненциального фактора  $e^{-\kappa_i r}$ , содержащего массу  $m_i$   $i$ -й частицы ( $1/\kappa_i = \frac{\hbar}{m_i c} \gg l_0$ ). Поскольку в данном случае

идет речь о виртуальных процессах, о диаграммах типа собственно энергетических диаграмм, то пока нет оснований считать, что вклады этих диаграмм в лептонно-барионном взаимодействии естественно подавляются сильными взаимодействиями уже в рамках существующего формализма.

Отвлекаясь от оптимистической точки зрения на трудности современной теории поля, предыдущие соображения целесообразно резюмировать таким образом.

В области  $r \sim 10^{-16}$  см можно ожидать появления специфического формфактора у электрона типа нуклонного (Хофштадтеровского) с очень сложной структурой зарядового облака. Если эти представления правильны, то в физический образ такой частицы, как электрон, вносят свой существенный вклад все остальные заряженные частицы всех масс.

Понятно, с каким интересом ожидаются результаты текущего опыта Пановского, где в эффекте рассеяния встречных электронных пучков проверяется электродинамика до длин  $3 \cdot 10^{-15}$  см. Если в этой области длин электродинамика действительно существенно нарушается, т. е. если уже в этой области возникают какие-то факторы, существенно «размазывающие» электрический заряд электрона, тогда станет более вероятным, что и слабые лептон-лептонные взаимодействия не могут играть существенную роль в структуре элементарных частиц вообще.

Если же формфактор электрона окажется действительно существенным только в области критических длин слабых взаимодействий, то этот результат будет в то же время значить, что слабые, по крайней мере лептон-лептонные взаимодействия, действительно растут с энергией (во всяком случае до энергий, близких к критическим) и что слабые взаимодействия могут быть сильными, могут участвовать в образовании структур элементарных частиц.

Таким образом, чисто электродинамический эксперимент (рассеяние электрона на электроне) в области очень больших энергий может оказать решающее влияние на судьбу теории слабых взаимодействий. Последнее замечание несколько не умаляет фундаментальной важности экспериментов по изучению прямых нейтринно-лептонных взаимодействий в области предельно больших энергий.

К сожалению, наблюдение нейтринно-лептонных взаимодействий при больших энергиях пока действительно лежит за пределами возможностей современных, вернее, действующих ускорителей<sup>1</sup>.

Действительно, сечение (10) в лабораторной системе координат имеет вид

$$\sigma \sim m_e E_\nu. \quad (107)$$

Следовательно, при данной энергии нейтрино сечение ( $\nu_e$ ) взаимодействия примерно в  $10^3$  раз ( $m_N/m_e$ ) меньше соответствующих нейтринно-нуклонных сечений.

Если детектирование нейтринно-нуклонных сечений в настоящее время находится на границе экспериментальных возможностей самых мощных современных ускорителей, то сечения, на три порядка меньше, требуют создания ускорителей с увеличением протонной интенсивности по меньшей мере на те же три порядка.

В детектировании нейтринно-электронных взаимодействий имеются и свои трудности.

Эти взаимодействия должны быть детектированы на фоне нейтринно-нуклонных эффектов, сечения которых на три порядка превышают электронно-нейтринные сечения.

<sup>1</sup> Последние нейтринные эксперименты в ЦЕРНе дают определенные основания для более оптимистических высказываний о возможности наблюдений нейтринно-лептонных взаимодействий на ускорителях, именно, речь идет о  $(\nu\mu)$   $(\nu\mu)$ -взаимодействии (см. стр. 98). Соответствующее сечение в условиях ЦЕРНовской машины достигает на свинце  $\sim 10^{-42}$  см<sup>2</sup>.



В настоящее время известен лишь один вид слабых лептон-лептонных взаимодействий, именно  $\mu \rightarrow e + \nu + \nu'$ .

Существование взаимодействий типа  $(e\nu)$   $(e\nu')$  связано с гипотезой, которую целесообразно обсуждать специально. Лептон-лептонное взаимодействие в его известном виде ведет лишь к одному типу эффектов — возникновению от нейтрино  $\mu$ -мезона

$$\tilde{\nu} + e^- \rightarrow \mu + \nu'.$$

Этот эффект не зависит от того, тождественны или нетождественны электронные и мюонные нейтрино, принимается или отвергается гипотеза промежуточного бозона.

Но  $\mu$ -мезоны будут возникать в мишени в тысячу раз чаще от реакции типа  $(\nu n)$   $(p\mu)$ . А самое главное порог реакции

$$\tilde{\nu} + e^- \rightarrow \mu^- + \nu^-$$

лежит вне энергетических возможностей современных ускорителей:

$$E_{\nu}^{\text{thr}} \approx 11 \text{ Бэв.} \quad (108)$$

«Рабочие» пучки нейтрино таких энергий можно надеяться получить<sup>[68]</sup> на протонных ускорителях с энергией 250 Бэв при интенсивности протонного пучка  $10^{14}$  протонов.

Последние замечания сильнее подчеркивают важность космического эксперимента по поиску возможностей резонансной реакции. Но есть примеры лептон-лептонных эффектов, в специфических условиях сильно снижающих пороговую энергию реакции. Например, нейтрино, рассеиваясь на кулоновском поле ядра, способно продуцировать пары  $e^- \mu^+$  частиц:

$$\nu + z \rightarrow z' + e^- + \mu^+ + \nu'. \quad (109)$$

Диаграмма, иллюстрирующая процесс (10), приведена на рис. 18.

Участие в реакции (109) тяжелого ядра, принимающего на себя импульс отдачи, снижает энергетический порог реакции по сравнению с (108) практически до<sup>1</sup>

$$E_{\nu}^{\text{thr}} \cong m_{\mu} + m_e \rightarrow 100 \text{ Мэв.} \quad (110)$$

---

<sup>1</sup>  $E_{\nu}^{\text{thr}} = m_{\mu} + m_e + (m_{\mu} + m_e) \frac{(m_{\mu} + m_e)}{2Mz}$ .

На точечном кулоновском центре сечение соответствующего эффекта содержало бы в формуле типа (107) вместо массы электрона массу тяжелого ядра. Специфическая роль ядра, существенно меняющая характер эффекта, явилась причиной того, что на этот эффект в свое время было обращено внимание [57].

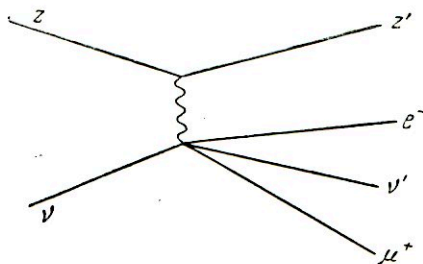


Рис. 18

К сожалению, учет реальных размеров ядра сильно резкает сечение [78]. Но остается существенное преимущество процесса (109) по сравнению с процессом рождения  $\mu$ -мезона на свободном электроне, которое заключается в резком снижении энергетического порога.

Характерная особенность этого эффекта — возникновение специфических  $(\mu^+e^-)$  пар. Эти пары  $\mu^+e^-$  легко ошибочно истолковать как результат распада промежуточного мезона.

Для ЦЕРНовских энергий нейтрино сечения этих эффектов малы. Но если поиски промежуточного мезона будут продолжены в области больших его масс, где сечения образования промежуточного мезона так же сильно уменьшаются, то обсуждаемый  $(\mu e)$ -эффект окажется досадным фоном в поисках  $W$ -мезона.

В работе [78] вычислен не эффект (109), а по своей природе ему близкий

$$\begin{aligned} \nu + z &\rightarrow z' + e^- + e^+ + \nu', \\ \nu + z &\rightarrow z' + \mu^- + \mu^+ + \nu'. \end{aligned} \quad (111)$$

Этот эффект предполагает реализацию в природе взаимодействий типа  $(e\nu)(e\nu)$ . Среди диаграмм (I), оцененных в работе [78], имеется диаграмма вида рис. 18, когда импульс ядра передается рожденным электроном.

Предполагая, что при энергиях  $> 1$  Бэв сечение процесса рождения  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$  пар не сильно отличается от процесса рождения  $\mu^+e^-$  пар (что, конечно, должно быть уточнено детальным расчетом) получаем, что на свинце сечение эффекта (109) может достигать значения, близкого к  $10^{-41}$  см<sup>2</sup> —  $10^{-43}$  см<sup>2</sup>.

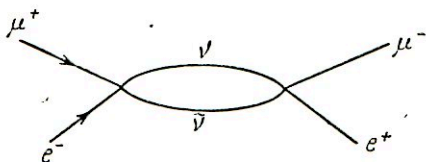


Рис. 19

Хотя этот эффект слишком мал по сравнению с  $(\nu N)$  ( $\mu N$ ) эффектом, следует иметь в виду, что эффекта  $\nu + e \rightarrow \mu + \nu$  вообще не существует при значениях энергий нейтрино, меньших 11 Бэв.

Некоторую информацию о нейтрино-лептонных взаимодействиях при экстремально больших энергиях можно получить как и в случае взаимодействий нейтрино-нуклонных при дальнейшем рассмотрении эффектов высших приближений.

На один из интересных эффектов в свое время обратил внимание Понтекорво [23]. Именно в системе, состоящей из  $\mu$ -мезона и электрона (мюоний), если нет специального запрета, возможно превращение мюония в антимюоний (рис. 19).

При обрезании импульсов виртуальных состояний ( $\nu$  и  $\bar{\nu}$ ) на критической величине  $\sim 1000$  Мэв вероятность этого процесса по отношению к вероятности распада  $\mu^+$ -мезона дается величиной [24]:

$$\frac{\omega(\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+)}{\omega(\mu^+ \rightarrow e^+\nu\bar{\nu})} \sim 10^{-5}. \quad (112)$$

В принципе этот эксперимент возможен, хотя имеются некоторые специфические трудности, связанные с движением мюония в веществе.

Каких-либо экспериментальных границ для отношения (112) в настоящий момент указать нельзя, так как пока не было соответствующих экспериментальных попыток. Если

действительно  $\nu_\mu \neq \nu_e$ , то переход  $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$  строго запрещен<sup>1</sup>.

В свете предыдущих рассмотрений особый интерес представляли бы процессы высших порядков (по слабой константе), не запрещенные возможным существованием двух родов нейтрино.

Известно, что векторная константа слабых взаимодействий, определенная из  $O^{14}$ , и константа, определенная из  $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$  распада, несколько отличны друг от друга [79].

Это различие (2%) пока не удалось объяснить и довольно тщательным анализом возможных поправок [79].

Как заметил Смородинский [80], учет высших приближений по слабым взаимодействиям мог бы оказать влияние на различие эффективных констант, если сильные взаимодействия действительно в состоянии подавить соответствующие вклады в эффекты от больших значений импульсов взаимодействующих частиц и в промежуточных состояниях.

Действительно, тогда бы возникло различие в роли высших приближений в процессах  $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$  и  $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu} + \nu$ . В процессе  $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$  роль высших приближений по слабой константе была бы, допустим, пренебрежима, а учет соответствующих диаграмм Фейнмана (рис. 20а) в процессе  $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu} + \nu$  объяснил бы наблюдаемые различия в значениях констант.

К сожалению, различие в константах настолько мало, что принимая даже, что оно целиком обусловлено ролью сильных взаимодействий, как оказывается [24], это предположение не ведет к заключению, что промежуточные им-

<sup>1</sup> Здесь имеется в виду так называемый аддитивный закон сохранения мюонных и электронных квантовых чисел.

Как замечено Фейнбергом и Вейнбергом (G. Feinberg and S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 6, 381 (1961)), мультипликативный закон сохранения соответствующих лептонных чисел не запрещает обе реакции вида

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$$

и

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e,$$

и, следовательно, этим законом сохранения разрешен переход

$$\mu^+ + e^- \rightarrow \mu^- + e^+.$$

пульсы в эффекте  $n \rightarrow p + e + \tilde{\nu}$  должны быть обрезаны на значениях, далеких от  $k_{\text{crit}} = 300$  Бэв.

Хочется еще раз подчеркнуть, что и в четырехфермионных взаимодействиях ( $np$ ) ( $e\nu$ ) пока нет экспериментальных оснований считать, что импульсы промежуточных состояний ( $p_\mu^2 \neq m^2$ ) должны быть обязательно обрезаны на значениях  $k_{\text{max}} \ll k_{\text{crit}} = 300$  Бэв.

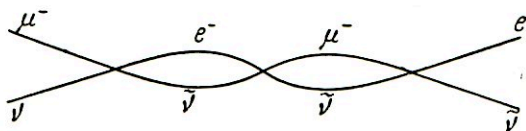


Рис. 20а

Утверждение это связано существенным образом с предположением  $\nu_\mu \neq \nu_e$ .

Это предположение пока оставляет свободу для теоретических построений с признанием существования истинно четырехфермионных взаимодействий вплоть до импульсов сталкивающихся фермионов, достигающих в системе центра инерции значений, близких к значению  $k_{\text{crit}} = 300$  Бэв, по крайней мере в виртуальных состояниях.

## § 8. СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТИПА

$(\alpha\beta)(\alpha\beta); (\alpha\alpha)(\alpha\alpha)$

Все известные слабые четырехфермионные взаимодействия протекают с существенным изменением природы первичных частиц.

В настоящее время не известно ни одного случая слабых взаимодействий, которое бы сводилось к простому рассеянию сталкивающихся частиц, без существенного изменения их природы.

Если это позволяют законы сохранения, то все известные случаи слабых взаимодействий интерпретируются как распад частицы наибольшей массы, участвующей в этом взаимодействии.

Может быть, это свойство и является характерной чертой слабых взаимодействий. Может быть, имеются глубокие основания, почему подобные изменения внутренних структур частиц не могут происходить быстро. А может

быть, естественный отбор случаев слабых взаимодействий пока что ограничил сферу наблюдаемых явлений.

Действительно, слабые взаимодействия, не сводящиеся к распаду частиц, могут наблюдаться лишь в эффектах слабого рассеяния. Физика только приступает к исследованию этой области явлений.

Естественно, возникает вопрос, имеются ли в природе взаимодействия типа  $(\alpha\beta)$   $(\alpha\beta)$ , которые сводятся только к «слабому» рассеянию двух частиц природы  $\alpha$  и  $\beta$  в частицы той же природы. В принципе могли бы существовать эффекты слабого рассеяния нейтронов на протонах  $(np)$   $(np)$ , слабого рассеяния протонов на протонах  $(pp)$   $(pp)$ , нейтрино на протонах  $(\nu p)$   $(\nu p)$ , нейтрино на электронах  $(\nu e)$   $(\nu e)$ <sup>1</sup>, электрона на электроне  $(ee)$   $(ee)$  и т. д. Пока все эти вопросы приходится задавать природе, а не теории слабых взаимодействий, которой, в строгом смысле этого слова, пока не существует. Но в теоретическом резерве имеется много схем слабых взаимодействий различной эвристической ценности, которые время от времени целесообразно перебирать, и, сравнивая с экспериментом, испытывать «на прочность» в различных условиях. С этой точки зрения в условиях предположения  $\nu_\mu \equiv \nu_e$  заслуживает внимания схема, предложенная несколько лет тому назад Бладманом [81], [82]. Расширяя схему М. С. [6] и Ф. Г. [7], можно, оказывается, ввести в теорию и симметрические нейтральные токи типа  $\nu\nu$ ,  $ee$ ,  $nn$  и т. д. и, главное, заставить их «работать» против эффектов типа  $(e\nu)$   $(e\nu)$ , ведущих в диаграммах (см. рис. 2,4) к появлению, как стали давно говорить, «нежелательных процессов» ( $\mu \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$ ).

Действительно, в диаграммах типа рис. 2,4 именно взаимодействие типа  $(e\nu)$   $(e\nu)$ , допускаемое концепцией М. С. [6], Ф. Г. [7], ведет к низкому предельному значению промежуточного импульса.

В схеме Бладмана, допускающей, в отличие от схемы [6], [7], наряду с заряженными токами (например,  $e\nu$ ), нейтральные токи  $(ee)$   $(\nu\nu)$ , их взаимное действие, как оказывается [82], ведет к погашению эффектов типа  $(e\nu)$   $(e\nu)$ .

Это значит, что в такой теории нет эффектов  $\mu \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$ , описываемых диаграммами типа 2 или 4, соответ-

<sup>1</sup> Если существует промежуточный бозон слабых взаимодействий, то эффекты типа  $(\nu e)$   $(\nu e)$ ;  $(\nu\mu)$   $(\nu\mu)$  и  $(np)$   $(np)$  явятся неизбежным следствием самого факта существования промежуточного бозона.

ствующих второму приближению теории возмущения по слабой константе.

Правда, это не запрещает <sup>[25]</sup> эффект  $\mu \rightarrow 3e$ , протекающий согласно диаграмме 3, на основе известных  $(\mu\nu)$   $(e\nu)$  взаимодействий. Но этот эффект уже более высокого порядка.

Итак, нейтральные токи были изгнаны из теории для того, чтобы избежать «нежелательных» распадов ( $\mu \rightarrow 3e$  и т. д.). Затем нейтральные токи вводятся в теорию, чтобы избежать те же нежелательные процессы в рамках именно теории с одним видом нейтрино. И подобная интерпретация слабых взаимодействий <sup>[82]</sup> возникает буквально перед появлением экспериментальных результатов, свидетельствующих в пользу идеи двух нейтрино.

Типичные зигзаги в судьбе теории слабых взаимодействий.

### Нейтральные токи

Конечно, очень желательно расширить экспериментальную базу для возможности тех или иных суждений о роли нейтральных токов в эффектах слабых взаимодействий. В существующих экспериментальных условиях (ускорители) наибольшие сечения возможных слабых взаимодействий следует ожидать в различных эффектах с участием нуклонов.

Так, при допущении нейтральных барионных токов в лагранжиан четырехфермионных взаимодействий (с тем же значением универсальной константы) следует ожидать сечений  $10^{-38}$  см<sup>2</sup> при энергии падающей на нуклон частицы  $\sim 1$  Бэв. Так, если ввести взаимодействие, ведущее к эффектам  $p + p \rightarrow p + \Sigma^+$ ;  $n + n \rightarrow n + \Lambda$ , то первый порядок теории возмущения дает для этих процессов сечение <sup>[83]</sup>

$$\sigma \sim 4 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2. \quad (113)$$

Если лагранжиан не содержит непосредственных взаимодействий между нейтральными барионными токами, то процессы  $n + n \rightarrow n + \Lambda^0$  могли бы идти через различные промежуточные состояния. В этих случаях очень вероятны более низкие значения сечений. Одна очень грубая оценка <sup>[83]</sup> такого непрямого перехода дает значение сечения, на два порядка меньшее. Во всяком случае, если сечение или его верх-

няя граница для процесса, например  $n + n \rightarrow n + \Lambda^0$ , окажется уверенно ниже (113), то этот результат мог бы свидетельствовать в пользу запрета, часто налагаемого в теории слабых взаимодействий на введение в лагранжиан нейтральных токов данного типа. Современные ускорители, дающие протонные пучки с  $E_p \leq 1$  Бэв, достаточно интенсивны для получения разумного счета событий в эффектах типа  $p + p \rightarrow p + \Sigma^+$  или  $n + n \rightarrow n + \Lambda^0$ . К сожалению, трудности фона сильно осложняют практическую возможность осуществления подобного эксперимента.

Особый интерес представляют поиски возможного  $(\nu N)$  взаимодействия [84].

При введении в лагранжиан взаимодействия членов типа

$$L' = \frac{G}{\sqrt{2}} \tilde{\nu} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu \tilde{N} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \tau_3 N + hc, \quad (114)$$

как это предположено, например, в работах Бладмана [81] и Зельдовича [85], можно ожидать эффектов типа

$$\nu + N \rightarrow N' + \nu'$$

с сечениями  $\sim 10^{-38}$  см<sup>2</sup> при энергии нейтрино  $\sim 1$  Бэв.

Если в природе действительно реализуется взаимодействие типа (114), то в нейтринном пучке могли бы наблюдаться звезды, для которых было бы характерно отсутствие заряженных лептонов.

Авторами [84] предложен также эксперимент в области нейтрино (антинейтрино) низких энергий. Антинейтрино небольших энергий (например, от реактора) могло бы возбуждать ядро

$$\tilde{\nu} + z \rightarrow \tilde{\nu} + z^* \quad (115)$$

и повести в дальнейшем к характерному излучению

$$z^* \rightarrow z + \gamma. \quad (116)$$

Для конкретного случая, а именно для нейтринного возбуждения  $^1\text{Li}^7$ , авторы приводят сечения

$$\sigma_{\text{Li}^7} \geq 2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2.$$

---

<sup>1</sup> Первый возбужденный уровень  $\text{Li}^7: J = \frac{3^-}{2} \rightarrow J = \frac{1^-}{2}; \Delta E = 480 \text{ Кэв}.$



Эффект, в принципе, может быть выделен из фона, например по специфическим свойствам данного  $\gamma$ -излучения (энергия, поляризация).

По данным индийских физиков [86], относительно интенсивности проникающих заряженных частиц на больших глубинах нетрудно сделать верхнюю оценку возможного эффекта рассеяния нейтрино на нуклонах [118]. Предполагая, что все заряженные частицы, наблюдаемые на глубине 6388 метров водного эквивалента, представляют собой протоны отдачи в эффекте рассеяния нейтрино на протоне ( $E_\nu > 1$  Бэв), принимая для нейтрино спектр и угловое распределение по работе Зацепина и Кузьмина [71], можно получить оценку

$$I\sigma_{\nu N}NR_{\text{пис}} \leq 1,6 \cdot 10^{-10}, \quad (117)$$

где  $I = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$  — вертикальная интенсивность нейтрино, возникших в земной атмосфере [71],  $R_{\text{пис}}$  — поглощаемость протона ( $\sim 150 \text{ г/см}$ ),  $N$  — число нуклонов в 1 г вещества. Отсюда

$$\sigma_{\nu N} < 10^{-34} \text{ см}^2. \quad (118)$$

Таким образом, возникает оценка верхней границы для эффективной константы четырехфермионных взаимодействий данного типа

$$F \leq \frac{3 \cdot 10^{-3}}{M_N^2}, \quad (119)$$

что лишь на два порядка больше величины константы слабых взаимодействий<sup>1</sup>.

Любопытно отметить, что данные космических лучей здесь эффективно конкурируют с соответствующими данными, полученными на ускорителе [87], где верхняя граница для того же сечения дается на пять порядков выше  $\delta_{\nu N} < 10^{-32} \text{ см}^2$ . Если учесть относительно элементарную организацию космических экспериментов по сравнению с экспериментами на ускорителях, следует подчеркнуть, что космические лучи таят в себе еще значительные возможности.

<sup>1</sup> В дальнейшем развитии этих работ [86a] результат улучшен до  $\sigma_{\nu N} \leq 10^{-37} \text{ см}^2$ ,

$$F \leq \frac{5 \cdot 10^{-5}}{M_N^2}.$$

Что касается до более сильных гипотетических взаимодействий мюонных нейтрино с нуклонами [88], которыми в принципе можно было бы объяснить различие масс  $\mu$ -мезона и электрона, то эта возможность, видимо, закрывается подземными экспериментами [86a], которые дают различие между слабой и гипотетической константой взаимодействия уже меньше, чем на полпорядка.

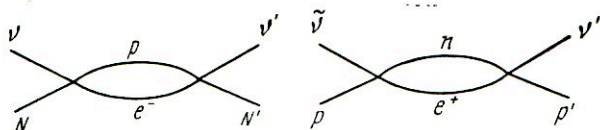


Рис. 20 б

Но, конечно, вопрос о существовании  $\nu N$  рассеяния ( $\nu + N \rightarrow N' + \nu'$ ) со слабой константой взаимодействия остается открытым, и эксперимент, регистрирующий взаимодействия нейтрино по нуклонам отдачи в области сечений  $10^{-38} \text{ см}^2$ , конечно, очень желателен <sup>1</sup>.

Очень желательно исследовать процесс  $\nu + N \rightarrow N' + \nu'$  и в области еще меньших сечений. Если нет прямых ( $\nu N$ ) ( $\nu N$ ) взаимодействий, то он должен существовать как эффект второго порядка согласно, например, диаграмме на рис. 20б.

В отличие от всех эффектов второго приближения, обсуждавшихся нами на предыдущих страницах, этот эффект не может быть запрещен ничем, кроме как низким верхним значением промежуточного импульса <sup>2</sup>.

Грубая оценка отношения сечений эффектов первого и второго порядков дается тем же соотношением

$$\frac{\sigma [(\nu N) (\nu' N')]}{\sigma [(\nu N) (\rho^+ e^-)]} \sim \frac{G^2 k_{\text{max}}^4}{16\pi^4}.$$

В ближайшие годы, видимо, возникнет возможность проверить обсуждаемые сечения в области  $10^{-40} \text{ см}^2$ , а может быть, и ниже. Не исключено, что именно этот эксперимент окажется тем экспериментом, который дает ответ на многие вопросы, которые мы здесь обсуждаем.

<sup>1</sup> По данным ЦЕРНовского эксперимента, это сечение уже меньше, чем  $10^{-39} \text{ см}^2$  (конференция в Сиенне).

<sup>2</sup> Т. е. не запрещен, если  $\nu_{\mu} \neq \nu_e$ .

Возможность слабых взаимодействий типа  $(nn)$  ( $nn$ ),  $(ee)$  ( $ee$ ) в принципе не исключена, но детектирование этих эффектов на фоне сильных и электромагнитных взаимодействий отодвигает эти экспериментальные проблемы в не близкое будущее.

Существование или отсутствие лептонных взаимодействий типа  $(e\nu)$  ( $e\nu$ ) представляет собой, может быть, одну из наиболее интересных проблем из области слабых взаимодействий и она заслуживает специального рассмотрения.

## § 9. БЕЗНАДЕЖЕН ЛИ НЕЙТРИННЫЙ АСПЕКТ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ?

В настоящее время есть основания полагать, что современная формулировка теории слабых взаимодействий может в дальнейшем подвергнуться существенной эволюции. Развитие теории слабых взаимодействий может идти в различных направлениях (включение в теорию нейтральных токов, до десятка промежуточных мезонов и т. д.), но в конце концов должен быть получен ответ на фундаментальный вопрос: почему для слабых взаимодействий, в отличие от сильных, характерно несохранение четности?

Было бы очень заманчиво связать специфичность слабых взаимодействий с участием в них такой своеобразной частицы, как нейтрино, и на этом пути попытаться найти ключ к пониманию места слабых взаимодействий в ряду других («Почему бог слабый левша?»).

Феноменологическое описание слабых взаимодействий как контактное взаимодействие между четырьмя фермионами оказывается в своем общем виде слишком широким — оно допускает ряд возможностей, которые по неизвестным причинам не все реализуются в природе. Поэтому четырехфермионная формулировка теории ограничивается рядом постулативных требований. Одно из таких требований — это запись лагранжиана взаимодействия через заряженные токи [7]. Эта идея эвристически оказалась ценной. Во всяком случае попытка придать этому ограничению физический смысл привела к идее заряженного промежуточного мезона и к постановке соответствующих интересных экспериментов. Может оказаться эвристически ценным и анализ возможностей и других постулативных ограничений четырехфермионных взаимодействий.

Рассмотрим одну из таких возможностей [89]. Экспериментальные данные о слабых взаимодействиях между фермионами пока укладываются в следующие ограничивающие определения.

1. Лагранжиан слабых четырехфермионных взаимодействий образуется из четырех различных функций:

$$L = \dots \bar{\psi}_1 \dots \psi_2 \dots \bar{\psi}_3 \dots \psi_4 + \dots \hbar \cdot c. \quad (120)$$

На языке частиц это значит, что во взаимодействии участвуют четыре непременно различных по своей природе частицы. На языке диаграмм Фейнмана соответствующая вершина изображается четырьмя различными линиями (например, рис. 21)

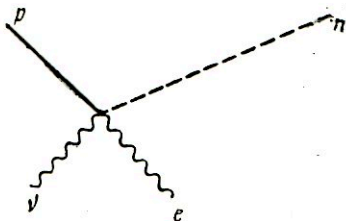


Рис. 21

Частицы и античастицы изображаются одной и той же линией.

С л е д с т в и я .

а) определением 1-е запрещает распады типа

$$\begin{aligned} \Lambda &\rightarrow n + e^+ + e^-, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + e^- + e^+, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \gamma; \end{aligned} \quad (121)$$

б) определением 1-м требуется нетождественность мюонного и электронного нейтрино

$$\nu_\mu \neq \nu_e, \quad \mu \rightarrow e + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu; \quad (122)$$

с) определением 1-м запрещены взаимодействия типа

$$(e\nu) (e\nu) : (\mu\nu) (\mu\nu) : (pn) (pn) : (\Lambda p) (\Lambda p), \quad (123)$$

разрешаемые М. S. [6] и F. G. [7] формулировками слабых взаимодействий.

Второе ограничивающее определение можно записать в виде:

2. Мюонные и электронные числа сохраняются по о т д е л ь н о с т и .

На основании двух определений в лагранжиан взаимодействия должны входить только заряженные электронные

и мюонные токи

$$j_e^\gamma = \bar{\psi}_e \gamma (1 + \gamma_5) \psi_e^\gamma; \quad j_\mu^\gamma = \bar{\psi}_\mu \gamma (1 + \gamma_5) \psi_\mu^\gamma. \quad (124)$$

Вторым определением запрещаются распады типа

$$\Lambda \rightarrow n + \mu^- + e^+. \quad (125)$$

### Сильные взаимодействия

Возникает вопрос, существует ли хоть какая-либо надежда или хотя бы намеки на надежду понять колоссальное различие в значениях констант сильных и слабых взаимодействий.

Есть в природе одно специфическое явление, способное увеличивать эффекты на много порядков; оно возникает, когда реализуются резонансные ситуации.

Есть некоторые соображения, дающие известную надежду ожидать возникновения таких резонансных ситуаций в четырехфермионных взаимодействиях, когда эти взаимодействия могли бы проявляться эффективно, как обычные сильные взаимодействия.

Если взять для примера четырехфермионное взаимодействие в виде контактного взаимодействия двух полей с лагранжианом вида

$$L(x) = G \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \bar{\phi} \gamma_\mu \phi + h.c. \quad (126)$$

и вычислить сечение рассеяния, решая соответствующее уравнение Бете — Солпитера в цепном приближении [19], то в полученном сечении действительно возникают резонансного характера знаменатели в выражении эффективной константы взаимодействия.

Сечение рассеяния частиц, обязанное четырехфермионному взаимодействию в этом приближении, имеет сложный вид. Кроме зависимости от импульса падающей частицы ( $p$ ), сечение содержит факторы, зависящие от максимальных импульсов виртуальных состояний ( $k_{\max}$ ). Структура характерного члена сечения приведена в формуле (127)

$$d\sigma \sim \frac{f(p^2)}{1 - bk_{\max}^2 + \text{малые члены}}. \quad (127)$$

Знаменатель выражения (127) имеет типичную «резонансную» структуру.

Заслуживают внимания два обстоятельства.

1. В случае векторного взаимодействия при значениях максимального импульса промежуточных состояний, близких к критическим, сечение (127) на восемь порядков больше сечений, вычисленных по теории возмущения. Таким образом, из «слабого»<sup>1</sup> возникает сильное взаимодействие.

2. В  $V - A$  варианте взаимодействия появляющееся в знаменателе выражение для соответствующего сечения (Полубаринов) таково, что главная зависимость от  $k_{\max}^2$  выпадает, остается лишь логарифмический член ( $\lg k_{\max}^2/m^2$ ) и знаменатель обращается в нуль (резонанс) только при  $k_{\max} \gg k_{\text{crit}} = 300 \text{ Бэ}$ . Другими словами, четырехфермионное  $V - A$  — взаимодействие типа (126) при параметрах обрезания  $k_{\max} \leq k_{\text{crit}}$  ведет к сечениям рассеяния, не отличающимся от первого приближения теории возмущения по слабой константе.

Таким образом, не исключено, что даже при том же значении затравочной константы  $G$  и при том же максимальном импульсе промежуточных состояний ( $k_{\max}$ ) контактное взаимодействие четырех фермионов при учете бесконечных цепочек высоких приближений существенно усиливается, если среди этих фермионов отсутствует нейтрино; вернее, если вместо  $V - A$  варианта взаимодействий остается лишь, например,  $A$  вариант или какой-либо другой вариант ( $T, S$ ) или даже комбинация их, обеспечивающая сохранение пространственной четности. Существенным может оказаться и то обстоятельство, что среди барионов, участвующих в четырехфермионном взаимодействии, ведущим к эффективному сильному, могут быть (допустим, в отличии от слабых) и тождественные.

С этой точки зрения более естественна схема четырехфермионных взаимодействий, близкая к схеме Бладмана [71]. Близкая в том смысле, что в ней, как и в схеме Бладмана, предполагаются, в частности, взаимодействия типа  $(pp)$  ( $nn$ );  $(ee)$  ( $ee$ );  $(ee)$  ( $\mu\mu$ ) и т. д. с той же затравочной константой  $G$ . С точки зрения нейтринного аспекта слабых взаимодействий, четырехфермионные взаимодействия подобного типа могут вообще не проявляться как слабые взаимодействия, т. е. вести к взаимодействиям сильным и электромагнитным. К сожалению, существование нелептонных рас-

---

<sup>1</sup> Т. е. со слабой затравочной константой.

падов является существенным аргументом против такой точки зрения.

Однако, принимая во внимание заманчивость гипотезы нейтринной природы слабых взаимодействий, вряд ли целесообразно спешить с отрицательными суждениями и не анализировать других, даже малейших возможностей.

Рассмотрим ситуацию с нелептонными распадами более внимательно.

### Слабые нелептонные распады

Слабые нелептонные распады частиц, казалось бы, естественно объяснить взаимодействием барионных токов  $j_n^Y, j_p^Y$ , где

$$j_n^Y = \bar{\psi}_p \gamma (1 + \gamma_5) \psi_n; \quad j_p^Y = \bar{\psi}_n \gamma (1 + \gamma_5) \psi_p \quad (128)$$

и распад, например,  $\Lambda^0$ -частицы представлять графиком на рис. 22. Но, строго говоря, у нас, в сущности, нет теории нелептонных распадов, так как картина, связанная с рис. 22, имеет пока чисто иллюстративный характер. Дело даже не в том, что сильные взаимодействия не дают возможности сделать конкретных вычислений.

Как известно, именно графики типа рис. 22 обсуждаются в связи с идеей свести сильные взаимодействия к бесконечной цепочке взаимодействия слабых [20], [19], [18], [90]. Эта идея еще не исчерпала себя. Представляется желательным диаграммы типа 23 резервировать для будущей теории сильных взаимодействий.

В настоящее время нельзя с определенностью сказать, что диаграммы типа 24 или 25, усложненные сильными взаимодействиями, не могут интерпретировать нелептонные слабые распады.

Суммирование бесконечных цепочек вида (24) и (25) также ведет к выражениям типа (127), к появлению эффективной константы в функции  $k_{\max}$ . При универсальном  $k_{\max}$  эффективная константа существенно зависит от характера суммируемых цепочек диаграмм. Не исключено, что суммирование бесконечных цепочек взаимодействий типа (24) и (25), модифицируясь включенным сильным взаимодействием, изменит знаменатель выражения типа (127) настоль-

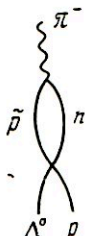


Рис. 22

ко, что все выражение окажется существенно отличным от первого приближения теории возмущения, но не настолько катастрофически отличным, чтобы вести к сильным взаимодействиям.

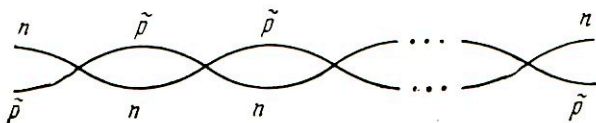


Рис. 23

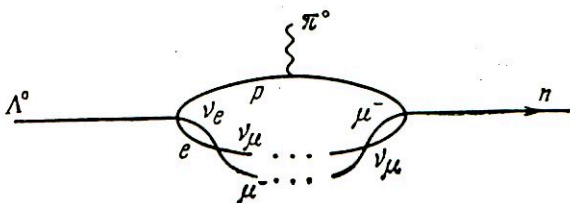


Рис. 24

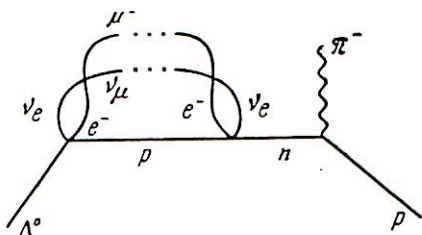


Рис. 25

Можно провести такую аналогию между сильным взаимодействием барионов с  $\pi$ -мезонами и слабым взаимодействием  $\pi$ -мезонов с теми же барионами.

Согласно Ферми — Янгу, сильное взаимодействие  $\pi$ -мезонов с барионами можно интерпретировать как четырех-барионное взаимодействие, ведущее к испусканию, например нуклоном, пары нуклон — антинуклон. Последние объединяются в  $\pi$ -мезон, согласно диаграмме 22. Но диаграмму 22 можно начертить и в таком виде (рис. 26).

Другими словами,  $\Lambda^0$  испускает пару —  $\mu^-$ -мезон и нейтрино, которые объединяются в  $\pi^-$ -мезон. Благодаря



сильному взаимодействию нуклона с антинуклоном<sup>1</sup>, которое может вести к образованию  $\pi$ -мезона, как правило, именно  $\pi$ -мезон возникает в диаграммах типа 22, вернее 23.

Можно сказать также, что по той же причине (благодаря взаимодействию  $\mu^-$ -мезона и нейтрино) диаграмма 26 ведет к слабому  $\pi$ -мезонному распаду.

В таком изложении возможной ситуации звучит даже какой-то намек на объяснение различия сильных и слабых взаимодействий  $\pi$ -мезонов с барионами.

При интерпретации диаграмм типа 24 и 25 возникают вопросы, которые пока не могут быть решены в рамках современной теории: пока не известны величины допустимых импульсов промежуточных состояний в этих процессах (факторы типа  $Gk_{\max}^2$ ); пока нет методов вычисления вероятностей эффектов при больших значениях этих факторов, когда теория возмущения уже не применима; пока не ясны вопросы затраточных зарядовых констант слабых взаимодействий, т. е. перенормируемых теорий.

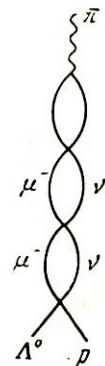


Рис. 26

Пока не исключено, что в аспекте четырехфермионных взаимодействий удастся в будущем понять «почему бог слабый левша».

Можно указать еще одно соображение в пользу допущения нейтральных токов в четырехфермионные взаимодействия, по крайней мере, вида  $(ee)$   $(ee)$ .

По-видимому, единственная пока теоретическая возможность понять различия в массах  $\mu$ -мезона и электрона (стр. 34) на основе допустимых экспериментом взаимодействий — это введение нейтральных токов, ведущих к взаимодействиям типа  $(\mu\mu)$   $(\mu\mu)$  или  $(ee)$   $(ee)$ . Действительно, слабое взаимодействие, написанное в виде

$$U^W = -G (\bar{\psi}_e \gamma_\nu \psi_e \bar{\psi}_e \gamma_\nu \psi_e - \bar{\psi}_\mu \gamma_\nu \psi_\mu \bar{\psi}_\mu \gamma_\nu \psi_\mu), \quad (129)$$

не инвариантно относительно преобразований

$$\psi_e \rightarrow \gamma_5 \psi_e; \quad \bar{\psi}_e \rightarrow -\bar{\psi}_e \gamma_5.$$

Поэтому согласно соображениям, развитым в § 3, это взаимодействие должно вести к разным вкладам в равные массы «неодетых»  $\mu$ -мезонов и электронов.

<sup>1</sup> Здесь идет речь о «неодетых» частицах, массы которых могут отличаться от физических частиц.

Действительно, легко видеть, что такие различного знака добавки к массам электрона и  $\mu$ -мезона возникают в диаграммах нечетных степеней в слабой константе. Речь идет о диаграммах [41] вида (рис. 27), где п у н к т и р — фотонная линия.

Правда, простейшую диаграмму типа I можно исключить выбором определенной формы записи нормального произведения члена взаимодействия.

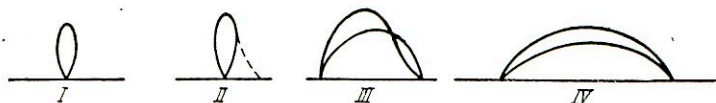


Рис. 27

Диаграммы четные в степенях  $G$  (типа IV) (рис. 27) дают один и тот же вклад в массы неодетых частиц, как показывают вычисления, уменьшая их затравочную массу.

Таким образом, затравочная масса электрона и  $\mu$ -мезона может значительно превышать реальную массу  $\mu$ -мезона<sup>1</sup>. Конечно, здесь речь идет о принципиальной возможности понять различие в массах  $\mu$ -мезона и электрона. Получить какие-либо конкретные числа при современном состоянии теории (расходимости, отсутствие метода, суммирование цепочек диаграмм, если  $Gk_{\max}^2 \sim 1$ , и т. д.) не представляется возможным.

Существование слабых взаимодействий вызывает, на первый взгляд, наивный вопрос: зачем природе понадобились слабые взаимодействия?

На первый взгляд кажется, что существование слабых взаимодействий — ничем неоправданная роскошь. Кажется, что природа могла бы без всякого ущерба ограничиться сильными и электромагнитными взаимодействиями.

Как правило, в природе осуществляются очень совершенные конструкции. Можно думать поэтому, что наше понимание иерархий взаимодействий пока очень поверхностное и что на самом деле «удаление» слабых взаимодействий сделало бы невозможным непротиворечивую картину мира.

Конечно, приведенные соображения в пользу единой картины слабых и сильных взаимодействий не являются в какой-либо мере решающими или даже убедительными. Они

<sup>1</sup> Как показывают оценки [41], вклады в магнитный момент могут быть совместимы с экспериментальными данными.

лишь говорят о том, что в рамках четырехфермионных взаимодействий имеется известный простор для дальнейших теоретических исследований и не исключено, что на этом направлении могут быть получены существенные результаты для понимания взаимоотношения сильных и слабых взаимодействий.

В более конкретном аспекте предыдущие соображения обостряют интерес к возможности экспериментальной проверки существования «истинно» слабых взаимодействий типа  $(np)$ ,  $(ev)$ .

В аспекте нейтринной концепции слабых взаимодействий решающее значение имело бы установление слабого взаимодействия типа  $(np)$  ( $\Delta p$ ) или  $(np)$  ( $np$ ), нарушающее сохранение четности.

Но в дальнейшем, вернее уже в настоящее время, экспериментаторам следует серьезно обсуждать и изыскивать различные, наиболее эффективные методы детектирования возможного слабого  $(np)$  ( $np$ ) взаимодействия, нарушающего четность. Здесь наиболее естественное направление поисков — это попытки обнаружения в эффекте рассеяния нуклонов на нуклонах продольной поляризации<sup>[147]</sup>. Продольная поляризация вызывается членом, обязанным интерференции сильных взаимодействий с той частью взаимодействий слабых, которой нарушается четность.

При энергии нуклонов 200—380 Мэв эффект оказывается  $10^{-6}$  —  $10^{-7}$  от основного эффекта. В настоящее время экспериментальные возможности детектирования эффекта лежат порядка на три ниже ожидаемого эффекта в этой области энергии.

Но с появлением сильноточных ускорителей положение может существенно улучшиться, и эффект может оказаться детектируемым. В области больших энергий ситуация может оказаться более благоприятной.

Совершенно очевидно, что в этом направлении следует предпринять целеустремленные попытки. Игра определенно стоит свеч<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Следует подчеркнуть, что высокая оценка важности этих сложных экспериментов предполагает, что проблема промежуточного мезона продолжает быть нерешенной.

С возможным открытием промежуточного мезона оценка важности этих экспериментов резко падает: взаимодействия типа  $(np)(np)$ ;  $(ev)(ev)$  — должны иметь место как следствия существования промежуточного мезона.

## § 10. $(\nu e)$ $(e\nu)$ — ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Из всех «пока не открытых» слабых взаимодействий  $(\nu e)$   $(e\nu)$  взаимодействие пользуется наибольшей популярностью. Многочисленные эффекты, возможные при таком взаимодействии, так часто и с таким разнообразием обсуждаются, что возникает почти реальное убеждение в существовании  $(\nu e)$   $(e\nu)$  — взаимодействия. Причиной популярности этого взаимодействия явилось то обстоятельство, что оно не запрещено М. S.<sup>[6]</sup>, F. G.<sup>[7]</sup> — теорией. Оно несколько выделено и тем обстоятельством, что взаимодействие  $(\nu p)$   $(p\nu)$  оказывается в этой теории запрещенным.

Но главное  $(\nu e)$   $(e\nu)$  — взаимодействие очень напоминает привычную электродинамику — электроны взаимодействуют с некоторым векторным (псевдовекторным) полем, составленным из нейтринно-антинейтринного полей.

Возникает круг явлений, аналогичных явлениям электродинамики.

Нейтрино, рассеиваясь на электроны, способно дать своеобразный «комpton — электрон». Электрон в возбужденном атоме может перескочить на другую орбиту, испустив вместо фотона нейтринно-антинейтринную пару. Нейтрино способно вызвать возбуждение контура.

Тормозясь в кулонном поле, электрон способен испустить нейтринно-антинейтринное тормозное излучение. Это своеобразное взаимодействие могло бы оказать решающее влияние на течение многих астрофизических процессов.

Хотя подобный анализ возможностей, открываемых существованием  $(\nu e)$   $(e\nu)$  — взаимодействия очень напоминает дележ шкуры убитого медведя, все же обсуждение различных порождаемых взаимодействием эффектов эвристически очень ценно. Оно может вызвать к жизни существенную экспериментальную идею, которая в конце концов поможет подтвердить или опровергнуть существование прямого электронно-нейтринного взаимодействия.

В общем аспекте теории слабых взаимодействий это возможное взаимодействие оказалось настолько своеобразным и важным, что стало прямой необходимостью экспериментально разобраться в ситуации.

Хотим мы этого или не хотим, но тенденции в развитии физики слабых взаимодействий привели к тому, что детек-

тирование пока выдуманного ( $\nu$ ) ( $\nu$ ) — взаимодействия становится экспериментальной проблемой фундаментальной важности.

### Элементарные эффекты ( $\nu$ ) ( $\nu$ ) — взаимодействия. Рассеяние нейтрино на электроны

Сечение рассеяния нейтрино на электроны в наиболее общем виде дано Полубариновым [51]. Оно справедливо в любой области энергии, в любой системе координат и для нейтрино с массой, отличной от нуля.

Последнее обстоятельство может быть существенно для мюонного нейтрино, верхний предел экспериментального значения массы которого пока еще высок ( $\sim 1$  Мэв).

В области предельно больших энергий сечения (74) и (75) принимают тот же аналитический вид (102), (107) с конкретным значением коэффициента, даваемым (130):

$$\sigma_{\nu, e \rightarrow \nu, e} = \frac{G^2}{\pi \hbar^4} m_e^2 \frac{P_\nu}{m_e c} \sim 4 \cdot 10^{-45} \frac{P_\nu}{m_e c} \text{ см}^2, \quad (130)$$

$$P_\nu c \gg m_e c^2.$$

В области предельно малых энергий нейтрино в случае  $m_\nu = 0$  выражение для сечения (74) также сильно упрощается

$$\sigma_{\nu, e \rightarrow \nu, e} = \frac{2G^2}{\pi \hbar^4} m_e^2 \frac{P_\nu^2}{(m_e c)^2} \approx 8 \cdot 10^{-45} \left( \frac{P_\nu}{m_e c} \right)^2. \quad (131)$$

В отличие от эффекта рассеяния фотона на электроны здесь нет специфического томпсонского предела: при  $P_\nu \rightarrow 0$  сечение (131) стремится к нулю, а не к константе. Квадратичная зависимость от энергии нейтрино  $\sim (E_\nu/m_e c^2)^2$  делает неоправданной попытку искать эффект в области нейтрино очень малых энергий даже (как это будет видно из дальнейшего) даже при условии реализации нейтринных потоков значительной плотности.

Несколько иная ситуация создается при массе нейтрино, отличной от нуля.

$$\sigma_{\nu, e \rightarrow \nu, e} = \frac{2G^2 m_e^2}{\pi \hbar^4 c^3} \frac{m_\nu}{m_e + m_\nu} \frac{P_\nu}{(m_e + m_\nu) c}; \quad (132)$$

$$P_\nu < m_e c.$$

Имея в виду, что  $\beta_0 = \frac{v_\nu}{c} = \frac{P_\nu}{m_\nu c}$ , сечение (132) становится константой

$$\sigma_{\nu+c \rightarrow \nu+e} = \frac{2G^2 m_e^2}{\pi \hbar^4} \frac{m_\nu^2}{(m_e + m_\nu)^2}; \quad (133)$$

$$P_\nu < m_e c.$$

Если мюонное нейтрино обладает массой  $m_\nu > m_e$  и способно рассеиваться на электроне (?), то сечение оказывается равным

$$\sigma \approx \frac{2G^2 m_e^2}{\pi \hbar^4} \approx 8 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2 \quad (134)$$

независимо от энергий нейтрино в области  $P_\nu < m_e c^2$ .

### Взаимодействие нейтрино с атомом

Возбуждение водородоподобного атома нейтрино с энергией  $E_\nu$

$$\alpha z m_e \gg E_\nu \gg |\varepsilon_f - \varepsilon_i|,$$

где  $f$  и  $i$  — конечные и начальные состояния электрона в атоме для  $K-L$  переходов, согласно Комару, описывается сечением

$$\sigma = \frac{7 \cdot 10^{-36}}{z^4} \left( \frac{E_\nu}{m_e} \right)^6. \quad (135)$$

Рассеяние нейтрино на атоме с переходом электрона в непрерывный спектр для небольших энергий нейтрино дается, по Комару, выражением

$$\sigma = \frac{5 \cdot 10^{-36}}{z^4} \left( \frac{E_\nu - E_j}{m_e} \right)^2 \left( \frac{E_\nu}{m_e} \right)^2 \left( 1 - \frac{3\varepsilon_j}{4E_\nu} + \frac{3\varepsilon_j^2}{8E_\nu^2} \right); \quad (136)$$

$E_\nu \gg \varepsilon_j$  — энергия ионизации.

В этом случае импульс электрона

$$P_e \ll z \alpha m_e.$$

Сечение (135) написано для переходов с  $K$ -оболочек. При  $E_\nu = 2\varepsilon_j$ ,  $z = 1$

$$\sigma = 3,5 \cdot 10^{-58} \text{ см}^2. \quad (137)$$

При больших энергиях нейтрино соответствующее сечение стремится естественно к выражению (130).

Таким образом, сечение взаимодействия нейтрино с атомом в области малых энергий катастрофически уменьшается.

Структура приведенных формул такова, что в добавление к тем неприятностям, которые несет малость констант слабого взаимодействия, появляются высокие степени  $\left(\frac{E_\nu}{m_e}\right)$  которые резко уменьшают сечения при малых энергиях ( $E_\nu \ll m_e$ ), и даже  $z$  в высокой степени уходит в знаменатель.

Можно напомнить, что сечение ионизации атома фотоном (фотоэффект) содержит энергию фотона в высокой степени, именно в знаменателе

$$\Phi = \Phi_0 z^5 \alpha^4 \cdot 4 \sqrt{2} \left(\frac{m_e}{E}\right)^{7/2}$$

и в числителе  $z$  в пятой степени.

Кажется, что природа ревниво оберегает тайну слабых взаимодействий.

Более того, в тех случаях, когда сечение принимает благоприятную структуру, высокая степень  $z$  проявляется в числителе, когда возможно и создание специальных условий, на много порядков повышающих счет событий; события, оказывается, носят такой характер, что они, в сущности, пока не регистрируемы. Имеется в виду высвечивание парой  $\tilde{\nu}\tilde{\nu}$  резонансно возбужденного атома.

Сечение, по Комару, здесь выражается в виде

$$\sigma(E_\nu) = 2 \cdot 10^{-53} z^4 \text{ см}^2. \quad (138)$$

Формула выведена при предположении  $z_\alpha < 1$  для переходов  $1s \rightarrow 2p$ .

Здесь сечение растет с ростом  $z$ , количество возбужденных атомов в условиях лазеров колоссально. Число событий в единицу времени по сравнению с другими нейтринны-

ми эффектами возрастает на десятки порядков. Но как детектировать излучение атомом нейтринно-антинейтринной пары?

Если бы было возможно обратить эффект: наблюдать резонансное поглощение нейтринно-антинейтринных пар с последующим испусканием фона, но подобные случайные корреляции  $\nu\bar{\nu}$  маловероятны даже в очень плотном нейтринно-антинейтринном потоке.

Такой эффект окажется возможным, если существует в природе сильная корреляция  $\nu\bar{\nu}$  пары при испускании их электроном при торможении на кулоновом центре. Каких-либо реальных указаний на такую возможность нет, кроме общих соображений получать, на основе четырехфермионных взаимодействий, связанные состояния в духе идей Ферми — Янга.

Если в случае нуклонов можно ожидать возникновения  $\pi$ -мезонов, как связанных состояний нуклонов, можно ожидать, допустим, фотонов в случае  $e^-e^+$  взаимодействий, но тогда можно ожидать и сильных корреляций или «скалярного света» в случае  $\nu\bar{\nu}$  пар.

Если уже речь зашла о скалярном (псевдоскалярном) «свете», то, может быть, не лишне пожаловаться на природу или на наше знание о ней. В природе имеется безмассовая частица со спином 1 и  $1/2$ , имеются их аналоги с массами, отличными от нуля. Но среди последних имеются и псевдоскалярные частицы как заряженные, так и нейтральные ( $\eta^0$ -мезон).

Возникает вопрос, действительно ли в природе отсутствует псевдоскалярная нейтральная частица с массой, равной нулю, или просто в нашем знании имеется серьезный пробел?

И здесь, в духе известной фразы Дирака, можно сказать, что было бы странно, если природа не использует эту возможность. Кстати, в последние годы появилось в литературе несколько соображений в пользу существования «псевдоскалярного света» [91].

Не исключено, что последовательное проведение идеи возникновения частиц из  $\psi$ -поля с исходным лагранжианом, обладающим  $e^{i\alpha\gamma_5}$  инвариантностью, возможно только тогда, когда наряду с возникновением частиц с  $m \neq 0$ , нарушающих эту инвариантность, возникает «псевдоскалярный свет», компенсирующий это нарушение [91], [92].



Эффективная константа взаимодействия этого света с веществом может и не приводить к заметным эффектам в космическом масштабе <sup>1</sup>.

## § 11. ВОЗМОЖНЫЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Предполагаемое, согласно теории универсального взаимодействия, взаимодействие вида  $(e\nu)$   $(e\nu)$  может оказаться играющим существенную роль в астрофизике, как на это впервые было обращено внимание работами Понтекорво [93]. Нейтринное тормозное излучение

$$e + z \rightarrow e + z + \nu + \tilde{\nu},$$

т. е. испускание электроном в кулоновском поле ядра заряда  $z$  нейтринно-антинейтринной пары, по своему абсолютному значению мало по сравнению с фотонным тормозным излучением

$$e + z \rightarrow z + \gamma,$$

если речь идет об электронах с энергией, значительно меньшей критической энергии слабых взаимодействий ( $E \ll \ll 300$  Бэв в системе центра инерции).

Грубая оценка отношений соответствующих вероятностей приводит к выражению:

$$\frac{\omega_\gamma}{\omega_{\nu\tilde{\nu}}} \approx \frac{(e^2 z / \hbar c)^2 e^2 / \hbar c}{(e^2 z / \hbar c)^2 G^2 (E/mc^2)^4} = \frac{1}{\alpha}, \quad (139)$$

<sup>1</sup> Если считать, что вычисление эффективных констант [18] взаимодействия сложного Ферми — Янгвского поля в цепном приближении уравнения Бете — Сальпетера имеет какой-то наводящий смысл, то следует сказать, что эффективная константа, вычисленная этим методом в своем приближенном выражении, содержит массу квантов полей, образующих данную частицу таким образом, что при стремлении этих масс к нулю (например,  $\nu\tilde{\nu}$ ) стремится к нулю и эффективная константа взаимодействия сложного поля, например

$$G_\pi \cong /(\log \lambda^2 / \chi^2 - 2)^{1/2},$$

где  $\lambda$  — значение предельного импульса в четырехфермионных взаимодействиях  $\chi = m_N / c$ . Эти соображения не имеют силу доказательства, но они дают возможность продолжать разговор на тему о возможном существовании псевдоскалярного (скалярного) света с малой константой взаимодействия.

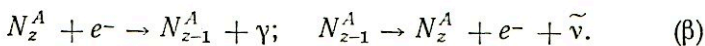
где  $G = gm^2c/\hbar^3$  — безразмерная константа слабых взаимодействий,  $g = 1,4 \cdot 10^{-49}$  эрг см<sup>3</sup>,  $m$  — масса электрона.

При температурах звезд, о которых идет речь в астрофизике, рассматриваемый параметр  $\alpha$  очень мал. Но большое различие в проникающей способности нейтрино, по сравнению с проникающей способностью фотона, может в известных условиях привести к таким ситуациям, когда излучение звездной энергии во вне будет в существенной части определяться нейтринным излучением.

Эти соображения были подтверждены количественными вычислениями в работе Гандельмана и Пинаева [94]. Ими показано, что в области температур  $kT > > 30$  Кэв при плотности звезды  $> 10^5$  г/см<sup>3</sup> энергия, уносимая нейтрино из звезд ( $z \sim 10$ ), может превышать энергию, излучаемую в виде  $\gamma$ -квантов.

Нейтринное излучение звезд обсуждалось и ранее. Еще много лет тому назад Гамовым и Шенбергом [95] была указана одна возможность для нейтринного излучения, которая может реализоваться ядерными реакциями в недрах звезд при высоких плотностях вещества и высокой температуре.

Именно в подходящих условиях может происходить процесс захвата электронов ядрами с последующим распадом последних



Конечно, сечение этого процесса очень мало, но этот процесс тем не менее может играть существенную роль в энергетических потерях звезд. И более того, в известных условиях энергетические потери в форме нейтринного излучения, сопровождающего рассматриваемые ядерные реакции, могут также превышать фотонное излучение, так как фотоны, имея малый пробег в звездном веществе, фактически излучаются лишь внешней оболочкой звезды. Однако механизм нейтринного излучения, указанный Понтекорво, существенно отличается от процесса, рассмотренного Гамовым и Шенбергом, тем, что процесс нейтринного торможения электрона является беспороговым процессом<sup>1</sup>.

Правда, следует помнить, что эффект Гамова — Шенберга основан на установленном взаимодействии; существо-

<sup>1</sup> Процесс типа ( $\beta$ ) зависит от наличия соответствующих ядер с низким энергетическим порогом.

вание же  $(\nu e)$   $(\nu e)$ -взаимодействия еще «предстоит открывать».

Недавно Ритусом [96] был указан еще один важный механизм для нейтринного излучения звезд, именно — фоторождение нейтрино на электроны

$$\gamma + e \rightarrow e' + \nu + \bar{\nu}.$$

Этот процесс является процессом первого порядка по константе слабого взаимодействия и по константе взаимодействия электромагнитного.

В работе [96] вычисляются сечение фоторождения пары нейтрино — антинейтрино на электроны и мощность фотонейтринного излучения электронного газа (как вырожденного, так и невырожденного) в зависимости от температуры и плотности. Показано, что мощность фотонейтринного излучения электронного газа при температурах  $kT \geq 40 \text{ КэВ}$  на два порядка превышает мощность тормозного нейтринного излучения, взятого при тех же условиях. Такое резкое различие определяется, в частности, тем, что сечение фоторождения нейтринных пар более сильно растет с энергией фотонов по сравнению с ростом сечения тормозного нейтринного излучения в зависимости от энергии тормозящихся электронов. Существенно, что энергетический спектр фотонов сдвинут в сторону больших энергий по сравнению со спектром электронов, взятых при той же температуре.

Автором дается выражение для мощности фотонейтринного излучения электронного газа в случае отсутствия вырождения в виде

$$Q_\nu = 3,32 \cdot 10^{-8} T^3 \rho / \mu_e \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}, \quad (140)$$

где  $T$  — температура вещества ( $T$  в  $\text{КэВ}$ ),  $\rho$  — плотность вещества. Предполагается вещество полностью ионизованным так, что плотность электронов связана с плотностью вещества соотношением

$$n_e = 6 \cdot 10^{23} \rho / \mu_e.$$

Здесь

$$\mu_e^{-1} = \sum c_i z_i / A_i,$$

$c_i$  — весовая концентрация элемента с атомным номером  $A_i$  и зарядом  $z_i$ .

Для сильно вырожденного электронного газа выражение (134) принимает вид:

$$Q_\nu = 1,5 \cdot 10^{-7} T^9 (\rho/\mu_e)^{2/3} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (141)$$

В табл. VI приводятся мощности  $Q_\nu$  фотонейтринного излучения как вырожденного, так и невырожденного электронного газа в зависимости от температуры для данной плотности  $\rho = 10^5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  в  $\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \text{ см}^{-3}$ .

В последнем столбце таблицы приведены соответствующие значения мощности  $q_\nu$  тормозного нейтринного излучения, вычисленные по формулам, даваемым в работе Гандельмана и Пинаева [94].

Таблица VI

	$T, \text{ Кэв}$	$Q_\nu$	$q_\nu$
Вырожденный газ...	{ 1	$2,08 \cdot 10^{-4}$	$1,41 \cdot 10^{-1}$
	{ 5	$4,06 \cdot 10^2$	$1,17 \cdot 10^3$
	{ 10	$2,08 \cdot 10^5$	$4,66 \cdot 10^4$
	{ 20	$1,06 \cdot 10^8$	$1,20 \cdot 10^6$
Невырожденный газ.....	{ 30	$1,09 \cdot 10^9$	$3,05 \cdot 10^7$
	{ 40	$1,08 \cdot 10^{10}$	$1,10 \cdot 10^8$
	{ 50	$6,50 \cdot 10^{10}$	$3,05 \cdot 10^8$
	{ 70	$9,55 \cdot 10^{11}$	$1,38 \cdot 10^9$
	{ 180	$1,66 \cdot 10^{13}$	$6,87 \cdot 10^9$

Оценки фотонейтринного и фотонного излучения в условиях, близких к реальным условиям состояния вещества в новых звездах и в звездах, эволюционирующих в белые карлики, подтверждает существенное значение фотонейтринного механизма энергетических потерь в энергетическом балансе звезд.

Формулы (140) и (141) позволяют оценить энергию, уносимую потоками нейтрино из звезды, если, конечно, известны распределения плотности и температуры в зависимости от радиуса звезды.

В случае невырожденного состояния электронного газа в звезде фотонная светимость ( $L_\gamma$ ) может быть связана с ее температурой  $T_c$  и плотностью  $\rho_c$  в центре звезды соотношениями [98]

$$L_\gamma = c\mu^{-0,5} \rho_c^{-2,5} b T_c^8$$

— постоянная в формуле Крамерса для пробега фотона

$$l = b\rho^{-2} T^{3,5},$$

$$\mu^{-1} = \sum c_i (z_i + 1)/A_i.$$

Значение постоянной  $c$  и распределения температуры и плотности в звезде можно получить, например, численным интегрированием уравнения равновесия, предполагая какую-либо модель распределения источников, выделяющих энергию.

Для модели с точечным источником энергии, когда предполагается, что вся энергия звезды выделяется в ее центре, Коулингом [9] найдены распределения температуры  $\bar{T}(r)$  и плотности  $\bar{\rho}(r)$ .

Ввиду быстрого изменения температуры и плотности в зависимости от расстояния от центра звезды целесообразно для дальнейших оценок ввести их средние значения, так как эти средние значения лучше характеризуют температуру и плотность основной массы звезды, нежели их значения в центре,

$$T = \frac{1}{M} \int \rho T dV; \quad \bar{\rho} = \frac{1}{V} \int \rho dV.$$

Используя выражения для  $\rho(r)$  и  $T(r)$ , вычисленные Коулингом, можно получить [9] соотношения между значениями плотности, взятой в центре звезды, и ее средней плотностью, а также выразить величину этого значения через радиус  $R$  и массу  $M$  звезды

$$\rho_c = 37,0 \bar{\rho} = 8,84 MR^{-3}. \quad (142)$$

Аналогичные соотношения существуют и для  $T_c$

$$T_c = 1,85 \bar{T} = 6,28 \cdot 10^{-23} \mu MR^{-1}; \quad (143)$$

здесь плотности выражены в единицах  $g \cdot cm^{-3}$ , а температура в  $K\varepsilon$ .

Автор, используя значения постоянных, найденных Коулингом, находит выражение для  $L_\gamma$  в виде:

$$L_\gamma = 7,22 \cdot 10^{35} \mu^{-0,5} \rho_c^{-2,5} b T_c^8 = 1,19 \cdot 10^{34} \mu^{-0,5} \bar{\rho}^{-2,5} b \bar{T}^8. \quad (144)$$

Интегрируя  $Q_\nu$  по объему звезды, используя  $\rho(r)$  и  $T(r)$  для той же модели и соотношения (143), автор получает

$$L_\nu = 1,45 \cdot 10^{25} \mu_e^{-1} \mu^{-1,5} \rho_c^{-0,5} T_c^{9,5} = 0,822 \cdot 10^{27} \mu_e^{-1} \mu^{-1,5} \rho_c^{-0,5} T_c^{9,5}. \quad (145)$$

Отношение фотонейтринной и фотонной светимостей дается выражением

$$\frac{L_\nu}{L_\gamma} = 2,01 \cdot 10^{-11} T_c^{1,5} \rho_c^2 / b \mu_e \mu = 0,69 \cdot 10^{-7} \bar{T}^{1,5} \bar{\rho}_c^2 / b \mu_e \mu. \quad (146)$$

Для звезд с параметрами  $T_c \approx 40$  Кэв и  $\rho_c \sim 5 \cdot 10^4$  г·см<sup>-3</sup>  $L_\nu/L_\gamma \sim 10$ . Эти параметры, видимо, характерны для звезд, эволюционирующих в белые карлики [100].

Отношение  $L_\nu/L_\gamma$  приближается к единице при  $\bar{\rho} = 3 \cdot 10^2$  г·см<sup>-3</sup> и  $T = 10$  Кэв — эти параметры соответствуют субкарликам, которые иногда вспыхивают как новые звезды [101].

В случае вырожденного состояния электронного газа звезды фотонейтринная светимость звезды оценивается автором выражением

$$L_\nu = 1,29 \cdot 10^{-7} M T^9 / \mu_e^{2/3} \bar{\rho}^{-1/3}. \quad (147)$$

Фотонная светимость в этом случае, согласно Шацману [102], записывается в виде

$$L_\gamma = 2,88 \cdot 10^{-3} M T^{7/2}. \quad (148)$$

Следовательно,

$$\beta' = \frac{L_\nu}{L_\gamma} = 4,48 \cdot 10^{-5} T^{5,5} / \mu_e^{2/3} \bar{\rho}^{-1/3}.$$

Для  $\bar{\rho} = 10^5$  г·см<sup>-3</sup> и  $T \sim 20$  Кэв это соотношение становится порядка единицы.

На рис. 28 иллюстрируется графическая зависимость величины  $\beta'$  от температуры и плотности.

На рис. 28 линией  $T_F$  разделяются области вырожденного газа (ниже линии  $T_F$ ) от областей невырожденного газа (выше  $T_F$ ). Линии  $T_\phi$  как в вырожденной, так и в невырожденной областях соответствуют тем средним температурам и плотностям, для которых фотонейтринная светимость равна фотонной светимости. Линии  $T_F$  на этом рисунке соответствуют температурам и плотностям, для которых тормозная нейтринная светимость равна фотонной светимости.

сти. Стрелки, поставленные на линиях  $T_\phi$  и  $T_T$ , указывают направления роста отношения  $\frac{L_{\nu \text{ фото}}}{L_\gamma}$  и  $\frac{L_{\nu \text{ торм}}}{L_\gamma}$ , т. е. области температур и плотностей, в которых эти отношения больше единицы.

Как это можно усмотреть из рис. 28, область температур и плотностей звезд, для которых фотонейтринная светимость превышает фотонную или равна ей, существенно больше области, в которой тормозная нейтринная светимость больше фотонной.

Видимо, наибольший интерес рассматриваемый механизм нейтринного излучения представляет при рассмотрении энергетического баланса новых звезд. Им, по-видимому, соответствуют значения плотностей, близких к  $\rho \sim 5 \cdot 10^2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  и температур  $T \sim 10 \text{ Кэв}$ .

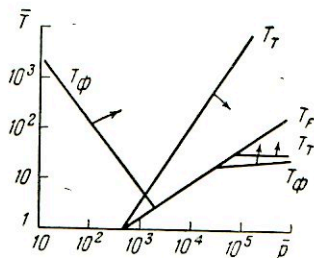


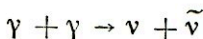
Рис. 28

Оценки показывают, что в случае вспышек сверхновых звезд, хотя нейтринное излучение по абсолютной величине и достигает наибольших значений нейтринных светимостей, однако в общем балансе энергетических потерь звезды потери в канале нейтринного излучения, видимо, достигают лишь доли процента от общих энергетических потерь.

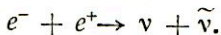
Источником нейтринно-антинейтринных пар может явиться <sup>1</sup> и процесс [103]



Процесс



оказывается запрещенным в принятом в настоящее время ( $V-A$ ) варианте слабых ( $ev$ ) ( $e\bar{\nu}$ )-взаимодействия [104]. При очень высоких температурах существен процесс [103]



<sup>1</sup> В работе [103] даны сильно завышенные оценки эффекта (см. [103]). Согласно [103], этот процесс не может играть существенной роли в нейтринном излучении звезд.

Недавно был указан своеобразный механизм генерации нейтринно-антинейтринных пар турбулентной плазмой [157].

Слабая турбулентность плазмы описывается на языке плазмонов.

Распад свободных фотонов на нейтринно-антинейтринную пару запрещен законом сохранения энергии и импульса только в случае  $\omega^2 = k^2 c^2$ .

В плазме диэлектрическая константа  $\epsilon \sim 1 - \omega_0^2/\omega^2$  ( $\omega_0$  — плазменная частота). Так что поперечные, например электромагнитные, волны в плазме (поперечные плазмоны) имеют спектр вида

$$\omega^2 = \omega_0^2 + k^2 c^2.$$

Плазмон (частица) массы  $\hbar\omega_0/c^2$  может распадаться на нейтринно-антинейтринную пару.

Оценки показывают, что при некоторых условиях звездной плазмы (плотность  $\rho \simeq 2 \cdot 10^6$  г/см<sup>3</sup>,  $T \sim 10^8$  К) этот механизм энергетических потерь звездами может оказаться наиболее существенным<sup>1</sup>. Представляется крайне важным обсуждение различных возможностей экспериментального обнаружения подобного взаимодействия, а в дальнейшем — и предпринимать конкретные экспериментальные исследования.

## § 12. ЕСТЕСТВЕННЫЕ «НЕЙТРИННЫЕ» ПОТОКИ. НЕБЕСНЫЕ ТЕЛА КАК ИСТОЧНИКИ НЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### Солнце

Широко распространено мнение, что энергетический баланс звезд типа Солнца поддерживается ядерными реакциями, протекающими в глубинах небесного тела. Хотя гипотеза выглядит очень правдоподобной, все же существование подобных процессов на Солнце пока не подтверждено

---

<sup>1</sup> Мы видим, что соотношение фотонной и нейтронной светимости звезд очень сильно зависит от принимаемой модели звезды (ее параметров), поэтому с окончательными выводами о роли нейтронной светимости в энергетическом балансе звезд надо быть осторожным.

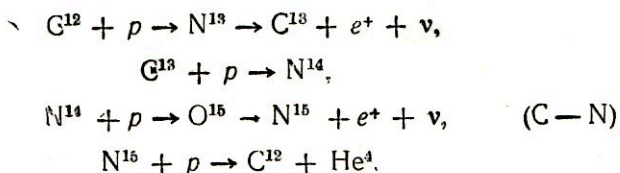


экспериментом и в принципе здесь возможны сюрпризы с далеко идущими последствиями.

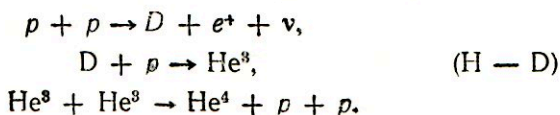
В настоящее время становится реальной задачей экспериментальная попытка здесь, на Земле, проверить эту гипотезу и в дальнейшем даже тип возможных ядерных реакций.

Различные термоядерные реакции, предложенные многими авторами как возможные источники внутризвездной энергии звезд типа Солнца, обладают очень своеобразной особенностью — они все сопровождаются нейтринным, а не антинейтринным излучением. Это обстоятельство неизбежно вытекает из того факта, что образование тяжелых элементов, ядра которых содержат нейтроны, из водорода возможно лишь с испусканием нейтрино.

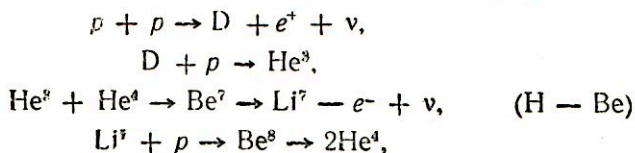
Таким свойством обладает так называемый C — N цикл, предложенный Бете<sup>[105]</sup>,



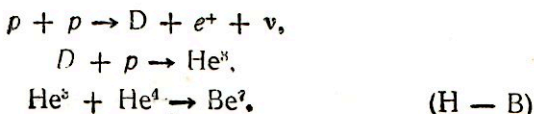
Синтез H — D, обсуждаемый Сальпитером<sup>[106]</sup>,

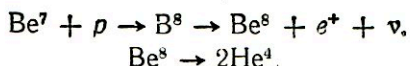


Очень интересные возможности, указанные Фаулером<sup>[107]</sup>,



наконец, реакции





Тирен и Тов <sup>[108]</sup> сообщили экспериментальные данные о возможном существовании нестабильного изотопа  $\text{Li}^4$  со временем жизни  $0,4 \text{ сек.}$  В заметке Ривса <sup>[109]</sup> обращено внимание на важность этой реакции для энергетического баланса звезд, ибо в распаде



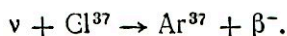
выделялась бы энергия  $\sim 20 \text{ Мэв.}$  Видимо, последняя реакция, если она существует <sup>1</sup>, дает нейтрино наибольших энергий из всех известных ядерных реакций.

Ниже дается таблица нейтринной активности Солнца (табл. VII), составленная Кузьминым. Во второй колонке таблицы приведены максимальные энергии нейтрино для рассматриваемых реакций. Максимальные значения энергий предполагаемых солнечных нейтрино лежат в энергетических границах

$$0,42 \text{ Мэв} \leq E_{\nu}^{\text{max}} < 1,73 \text{ Мэв.}$$

И только в случае цикла  $\text{H} - \text{B}$  возникают нейтрино с энергией  $E_{\nu}^{\text{max}} = 14,1 \text{ Мэв.}$

Для регистрации солнечных нейтрино необходимы детекторы с очень низким энергетическим порогом. В этой связи обычно обсуждается реакция, предложенная Понтекорво <sup>[112]</sup>



Порог реакции  $E_0 = 0,8 \text{ Мэв.}$

К сожалению, даже эта реакция с ее относительно низким энергетическим порогом оказывается бесполезной для регистрации нейтрино от циклов  $\text{H} - \text{D}$  и  $\text{H} - \text{Be}.$

Кузьминым указана детектирующая реакция с еще более низким порогом ( $E_0 \simeq 0,24 \text{ Мэв}$ )




---

<sup>1</sup> Хотелось бы очень увеличить степень достоверности этой реакции. С теоретической точки зрения существование  $\text{Li}^4$  ( $0,4 \text{ сек.}$ ), казалось бы, еще менее вероятно, чем существование, например,  $\text{H}^1$  (кулоновское отталкивание).

Но не известно, насколько «технична» эта реакция, насколько реально ее использование при проведении эксперимента с чудовищно большими детектирующими массами.

В табл. VII даны оценки средних сечений в областях применимости детектирующих реакций.

Таблица VII

Реакция	$E_{\nu}$ , Мэв	Поток нейтринно от Солнца $F$ см <sup>-2</sup> сек <sup>-1</sup>	Детектор	$\bar{\sigma}$ , см <sup>2</sup>	$F\bar{\sigma}$ , сек <sup>-1</sup>
$H^1 + H^1 \rightarrow D^2 + e^+ + \nu$	0,42	$5,26 \cdot 10^{10}$	Ga <sup>71</sup>	$1,2 \cdot 10^{-45}$	$0,6 \cdot 10^{-34}$
$H^1 + H^1 + e^- \rightarrow D^2 + \nu$	1,43	$\sim 5 \cdot 10^7$	Cl <sup>37</sup>	$1,6 \cdot 10^{-45}$	$8,0 \cdot 10^{-37}$
	линия				
$Be^7 + e^- \rightarrow Li^7 + \nu$	0,864 (87,7%)	$1,0 \cdot 10^{10}$ *	Cl <sup>37</sup>	$2,8 \cdot 10^{-46}$	$2,8 \cdot 10^{-36}$
	линия				
	0,385 (12,3%)	$1,4 \cdot 10^9$	Ga <sup>71</sup>	$1,9 \cdot 10^{-45}$	$2,65 \cdot 10^{-36}$
	линия				
$B^8 \rightarrow Be^{8*} + e^+ + \nu$	14,1	$3,6 \cdot 10^7$ *	Cl <sup>37</sup>	$1,3 \cdot 10^{-42}$	$4,7 \cdot 10^{-35}$
$N^{13} \rightarrow C^{13} + e^+ + \nu$	1,185	$\delta_{CN} \cdot 3,4 \cdot 10^{10}$	Cl <sup>37</sup>	$2,1 \cdot 10^{-46}$	$7,2 \cdot 10^{-38}$
$O^{15} \rightarrow N^{15} + e^+ + \nu$	1,733	$\delta_{CN} \cdot 3,4 \cdot 10^{10}$	Cl <sup>37</sup>	$8,5 \cdot 10^{-46}$	$2,9 \cdot 10^{-37}$
					$(\delta_{CN} \approx 0,01)$
					$(\delta_{CN} \approx 0,01)$
					$3,6 \cdot 10^{-37}$

\* I. N. Bahcal et al. Astrophys. J., 137.

Средние сечения ( $\bar{\sigma}$ ) нейтрино от соответствующих циклов почти все близки к  $\sim 10^{-46}$  см<sup>2</sup> —  $10^{-45}$  см<sup>2</sup>.

Редкое исключение составляет цикл H—B ( $\sim 1,3 \cdot 10^{-42}$  см<sup>2</sup>), но зато в последнем случае ожидаемый поток нейтрино<sup>1</sup> оценивается величиной, на три порядка меньшей.

Оценки возможных нейтринных потоков от звезд содержат известный произвол. Но, видимо, по порядку ве-

<sup>1</sup> Есть некоторые основания полагать, что сечения в реакции  $\nu + Cl^{37} \sim Ar^{37} + \beta^-$  могут быть в несколько раз большими, если учитывать, например, три уровня конечного ядра Ar<sup>37</sup>. (I. N. Bahcal. Phys. Rev. Lett. 12 (1964), 300; R. Davis. Phys. Rev. Lett. 12 (1964), 301). Важность последнего замечания трудно переоценить, так как для реального детектирования солнечных нейтрино необходимо иметь (в случае сечений, данных табл. VII) в качестве детектора хлорсодержащие материалы  $\sim 4000$  т. Уменьшение этой цифры хотя бы в несколько раз, конечно, крайне существенно.

личины они достаточно надежны. Нейтринная активность Солнца по различным оценкам может достигать на поверхности Земли значений [110], [113], [114]

$$10^{10} - 10^{11} \text{ нейтрин на } \text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}.$$

Оценки нейтринного излучения Солнца получаются на основе следующих соображений.

Предполагается, что термоядерные реакции существенным образом регулируют энергетический баланс Солнца. Все предложенные реакции такого рода (табл. VII) сводятся в конце концов к энерговыделению при преобразовании четырех протонов в  $\text{He}^4 + 2e + 2\nu$ .

Энергия, выделяемая в этой реакции (27,7 Мэв), распределяется различным образом между частицами, участвующими в данной реакции, и двумя нейтринами.

Полная энергия, теряемая Солнцем на излучение, делится на энергию, освобождаемую в реакции  $4p \rightarrow \text{He}^4$ .

Таким образом грубо оценивается число ядер гелия, возникающих в секунду, удвоенное число которых и дает искомое число нейтрин ( $N$ ).

Более детальная характеристика числа нейтрин должна включать оценки доли числа нейтрин, обязанных тому или иному циклу <sup>1</sup> ( $\delta_i$  — в табл. VII).

Нейтринная активность Солнца на поверхности Земли дается выражением

$$n = N/4\pi R^2 \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}, \quad (149)$$

где  $R$  — расстояние от Земли до Солнца.

## Земля

По оценкам Маркса и Меньяр [111] антинейтринная активность Земли определяется радиоактивными элементами  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{235}$ , их продуктами распада, находящимися с ними в равновесии, и такими долгоживущими радиоактивными изотопами, как  $\text{K}a^{40}$ ,  $\text{Rb}^{87}$ ,  $\text{La}^{138}$ ,  $\text{Lu}^{176}$ .

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что во всех перечисленных случаях испускаются антинейтрино, а не нейтрино, как это имеет место при образовании более тяжелых элементов в возможных процессах внутри звезд типа Солнца.

<sup>1</sup> Энергия, уносимая нейтрино, не вносит вклада в световую активность Солнца.

Это различие связано с тем, что во всех реакциях синтеза идет образование нейтронов, а в радиоактивных распадах, перечисленных выше, распадаются именно нейтроны, излучая  $e^-$  вместе с антинейтрино ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ).

Авторами [111] оценивается антинейтринная активность  $\omega$  поверхностного слоя Земли числом  $1,7 \cdot 10^6$  частиц в секунду, на тонну вещества. Это число складывается из активностей, приведенных в табл. VIII.

Таблица VIII

Антинейтринная активность поверхностного слоя Земли

Изотоп	Время полураспада, сек	Максимальная энергия Мэв	Концентрация, г/тонну	Активность $\omega$ /сек·тонну	
U <sup>238</sup>	$4,41 \cdot 10^{16}$	α-излучение	3,97	—	
Th <sup>234</sup>	$2,08 \cdot 10^6$			0,19	$5,0 \cdot 10^4$
Ra <sup>226</sup>	$6,96 \cdot 10^4$			2,32	$4,9 \cdot 10^4$
Pb <sup>214</sup>	$1,61 \cdot 10^3$			0,65	$4,5 \cdot 10^4$
Bi <sup>214</sup>	$1,18 \cdot 10^3$			2,03	$4,5 \cdot 10^4$
Tl <sup>210</sup>	$7,92 \cdot 10^4$			1,95	$10^{-18}$
Pb <sup>210</sup>	$6,93 \cdot 10^8$			0,02	$4,5 \cdot 10^{-4}$
Vc <sup>210</sup>	$4,32 \cdot 10^5$			1,17	$4,5 \cdot 10^{-4}$
Tl <sup>206</sup>	$2,54 \cdot 10^3$			1,65	0,05
Th <sup>232</sup>	$4,38 \cdot 10^{17}$			α-излучение	11,28
Ra <sup>228</sup>	$2,11 \cdot 10^8$	0,05	$7,4 \cdot 10^4$		
Ac <sup>228</sup>	$2,21 \cdot 10^4$	1,55	$7,4 \cdot 10^4$		
Pb <sup>212</sup>	$3,82 \cdot 10^4$	0,59	$7,0 \cdot 10^4$		
Bi <sup>212</sup>	$3,63 \cdot 10^3$	2,5	$6,9 \cdot 10^4$		
Tl <sup>208</sup>	$1,86 \cdot 10^3$	1,79	$2,3 \cdot 10^4$		
U <sup>235</sup>	$2,24 \cdot 10^{16}$	α-излучение	0,3		
Th <sup>231</sup>	$9,18 \cdot 10^4$			0,20	$3,7 \cdot 10^4$
Ac <sup>227</sup>	$6,84 \cdot 10^8$			0,04	$3,7 \cdot 10^4$
Fr <sup>223</sup>	$1,26 \cdot 10^3$			1,2	$4,4 \cdot 10^{-1}$
Pb <sup>211</sup>	$2,17 \cdot 10^3$			1,21	$3,4 \cdot 10^1$
Tl <sup>207</sup>	$2,86 \cdot 10^3$			1,47	$3,3 \cdot 10^1$
K <sup>40</sup>	$4,1 \cdot 10^{16}$			1,33	3,08
Rb <sup>87</sup>	$1,57 \cdot 10^{18}$	0,27	94,48	$3,0 \cdot 10^5$	
La <sup>137</sup>	$3,15 \cdot 10^{18}$	0,21	0,02	$2,0 \cdot 10^1$	
Lu <sup>176</sup>	$7,6 \cdot 10^{17}$	0,43	0,02	$6,0 \cdot 10^1$	

Радиоактивность внутренних слоев Земли неизвестна. Из предположения, что табл. VIII правильно отображает распределения радиоактивных элементов в поверхностном слое Земли глубиной 15 километров, примерно  $M = 2 \cdot 10^{19}$  тонн, авторы получают оценку антинейтринной активности Земли в виде

$$I_0 = \frac{\omega M}{4\pi R^2} = \sim 6,7 \cdot 10^6 \tilde{\nu} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-2} \text{ — частиц.}$$

Для детектирования антинейтринов, указанных в табл. VIII, требуются реакции с очень низким энергетическим порогом. Для реакции

$$\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+, \text{ энергетический порог } \varepsilon_0 = 1,8 \text{ Мэв.}$$

В этом случае число активных нейтрино падает до  $10^5$  частиц в секунду на  $\text{см}^{-2}$ .

Если предположить, что табл. VIII характеризуется распределение радиоактивных веществ на любых глубинах слоев Земли, то соответствующая антинейтринная активность на поверхности Земли оценивается в виде

$$I_0 = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

В далекой перспективе может быть целесообразен эксперимент, уточняющий верхнюю границу антинейтринной активности Земли <sup>1</sup>. Это, видимо, единственная возможность получения соответствующей информации о составе вещества в глубинных слоях Земли. Следует подчеркнуть, что большой нейтринный фон Солнца в принципе не мешает этим измерениям, так как нейтрино ведут к другим реакциям, чем антинейтрино. Видимо, в настоящее время детектирование интенсивностей  $10^{10}$ — $10^{11}$  нейтринов на  $\text{см}^{-2} \text{ сек}$ . в области энергии 1 Мэв находится пока на границе возможного эксперимента. Эксперимент по детектированию нейтринов, излучаемых Солнцем, реально обсуждается многими авторами.

Так зарождается экспериментальная нейтринная астрофизика. Видимо, исследование возможных термоядерных реакций на Солнце путем детектирования на Земле потока

<sup>1</sup> Согласно данным нейтринных опытов вблизи реактора <sup>[116]</sup>, верхняя оценка антинейтринного излучения Земли  $< 10^{13}$  частиц  $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . По температурному режиму Земли верхняя оценка антинейтринной активности Земли сильно уменьшается.

солнечных нейтрино — это первоочередные экспериментальные работы астрофизического нейтринного цикла.

Видимо, в ближайшие годы будет реализована попытка установить факт существования нейтринных потоков, идущих от Солнца, способных вызывать определенные ядерные реакции с низким энергетическим порогом. Затем<sup>1</sup>, выбирая детектирующие реакции с более высоким энергетическим порогом, выделяющие, например, нейтринное излучение в районе 10—14 Мэв, можно подтвердить или опровергнуть существование на Солнце реакции  $H - B$  (Фаулер). Обнаружение в солнечном нейтринном спектре нейтрино с энергией 15—20 Мэв могло бы свидетельствовать в пользу литиевого цикла.

Обнаружение в солнечном излучении нейтрино в области энергий, близких к 1,7 Мэв, свидетельствовало бы о протекании в условиях Солнца известного  $C - N$  цикла.

Следует напомнить, что в области малых энергий нейтринного сечения  $\nu + p \rightarrow p + e$  растут квадратично с энергией нейтрино. С этой точки зрения детектирование нейтрино литиевой реакции ( $E_\nu \sim 15$  Мэв) было бы раз в 100 эффективнее, чем детектирование нейтрино  $C - N$  цикла ( $E_\nu = 1,7$  Мэв).

Не исключено, что в области нейтринных энергий 10—20 Мэв можно найти адекватные и поэтому более эффективные методы детектирования, специфичные для этих относительно высоких энергий<sup>2</sup>.

Можно полагать, что в будущем космические корабли дадут возможность ставить нейтринные эксперименты в ус-

<sup>1</sup> Такое планирование очередности экспериментов носит чисто условный характер: регистрирование меньшего потока нейтрино (табл. VII), но с энергией 14,1 Мэв, может оказаться экспериментально легче осуществимым.

<sup>2</sup> Если бы, например, можно было использовать идею В. Б. Беляева о возможности «резонансного» поглощения нейтрино в ядрах [131].

Обращает на себя внимание только что появившаяся заметка V. de Sabbata and C. Gualdi: Nuovo Cim. 28, 1963, 1484, где рассматривается реакция  $\nu + Be^9 \rightarrow p + e^- + Be^8$ .

Авторы приводят сечения:

$$\text{для } E_\nu = 1,7 \text{ Мэв, } \sigma = 2 \cdot 10^{-47} \text{ см}^2,$$

$$\text{для } E_\nu = 14,1 \text{ Мэв, } \sigma = 2,6 \cdot 10^{-37} \text{ см}^2,$$

т. е. сечение возрастает на 10 порядков (!).

Результат этой работы настолько неожидан (и кажется неправдоподобным), что независимые повторные расчеты эффекта более чем желательны.

ловнях более интенсивных естественных потоков нейтрино. Правда, на Меркурии, например, нейтринное излучение Солнца лишь на порядок интенсивнее, чем на Земле.

Космический корабль, пролетая по солнечной орбите на расстоянии 1 миллиона километров от Солнца, может облучаться нейтринным потоком, примерно в  $10^4$  раз большим по интенсивности, чем соответствующие объекты на поверхности Земли.

При больших температурах, которые, по-видимому, имеют место в возникающих сверхновых звездах ( $T \sim 5 \cdot 10^9$  К), нейтринные потоки оцениваются  $10^{53}$  частиц [115] в секунду — нейтрин со средней энергией  $\sim 1$  Мэв.

На расстоянии 100 световых лет от источника поток оценивается числом

$$\sim 10^{13}/\text{см}^2\text{сек.}$$

Авторы [115] обращают внимание на то, что такие потоки нейтрино детектируемы и высказывают мысль, что в будущем соответствующие лаборатории, детектируя возникновение такого нейтринного излучения, могли бы предсказывать появление сверхновых звезд, так как бурное развитие высоких температур внутри таких звезд ведет к возникновению проникающего нейтринного излучения ранее того момента, когда поверхность звезды испускает вспыхнувшее мощное световое излучение.

Так зарождаются идеи нейтринной астрономии.

### Космические лучи

Оценки возможных максимальных плотностей нейтринных потоков в космических лучах можно получить на основании опытов Райнеса — Коуэна [116], выполненных на реакторе. Установка Райнеса и Коуэна способна регистрировать антинейтрино в участке спектра 3—10 Мэв.

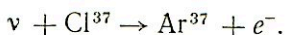
Предполагая, что наблюдавшийся фон (при выключенном реакторе) целиком обусловлен космическими антинейтрино, можно получить верхнюю оценку [117] для верхнего возможного значения антинейтринного потока космических лучей в данном участке энергетического спектра, равную примерно  $10^{13}$   $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ .

Предполагая излучение изотропным, можно получить максимальное значение плотности нейтринной энергии во Вселенной, оно составляет  $10^3$  Мэв/см<sup>3</sup>.



Это примерно в  $10^5$  раз больше средней плотности энергии, даваемой астрономическими оценками, и соответствует (по энергии) примерно одному протону в  $см^3$ .

В опытах Дэвиса [110] изучалась реакция



Из измерений Дэвиса следует, что

$$\int_0^{\infty} \rho(E) \sigma(E) dE \leq 10^{-33} \text{сек}^{-1}.$$

Здесь  $\rho(E)$  — плотность космических нейтрино ( $Mэв^{-1} см^{-3}$ ),  $\sigma(E)$  — сечение рассматриваемой реакции.

Следует заметить, что установка Дэвиса не эффективна для детектирования нейтрино с энергией  $\sim 1$  Бэв, т. е. таких нейтрино, которые способны производить расщепления ядра хлора. Оценку верхней границы для возможной плотности нейтрино с энергией 100 Мэв можно получить из опытов Дэвиса, предполагая, что детектор Дэвиса был облучен мезонетическими нейтрино данной энергии<sup>1</sup>.

Оценки [117] приводят к числам:  $\sim 1$  Мэв в  $см^3$ .

Верхние оценки нейтринных потоков с энергией нейтрино  $\sim 1$  Бэв можно получить, анализируя пока очень грубые эксперименты по реакции  $\mu$ -мезонов под землей.

Уже в настоящее время можно утверждать, что плотность нейтринной энергии во Вселенной в области нейтринного спектра 1 Бэв по крайней мере на три порядка меньше плотности энергии, обязанной усредненной плотности нуклонов [118]. Именно данные подземных измерений вертикальной интенсивности заряженных частиц [86] позволяют сделать эту оценку<sup>2</sup>. Эти измерения показали, что заряженные частицы, способные проникать через 5 см свинца на глубинах 816, 1812, 3410, 4280 и 6380 метров высокого эквивалента, обладают соответственно интенсивностями:  $2,48 \cdot 10^{-6}$ ,  $1,78 \cdot 10^{-6}$ ,  $1,31 \cdot 10^{-8}$ ,  $2,85 \cdot 10^{-9}$  и  $1,62 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$ .

Приведенные интенсивности практически совпадают с оценками потоков  $\mu$ -мезонов, обязанных распаду  $\pi$ -мезонов, возникающих в атмосфере. Верхнюю оценку плотности

<sup>1</sup> Например,  $E \sim 70$  Мэв: отдача нуклона не мешает образованию  $Ar^{37}$ .

<sup>2</sup> Данные работы [86а] уменьшают эту оценку до  $10^{-7}$ .

нейтрино с энергией  $E_\nu \geq 1 \text{ Бэв}$  можно получить, предполагая, что все  $\mu$ -мезоны под землей, регистрируемые в [86], возникли в результате эффектов  $\nu + n \rightarrow \mu^- + p$ ;  $\nu + p \rightarrow \mu^+ + n$  с сечениями  $\sigma_\mu \sim 10^{-38} \text{ см}^2$ . Из оценок следует, что плотность нейтрино с  $E_\mu \geq 1 \text{ Бэв}$  меньше, чем  $10^{-8} \text{ см}^{-3}$ ; это соответствует плотности нейтринной энергии в этом участке спектра меньше  $10^{-5} \text{ Мэв см}^{-3}$ , что уже на три порядка меньше нуклонной плотности ( $10^{-2} \text{ Мэв см}^{-3}$ ).

### § 13. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

С нейтринной физикой оказались связанными некоторые важные проблемы космологии.

Но здесь сами проблемы носят крайне спекулятивный характер и, пожалуй, пока часто близки к тематике фантастических романов.

В связи с зарядовой асимметрией нашего мира возникают идеи о возможном существовании так называемых антимиров, которые обеспечивали бы зарядовую симметрию Вселенной в целом.

Локальная зарядовая асимметрия нашего участка Вселенной могла бы возникнуть в результате флуктуации в зарядово-симметричном мире [117].

Естественно думать, что флуктуационная гипотеза предполагает существование, во всяком случае в прошлом<sup>1</sup>, большого зарядово-симметричного «фона». Такой фон мог бы быть образован нейтрино и антинейтрино одинаковой плотности [117].

<sup>1</sup> Слово «в прошлом» означает принятие определенной модели Вселенной, согласно которой кривизна пространства падает со временем. В «прошлом», когда произошла флуктуация, предполагается, что при колоссальных плотностях энергии того состояния Вселенной (плотность энергии тем больше, чем больше кривизна) плотность энергии нейтринно-антинейтринного фона намного превышала плотность вещества.

В настоящее время плотность тепловой и фотонной энергии («симметричной») можно считать намного меньшей, чем плотность энергии, связанной с массой покоя частиц вещества.

Если окажется, что в настоящее время плотность энергии  $\tilde{\nu}$  намного меньше плотности вещества, то это будет значить, что обсуждаемая гипотеза требует специальных дальнейших гипотез о развитии Вселенной, о превращении первичной симметричной компоненты энергии в какие-то новые формы (например, кинетические энергии отдаленных небесных тел и т. д.), которые могут представлять предмет специальных обсуждений.

Согласно флуктуационной гипотезе, плотность энергии этого фона должна быть выше плотности энергии зарядово-асимметричной «компоненты» мира, т. е. плотности энергии, заключенной в веществе, которая оценивается по астрономическим данным, равной примерно  $\sim 10^{-2}$  Мэв/см<sup>3</sup> или  $10^{-5}$  протона в см<sup>3</sup>. Можно предполагать, что энергетический спектр симметричного нейтринного фона определяется нуклонно-антинуклонной аннигиляцией, которая приводит к рождению  $\pi$ -мезонов. Распад последних образует симметричный нейтринно-антинейтринный фон с энергией нейтрино (антинейтрино), распределенной вокруг максимума интенсивности, лежащего вблизи 100 Мэв.

Эти добавочные соображения о возможной области спектра с преимущественной локализацией нейтринной энергии и в настоящее время, конечно, не носят характера доказательства.

Они лишь фиксируют внимание именно на том участке спектра, экспериментальные данные относительно которого (взятые сами по себе) пока не противоречат относительно большой плотности нейтринно-антинейтринной энергии. Несколько более определенные оценки верхних значений плотности энергии нейтринного поля в пространстве можно получить в рамках определенных теоретических представлений о Вселенной. Рассматривая, например, гравитационное действие нейтринного поля на расширяющуюся Вселенную, можно установить <sup>[132]</sup> верхнюю границу для плотности нейтринной энергии <sup>1</sup> в виде  $2 \cdot 10^{-28}$  г/см<sup>3</sup> =  $2 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>.

С этой точки зрения средняя плотность энергии  $\tilde{\nu}$  лишь на порядок может превышать плотность энергии вещества.

Для космологии очень существенно знание такого параметра, как плотность энергии во Вселенной. Если окажется, что нейтрино вносят подавляющий вклад в величину этого параметра, то нейтринная природа Вселенной проявилась бы своеобразным образом в различных аспектах космологии.

Ясно, что эксперименты по детектированию космических нейтрино в различных энергетических участках спектра представляют значительный интерес.

<sup>1</sup> В сущности, рассмотрение относится к плотности энергии, связанной любым видам слабовзаимодействующих частиц.

Выше были приведены соображения (§ 6), согласно которым представляются фундаментальной важности результаты экспериментов по взаимодействию нейтрино очень высоких энергий ( $10^{11}$  эв) с нуклонами и электронами. Согласно соображениям, развитым в работе [117], представляется важным исследование участка энергетического спектра космических нейтрино в области 50—100 Мэв. Можно указать и другие интересные с разных точек зрения энергетические участки спектра космического нейтрино.

В настоящее время наши сведения о происхождении и развитии Вселенной пока очень скудны, и здесь пока возможны самые разнообразные спекуляции, в обсуждении которых нейтринная физика может играть существенную роль.

Слабое взаимодействие нейтрино с веществом, которое в настоящее время является досадным обстоятельством при обсуждении различных попыток детектирования нейтрино, в будущем с развитием экспериментальных возможностей станет его огромным преимуществом, как орудия исследования, может быть, наиболее сокровенных особенностей Вселенной и ее эволюции. Нейтрино способно проходить без поглощения огромные толщи вещества. Вселенная практически прозрачна для нейтрино. Действительно, нейтрино (антинейтрино) в области энергетического спектра  $\sim 1$  Мэв взаимодействует с нуклоном с сечением  $< 10^{-43}$  см<sup>2</sup>. Принимая плотность вещества во Вселенной  $10^{-5}$  протона в см<sup>3</sup>, получаем одно взаимодействие для антинейтрино с протоном ( $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ ) на пути  $10^{30}$  световых лет.

Не исключено, что исследование нейтринных потоков космических нейтрино обогатит в дальнейшем наши знания о самых отдаленных в пространстве участках Вселенной и даст возможность получить ценные сведения о самых древних временах ее существования.

Если предположить, что Вселенная возникла из первоначального нейтронного облака, то распад нейтронов (плотностью  $10^{-5}$  на см<sup>3</sup>) мог бы привести к потоку антинейтринов [111], [119]  $10^5$  см<sup>2</sup>сек<sup>-1</sup> в энергетическом участке спектра нейтрино 0,5—1 Мэв.

Эта оценка возможного потока антинейтринов дает нижнюю границу. Она учитывает только превращение первичных нейтронов в протоны, пренебрегая возможностью за время существования Вселенной повторных актов распадов нейтронов, вернее,  $\beta$ -распадов сложных ядер, возникших в процессе эволюции звездного вещества.

Интерес представляет обсуждение гипотезы о происхождении Вселенной, по своему характеру прямо противоположной предыдущей.

Именно, если предположить, что первичная материя состояла из протонов и электронов, то в последующие времена с возникновением нейтронов должен был возникнуть такой же плотности нейтринный поток [111], т. е. равный по меньшей мере  $10^5 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ .

Согласно Зельдовичу [143], Вселенная на ранней стадии своего развития состояла из протонов, электронов и нейтрино.

По представлениям Зельдовича, нейтрино, занимая плотно соответствующие энергетические уровни, делают реакцию  $p + e \rightarrow n + \gamma$  в сущности запрещенной. На ранней стадии развития Вселенной затрудняется, таким образом, образование сложных ядер. В последней модели Вселенной еще более усугубляется асимметрия по лептонному заряду. Не входя в детали сравнений различных представлений о развитии Вселенной, можно полагать, что во всяком случае соотношение интенсивностей потоков нейтрино и антинейтрино в свободном космическом пространстве могло бы быть параметром, характеризующим важную информацию о Вселенной.

\* \* \*

Несколько лет тому назад Гольдгабер [121] предложил другой, тоже фантастический механизм для процесса разделения Вселенной на миры и антимир.

Согласно гипотезе Гольдгабера, с самого начала существовала одна частица «универсон» (Universon), равная — по массе — массе всей Вселенной. Этот «универсон» обладал зарядовой симметрией. В дальнейшем в какой-то момент  $t = t_0$  этот «универсон» делится на частицу и античастицу по терминологии Гольдгабера — на космон (cosmon) и антикосмон (anticosmon) с соответствующими нуклонными и антинуклонными зарядами. Это спонтанное деление «универсона» в какой-то степени можно иллюстрировать аналогией в распаде какой-то гипотетической зарядовой симметричностью частицы  $X$  на две частицы — нейтрон и антинейтроны  $n$  и  $\tilde{n}$ :

$$X \rightarrow n + \tilde{n}$$

с большими относительными кинетическими энергиями. Большие относительные скорости космона и антикосмона приводят к пространственному разделению частиц на большие относительные расстояния.

Каждый из космонов в процессе эволюции превращается в нуклонное, соответственно антинуклонное вещество миров и антимиров.

В последние годы открыт целый ряд частиц фермионов с массами, превышающими массы нуклонов, и бозонов, с массами, превышающими массы  $\pi$ -мезонов.

Неизвестно, имеется ли какая-либо верхняя граница для массы «элементарной» частицы <sup>1</sup> [122]. В самое последнее время открыты короткоживущие состояния частиц еще больших масс («резонансные состояния»). Если мы уже вступили здесь на путь безудержной фантазии, то можно высказать гипотезу, что возникновение так называемых «файерболов» при столкновениях космических нуклонов колоссальных энергий с нуклонами вещества — это не что иное, как уже фактическое рождение одной или двух «элементарных» частиц (частицы и античастицы) с относительно большими массами, вещество которых затем деградирует в ливни  $\pi$ -мезонов [122]. Может быть, космоны Гольдгабера и представляют собой предельный случай таких частиц.

Пока наши представления о развитии Вселенной настолько спекулятивны, что в действительности не исключены самые неожиданные возможности.

Может быть, Миры и Антимирры настолько и так разделены, что нуклонно-антинуклонная аннигиляция практически не дает вклада в симметричный энергетический фон. Но далекие антисолнца излучали бы в характерном энерге-

---

<sup>1</sup> «По-видимому, большинство новых типов мезонов распадаются на  $\pi$ -мезоны, т. е. между этими полями и  $\pi$ -мезонами должна существовать тесная связь. Как далеко идет эта связь, в настоящий момент неясно. Пока не исключена и такая возможность: благодаря сильному взаимодействию  $\pi$ -мезонов друг с другом они временно объединяются в мезоны больших масс, что было бы очень естественно в свете гипотезы нуклонно-антинуклонного строения  $\pi$ -мезона. Другими словами, параллельно веществу, состоящему из нуклонов, можно предположить существование короткоживущих образований из нуклонов и антинуклонов, которые проявляются в виде тяжелых мезонов» [122].

тическом диапазоне, в отличие от нашего Солнца, антинейтрино. И когда-нибудь...

Здесь, пожалуй, целесообразно прекратить обсуждение такого рода возможностей.

### «Нейтринное море» [125]

В природе непрерывно происходят реакции с излучением нейтрино и антинейтрино. Нейтринно- и антинейтринным излучением сопровождается синтез и распад элементов. Эти основные процессы в эволюции материи небесных тел поставляют нейтрино и антинейтрино с энергией  $\sim 1$  Мэв.

Если схема слабых взаимодействий М. С. и Ф. Г. угадана правильно, если действительно существует прямое  $(\nu e)$   $(\bar{\nu} e)$ -взаимодействие, то нейтринное (антинейтринное) излучение длинноволнового участка спектра (аналог оптического, радиоизлучения и т. д.) генерируется именно электронами.

Тормозное излучение электронов в кулоновом поле ядра нейтринно-антинейтринной пары  $(e + z \rightarrow e' + z' + \nu + \tilde{\nu})$ , рождение нейтринно-антинейтринной пары от  $\gamma$ -кванта на электроне  $(\gamma + e \rightarrow e' + \nu + \tilde{\nu})$  и другие подобные эффекты  $(\nu e)$   $(\bar{\nu} e)$ -взаимодействия способны вызывать длинноволновое нейтринное излучение.

Так как, согласно теории М. С. и Ф. Г., прямое нуклонно-нейтринное взаимодействие должно отсутствовать, то небесные тела, состоящие из нуклонов и электронов, по отношению к нейтринно-антинейтринному полю не нейтральны.

Как электрон, двигаясь по замкнутой орбите в синхротроне, должен излучать  $\gamma$ -кванты и нейтринно-антинейтринные пары, так и небесные тела в своем движении по орбите по отношению к нейтринно-антинейтринному полю представляют собой источники колоссального  $\beta$ -«заряда» излучения нейтринно-антинейтринных пар.

Все бесчисленные реакции, в которых возникают нейтрино и антинейтрино, наполняют Вселенную нейтринно-антинейтринным излучением. Так как сечения поглощения нейтрино (антинейтрино) очень малы и эти частицы, странствуя по Вселенной, за астрономические времена ( $10^9$  лет) практически не поглощаются, то в настоящей фазе развития Вселенной, можно полагать, идет накопление нейтринного излучения.

Принцип Паули ограничивает максимальную плотность числа нейтрино в  $см^3$  с энергиями, лежащими между значениями  $E$  и  $E + \Delta E$ . Максимальное значение этой плотности дается выражением

$$n(E) dE = \frac{1}{(2\pi)^2 (\hbar c)^3} E^2 dE. \quad (150)$$

Таким образом, максимально число нейтрино с энергией  $E < E_0$  ограничено

$$N_{\max}^{E < E_0} = \int_0^{E_0} n(E) dE = \frac{1}{(2\pi)^2 (\hbar c)^3} \frac{E_0^3}{3}. \quad (151)$$

Для энергии Ферми  $\sim 1$  эв, например, число нейтрино в  $см^3$  равно

$$N_{E < E_0} = \frac{1}{(2\pi)^2} \left( \frac{m_e c}{\hbar} \right)^3 \frac{10^{-18}}{3} = 10^{11}. \quad (152)$$

Если Земля при своем движении вокруг Солнца испускает нейтринное излучение с длиной волны  $\lambda \sim R$ , где  $R \sim 10^{13}$  см — радиус земной орбиты, то соответствующая энергия этих нейтрино будет равной

$$E_\nu \sim m_e c^2 10^{-22} \sim 10^{-22} \text{ Мэв}. \quad (153)$$

Максимальное число нейтрино с энергией  $E \leq E_\nu$  в  $см^3$  выражается, согласно (151), числом

$$N_{E < E_\nu} \cong 10^{-36} \frac{\text{нейтрино}}{\text{см}^3}. \quad (154)$$

Если для фотонов с ньютоновской космологией парадокс Ольберса [123] имеет смысл в любой области энергетического спектра фотонов, то нейтрино, подчиняясь принципу Паули, заселив все соответствующие уровни с  $E \leq E_0$ , делают невозможными дальнейшие процессы с испусканием нейтрино с  $E \leq E_0$ . Если  $E_F \sim 1$  эв, то число нейтрино в  $см^3$ , в сущности, еще очень невелико. Невелико в том смысле, что такой фон нейтрино в такой области энергетического спектра, видимо, не может проявиться в элементарных процессах типа

$$\nu + n \rightarrow p + e.$$



Энергия, заключенная в нейтринном «море» с энергией Ферми  $E_F$ , дается выражением

$$\omega = \int_0^{E_0} E n(E) dE = \frac{1}{(2\pi^2)(\hbar c)^3} \frac{E_F^4}{4}. \quad (155)$$

При  $E_F \sim 1$  эв, точнее  $E_F = m_e c^2 10^{-6}$

$$\omega = \frac{1}{(2\pi^2)^2 4} \left( \frac{m_e c}{\hbar} \right)^3 10^{-24} m_e c^2 \sim 10^5 m_e c^2 / \text{см}^3 \sim 10^5 \text{ Мэв} / \text{см}^3. \quad (156)$$

Это значило бы, что вся материя Вселенной сосредоточена в нейтринном излучении. Средняя плотность вещества во Вселенной оценивается числом  $10^{-5}$  протона в  $\text{см}^3$ , т. е.  $10^{-2} \text{ Мэв} / \text{см}^3$ .

Таким образом, даже при  $E_F \sim 1$  эв масса, заключенная в нейтринном излучении, в  $10^7$  раз была больше масс Галактик, массами которых можно было просто пренебречь в соответствующих космологических оценках.

Вопрос о плотности материи во Вселенной важен для выбора модели мира. Величина средней плотности [124], отвечающей плоской Вселенной (переход от закрытой модели к открытой), составляет  $5 \cdot 10^{-29} \text{ г} / \text{см}^3$ , что недалеко от того, что дает учет вещества Галактик. Конечно, бóльшая плотность нейтринного излучения могла бы быть решающим обстоятельством при обсуждении модели Вселенной.

Вейнберг, развивая соображения, содержащиеся в его статье, посвященной нейтринным проблемам космологии [123], обсуждает связи между верхней границей энергии Ферми заполненного нейтринного моря и различными моделями Вселенной [125].

Согласно Вейнбергу, в модели эволюционирующей Вселенной и в стационарной модели (the steady state cosmology) заселенность нейтринных уровней очень низка. Соответствующая энергия Ферми  $E_F$  оценивается как

$$E_F \approx \exp^{-10^{35}} \text{ Мэв} \quad (\text{эвол. модель});$$

$$E_F \sim 10^{-36} \text{ или } 10^{-24} \text{ Мэв} \quad (\text{стац. модель}).$$

Это значит, что в таких моделях небесные тела могли бы излучать и нейтрино в характерном для них диапазоне частот (153).

Так как константа слабых взаимодействий намного больше гравитационной константы, а излучение гравитационных волн за космические времена по оценкам<sup>[129]</sup> может составлять 0,1% от массы небесных тел, то на первый взгляд энергетические потери небесных тел через нейтринно-антинейтринное излучение могло бы быть катастрофическим. Даже можно было бы видеть в этом какой-то аргумент в пользу осциллирующей модели Вселенной, где, согласно Вейнбергу, заселенность нейтринных уровней настолько велика ( $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  эв), что обсуждаемый диапазон частот оказывается просто запрещенным. Но простые аналогии полей Бозе (гравитационные волны) и Ферми (нейтрино) в области малых частот и больших интенсивностей более чем рискованны, так как для поля Ферми нет классического аналога. Конкретные оценки населенности нейтринных уровней в различных моделях Вселенной могут претерпевать при дальнейших анализах и уточнениях серьезные изменения, но остается факт: возникла идея нейтринного моря Вселенной с некоторой возможной энергией Ферми  $E_F$ , которая для осциллирующей модели не так уже низка. И естественным следствием этих идей возникнут экспериментальные попытки снизить верхний предел для возможного значения  $E_F$ .

В препринте Вейнберга обсуждаются в принципе интересные экспериментальные возможности.

Если нейтринные (антинейтринные) уровни действительно заполнены до  $E_\nu = E_F$ , то в принципе должны наблюдаться своеобразные отклонения у верхней границы графика Кюри от его поведения, вычисленного без учета заполненных уровней нейтрино.

Если, например, для антинейтрин имеется «фон» с  $E_\nu = E_F$ , то при  $\beta^-$ -распадах будут запрещены все распады с энергиями электронов, большими чем  $E_e = W_0 - E_F$ , где  $W_0$  — «максимальное» возможное значение энергии электрона. График Кюри резко изменит свое направление вблизи значения энергии электрона  $E_e = W_0 - E_F$ .

Ход графика Кюри вблизи верхней границы электронного спектра будет таков, как если бы антинейтрино, испускаемое в этом распаде, имело бы массу покоя  $m_\nu = E_F/c^2$  (рис. 29).

На графике (29) по оси абсцисс отложена энергия электрона распада, а по ординат — известная величина в графике Кюри, связанная с числом электронов ( $N$ ) распада  $f$  — кулоновский фактор.

В случае заполненного фона нейтрино, граница спектра электронов распада получит характерное продолжение за энергию  $W_0$  (рис. 30).

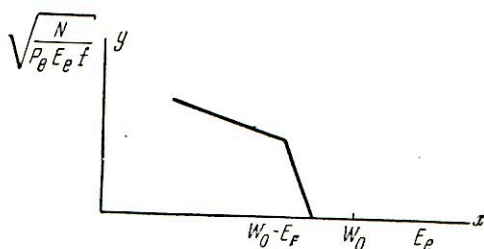


Рис. 29

Это значило бы, что какое-то количество электронов распада возникало бы с энергией  $E_e > W_0$ , т. е. с кажущимся нарушением закона сохранения.

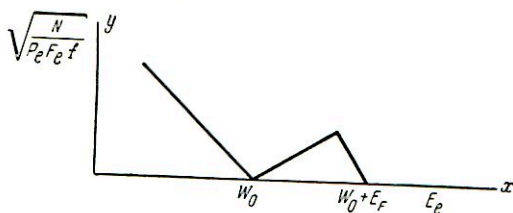


Рис. 30

Наиболее точные экспериментальные данные об энергетическом спектре электронов распада получены на тритии. Ими дается для  $E_F$  антинейтрино верхняя граница <sup>1</sup>

$$E_F^{\bar{\nu}} < 200 \text{ эв.}$$

Для нейтрино ( $\beta^+$ -распады) эта граница раз в пять выше. Что касается до мюонных нейтрино, то для них верхняя граница  $E_F^{\nu_\mu}$ , оцениваемая по данным  $\mu^+$ -распадов, лежит еще очень высоко

$$E_F^{\nu_\mu} < 4 \text{ Мэв.}$$

По Вейнбергу,  $E_F$  связано с минимальным ( $R_c$ ) радиусом Вселенной, выраженным в единицах радиуса Вселенной в ее настоящем состоянии соотношением

$$E_F \simeq 5R_c \text{ (осциллирующая модель).}$$

Естественно, что в ближайшие годы в результате ряда экспериментальных попыток сильно снизится верхняя граница  $E_F$ . Вейнберг сообщает об одной такой начавшейся работе с тритием (в Глазго).

Перед нами один из первых примеров в истории физики, когда, обращаясь к исследованию событий микромира, надеются получить ответы на вопросы фундаментального значения для будущей теории Вселенной. Не надо быть пророком, чтобы сказать, что в будущем примеры подобной связи проблем микро- и ультрамакромира будут все более и более частыми.

Надо сказать, что предыдущие рассуждения базируются на строгом выполнении закона сохранения энергии.

Это относится даже к модели стационарной Вселенной, где, по мысли самих авторов модели, нарушается этот закон: за миллиард лет возникает примерно одна пара электрон — позитрон в пространстве объемом  $1 \text{ см}^3$ . Этим числом характеризуется лишь масштаб возможного нарушения <sup>2</sup> закона сохранения энергии. Оно ничего не говорит о конкретных формах возникновения подобных нарушений во взаимодействиях. Такое слабое нарушение закона сохранения энергии могло быть связано с теми же слабыми взаимодействиями. Слабые взаимодействия и в этом отношении могут оказаться оригинальными. Закон сохранения энергии в слабых взаимодействиях проверяется с той же точностью, как и верхняя граница энергии Ферми  $E_F$ , т. е. в сущности очень грубо. В электромагнитных взаимодей-

---

<sup>1</sup> Напомним, что, согласно [132], средняя плотность нейтринной энергии во Вселенной не может быть столь высокой.

<sup>2</sup> Оставляя в стороне серьезную критику модели стационарной Вселенной с точки зрения известных экспериментальных данных, следует заметить, что в стационарной модели Вселенной может идти речь не о действительности нарушения законов сохранения, а о другой форме этих законов.

В работе [134] сделана попытка именно такого толкования законов сохранения в стационарной модели Вселенной. Возникновение энергии, связанной с веществом, компенсируется уменьшением гравитационной потенциальной энергии.

ствиях эффект Мессбауэра, видимо, позволяет далеко продвинуться в проверке этого закона.

Очень соблазнительна идея использовать эффект Мессбауэра в нейтринных экспериментах.

Моноэнергетические нейтрино возникают в слабых взаимодействиях при захватах  $K, L$  электронов сложным ядром; при  $\beta$ -распадах ядер, когда испущенный ядром электрон возникает в состояниях дискретного спектра (антинейтрино).

Предложение соответствующих нейтринных экспериментов обсуждалось в литературе (Neutrino Detection by Resonance Absorption in crystals at Low Temperatures Phys. Rev., 116, (1959) 1581).

Ничтожные ширины, о которых может идти речь в данных эффектах ( $\sim 10^{-22}$  эв для ядер со временем жизни  $\sim 10$  недель), делают эффект очень чувствительным ко всяким помехам: смещение ядра поглотителя на  $10^{-9}$  см относительно эквипотенциальной поверхности гравитационного поля, на которой расположено излучающее ядро, выводит систему из резонанса.

Но, конечно, огромное сечение поглощения нейтрино в резонансе, независящее от слабой константы ( $\sigma \sim \pi \lambda^2$ ) должно действовать магнитизирующее на экспериментатора.

Надо думать, что в будущем появятся остроумные попытки подобных экспериментов<sup>1</sup>.

Наличие двух видов нейтрино существенно меняет многие ситуации в космологических проблемах.

Своеобразные макроскопические явления могут возникнуть и если масса покоя (допустим, мюонного) нейтрино отлична от нуля. Тогда нерелятивистские нейтрино, испытывая чисто гравитационное притяжение небесных тел, будут образовывать связанные системы макроскопических размеров.

Действительно, для нейтрино массой  $m$ , в гравитационном поле небесного тела массы  $M$  радиус соответствующей «боровской» орбиты

$$r \approx \frac{\hbar^2}{\kappa m^2 M},$$

где  $\kappa$  — гравитационная постоянная.

<sup>1</sup> Трудности, вызываемые гравитационным полем, можно было бы в принципе преодолеть, помещая соответствующую установку в искусственный спутник Земли.

Для массы нейтрино  $m_\nu = 10^{-4} m_e$  радиус «боровской» орбиты меньше километра, если размеры небесного тела примерно таких же размеров и больше, а плотность порядка 1.

«Боровская» орбита нейтрино массы, равной, например,

$$m_\nu = 10^{-12} m_e$$

должна уместиться внутри нашей планеты. Здесь речь идет о стационарных нейтринных орбитах внутри небесных тел.

Естественно, что нейтрино больших скоростей могут образовать вокруг небесных тел нейтринную атмосферу, в частности, сильно вырожденного нейтринного газа. В этом случае интерпретация экспериментальных результатов типа рис. 27 и 28 может и не быть однозначной.

Вследствие взаимного гравитационного притяжения нейтринов с  $m_\nu \neq 0$  могли бы образовываться скопления и чисто нейтринной материи в различных областях Вселенной. Кроме известных альтернативных возможностей равновесного состояния больших масс (электронно-протонное и нейтронное), в принципе можно обсуждать и чисто нейтринное равновесное состояние, фантазировать о нейтринных «звездах», вернее, о небесных телах нейтринной природы...

Хотя верхний предел для массы мюонного нейтрино пока очень высок, следует помнить, что в известное соотношение между массой вырожденного нерелятивистского, например, нейтронного газа и размерами системы входит масса элементарной частицы в восьмой степени [135]

$$MR^3 = 91,9 \frac{\hbar^6}{\pi^3 m_n^8}.$$

Возможная малая масса нейтрино и специфические свойства этой частицы приводят к столь своеобразным особенностям небесных тел, состоящих из огромного скопления нейтрино, сдерживаемых гравитационными силами, что отдавая себе полный отчет в характере данной спекуляции, все же не будет большим научным грехом посвятить ей несколько строк.

В рамках общей теории относительности холодный идеальный Ферми-газ в состоянии термодинамического и

механического равновесия, рассмотрен, как известно, для нейтронного случая Оппенгеймером и Волковым [152].

Соответствующие решения выражаются в единицах длины

$$a = 2 \left( \frac{2\pi}{\kappa m_n} \right)^{1/2} \left( \frac{\hbar}{m_n c} \right)^{3/2} = 1,37 \cdot 10^6 \text{ см}, \quad (\alpha)$$

в единицах массы

$$b = a \frac{c^2}{\kappa} = 1,85 \cdot 10^{34} g = 9,29 M_{\odot}. \quad (\beta)$$

Здесь  $\kappa$  — гравитационная постоянная,  $m_n$  — масса нейтрона.

Таким образом, параметры рассматриваемых тел, состоящих из частиц вырожденного идеального нейтринного газа (т. е. размеры  $R_v$  и массы  $M_v$ ) связаны с соответствующими параметрами нейтронных звезд ( $R_n$ ,  $M_n$ ) простыми соотношениями:

$$R_v = R_n \left( \frac{m_n}{m_v} \right)^2;$$

$$M_v = M_n \left( \frac{m_n}{m_v} \right)^2.$$

Самый удивительный результат Оппенгеймера и Волкова заключается в том, что параметры нейтронных звезд почти не зависят от задания плотности вещества в центре конфигурации, т. е. массы нейтронных звезд не могут превышать критических значений, которые все лежат ниже массы Солнца, но близки к  $M_{\odot}$ .

Так, одно из возможных состояний нейтронной звезды, определяющееся плотностью  $\rho$  ( $r = 0$ ) =  $2,2 \cdot 10^{39}$  нейтронов/см<sup>3</sup> ( $t(0) = 3$  в некоторых единицах) характеризуется параметрами

$$M_n = 0,72 M_{\odot},$$

$$R_n = 9,59 \cdot 10^5 \text{ см}.$$

При  $\rho(r=0) \rightarrow \infty$ :

$$\begin{aligned}M_n &= 0,42 M_\odot, \\R_n &= 6,2 \cdot 10^5 \text{ см.}\end{aligned}$$

Согласно (а) и (б), соответствующие массы и размеры нейтринных звезд увеличиваются в  $(m_n/m_\nu)^2$  раз.

Другими словами, в случае мюонных нейтрино (пусть  $m_\nu^\mu = m_e$ ;  $t(0) = 3$ )

$$\begin{aligned}M_\nu^\mu &\geq 10^6 M_\odot, \\R_\nu^\mu &\sim 10^{12} \text{ см.}\end{aligned}$$

В случае электронных нейтрино (пусть  $m_\nu^e \sim 4 \cdot 10^{-4} m_e$ )

$$\begin{aligned}M_\nu^e &\geq 6 \cdot 10^{12} M_\odot, \\R_\nu^e &\sim 10^{19} \text{ см;} \end{aligned}$$

любопытно, что в последнее время астрофизиками открыты интенсивно светящиеся небесные объекты, а именно: подобных масс ( $10^6 - 10^8 M_\odot$ ) и размеров ( $\sim 10^{16}$  см).

Здесь имеется в виду [153] «сверхзвезда» ЗС 273-В. Пока это сенсационное открытие (огромная масса, своеобразная светимость), видимо, еще не уложилось в рамки обычных представлений.

Что касается до эволюции возможных нейтринных космических объектов (в частности, их светимости, энерговыделения), то характер ее может зависеть от многих различных причин, в частности, от той или иной модели звезды, т. е. от плотности вещества при  $r = 0$ .

Как известно, плотность  $\rho$  нейтронной звезды связана с специфическими единицами  $t$  соотношениями

$$\rho = K_n(\text{sh}t - t),$$

где  $K_n = m_n^4 c^5 / 32 \pi^2 \hbar^3$ ,  $t = 4 \text{ arsh}(p_n / m_n c)$ ;  $p_n$  — верхнее значение Ферми-импульса нейтронного газа.

Таким образом, при том же значении  $t(0)$  плотность нейтронной звезды (в  $r = 0$ ), в  $(m_n/m_\nu)^4$  раз меньше плотности звезды нейтронной.

Если в областях, близких к центру звезды, энергии Ферми вырожденного газа достигает значения  $E_F \geq 10^2 m_e c^2$ , т. е. когда для мюонного нейтрино начинают быть возмож-



ными процессы  $\nu_{\mu} + N \rightarrow N' + \mu$ , то плотность нейтрино становится порядка

$$N_{E \leq E_F} \sim \frac{1}{(2\pi)^2} \left( \frac{E_F}{\hbar c} \right)^3 \frac{1}{3} \gtrsim 10^{35} \frac{\text{частиц}}{\text{см}^3}.$$

Потоки нейтрино достигают значений  $\gtrsim 10^{15}$  нейтрино/см<sup>2</sup>сек. Относительно малые плотности обычного вещества при таких нейтринных потоках приведут к бурным реакциям.

Для электронных нейтрино процессы  $\nu + N \rightarrow N' + e$  начнутся при меньших энергиях,  $\sim 1$  Мэв.

Наконец, эволюция нейтринной звезды будет протекать иначе, если существует в природе  $(\bar{\nu} \nu)$  взаимодействие.

Количественные соотношения между нейтринными и антинейтринными компонентами такого небесного тела также могут играть важную роль в эволюции звезды.

При превышении критической массы рассматриваемые объекты теряют устойчивость и стремятся к неограниченному сжатию под влиянием гравитационных сил.

Если эти и подобные им (нейтронные и др.) макроскопические объекты действительно в своем сжатии достигают размеров гравитационных радиусов, то такие объекты, может быть, с большим правом могли бы называться элементарными частицами, чем те частицы, которые обычно носят эти названия. Гравитационный радиус — это пока единственная длина в современной теории, которая естественным образом (в известном смысле) ограничивает размеры частицы, не входя в противоречие с релятивизмом.

Не исключено, что именно гравитационному радиусу принадлежит будущее в рациональной теории элементарных частиц [154].

Таким образом, можно сказать, что имеются и соображения космологического характера, требующие дальнейших экспериментальных уточнений масс электронного и особенно мюонного нейтрино.

Но в общем мир был бы проще и изучать его было бы легче, если нейтрино не имело бы покоящейся массы:

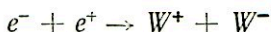
Видимо, именно эта, не всегда очень веская причина формирует общественное научное мнение в пользу идеи двухкомпонентного нейтрино.

## § 14. ДАЛЬНЕЙШИЕ ВОЗМОЖНОСТИ НЕЙТРИННОЙ ФИЗИКИ. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Если справедлива гипотеза Понтекорво — Смородинского, если в пространстве существуют интенсивные потоки нейтрино (антинейтрино) с энергией  $100 \text{ Мэв}$ , то в результате возникновения электронного пучка в любом ускорителе естественным образом реализуются электронно-нейтринные встречные пучки. Если промежуточный мезон действительно существует и масса его не больше массы нуклона, то в электронных пучках ускорителей, вообще говоря, можно было бы ожидать своеобразных эффектов.

Будущий линейный ускоритель Пановского должен давать пучок электронов с энергией  $4 \cdot 10^{10} \text{ Мэв}$ . Электроны такой энергии со встречным антинейтрино с энергией  $\sim 100 \text{ Мэв}$  могут образовывать промежуточный мезон. При массе промежуточного мезона, равной массе нуклона, резонансная энергия  $9 \cdot 10^{11} \text{ эв}$  в системе, где электрон покоится. Хотя сечение образования промежуточного мезона и велико, оно  $\sim 10^{-32} \text{ см}^2$  (случай резонанса), для наблюдаемого эффекта ( $\sim 1 \mu$ -мезона в сутки) требуется очень большая плотность нейтрино  $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Плотность энергии от таких нейтрино в  $10^{14}$  раз превышала бы среднюю плотность вещества во Вселенной ( $10^{-2} \text{ Мэв}$ ); жаль, что такая фантастическая возможность исключена<sup>1</sup>.

Тем не менее встречные пучки могут оказать существенное влияние на дальнейшее развитие теории слабых взаимодействий, с которым столь тесно связана физика нейтрино. Сечение образования пары векторных мезонов в реакции со встречными электронно-позитронными пучками



обладает рядом специфических черт, позволяющих считать

<sup>1</sup> Для барионного промежуточного бозона возможность обнаружения столкновений антипротонов в пучке ускорителей будущих десятилетий  $\left( E_p \sim 100 \text{ Бэв}, I = 10^{14} \frac{\text{прот.}}{\text{сек}} \right)$  с солнечными нейтрино  $\left( E_\nu \sim 1 \text{ Мэв}, I \sim 10^{10} \frac{\text{нейтр.}}{\text{сек}} \right)$  не выглядит слишком фантастичной ( $\bar{p} + \nu \rightarrow e^+ + n \sim$  одного события в день).

этот эффект весьма пригодным для решения проблемы промежуточного мезона.

Сечение этой реакции дается [127], [128] выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{32M_W^2} \left(1 - \frac{M^2}{\epsilon^2}\right)^{3/2} \left[4 - \left(2 - \frac{3M^2}{\epsilon^2}\right) \sin^2 \theta\right], \quad (157)$$

которое быстро стремится к пределу, не зависящему от энергии ( $\epsilon$ ):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\alpha^2}{16M_N^2} (1 + \cos^2 \theta). \quad (158)$$

Здесь  $m_W$  — масса промежуточного бозона. Таким образом, спин 1 ведет, в отличие от спина 0 и  $1/2$ , к независящему от энергии сечению. Соответствующие сечения для частиц спина 0 и  $1/2$  падают с энергией квадратично. Постоянный предел в (157) достигается довольно быстро (при  $\epsilon = 3-4 M_W$ ) и может отвечать довольно заметным сечениям. Так, при  $M_W = 560 M_{эв}$   $\sigma \sim 7 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ , что на порядок больше сечений для частиц спина 0 и  $1/2$  при этих же энергиях.

В случае рождения промежуточного мезона, который распадается практически мгновенно, эффект должен регистрироваться как рождение в процессе  $e^+$ ,  $e^-$ -столкновения ( $\mu$ ,  $e$ ) пары с общей энергией, меньшей, чем  $2\epsilon$ .

Но, конечно, особый интерес встречаемых лептонных пучков ( $e^+$ ,  $e^-$ ,  $e^-$ ,  $e^+$ ) заключается в возможности проверить электродинамику на расстояниях  $10^{-16}$  см. Отклонение от электродинамики именно на этих расстояниях<sup>1</sup> свидетельствовало бы в пользу того, что четырехфермионное взаимодействие в его современной форме применимо до критических энергий или до длины, характеризующей слабые взаимодействия. Таким образом, эта длина  $\sqrt{G/\hbar c} \approx 7 \cdot 10^{-17}$  см могла претендовать на фундаментальную роль в современной теории, как единственная длина, органиче-

<sup>1</sup> Отклонение от электродинамики возможно в результате радиационных поправок и всяких влияний сильных взаимодействий, которые трудно учесть теоретически. Здесь идет речь о существенных отклонениях от электродинамики, именно в области длин, характерных для слабых взаимодействий. Было бы маловероятным совпадением и трудно объяснимым, если бы существенные отклонения от электродинамики в результате влияния, например, сильных взаимодействий возникали бы на параметрах  $\sim 10^{-16}$  см.

ски в ней содержащаяся, и, возможно, определяющая структуры нашего пространства [133]<sup>2</sup>.

Так, чисто электродинамически опыт мог бы оказать решающее влияние на развитие теории слабых взаимодействий. Что касается фундаментальной проблемы экспериментальной проверки возможности прямого  $(e\nu)$   $(e\nu)$ -взаимодействия, то пока наиболее реальным остается тот же, уже раз испытанный, но в  $10^3$  раз более трудный, подвижнический эксперимент вблизи реакторов<sup>3</sup>. Правда, может оказаться экспериментально более удобной колоссальная импульсная интенсивность, возникающая в результате термоядерного взрыва. По оценке, видимо, завышенной, Райниса [129] при 20 килотонном взрыве в одной тонне детектора можно надеяться получить 10 отсчетов обсуждаемых событий.

Что касается детектирования потоков нейтрино (антинейтрино) свободного пространства с интенсивностями  $10^5$  частиц/см<sup>2</sup>сек., то пока нет методов детектирования столь слабых интенсивностей. Следует помнить, что нейтринная физика только начинается, что пока еще, вероятно, не найдены экспериментальные возможности, адекватные задачам слабых взаимодействий.

Сами же проблемы детектирования слабых потоков нейтрино (антинейтрино) небольших энергий столь заманчивы (нейтринная астрономия, антимирры и т. д.), что творческая мысль неизбежно будет искать оригинальных решений.

---

<sup>2</sup> Следует иметь в виду, что в современной теории имеется длина, которая связана с совершенно универсальным взаимодействием — гравитацией:  $l_{gp} = \sqrt{\hbar c / c^3} 10^{-33}$  см.

Если говорить о соответствующей геометрии, то последняя длина — более подходящий объект для подобных построений.

<sup>3</sup> ЦЕРНовские эксперименты вносят существенную поправку и в эти прогнозы: теперь наиболее реальным надо считать  $(\nu\mu)$   $(\nu\mu)$  — эксперимент. В кулоновом поле ядра  $(z)$   $(\nu\mu)$   $(\nu\mu)$  — взаимодействие должно приводить к рождению  $\mu^+\mu^-$  пар. В случае ЦЕРНовских экспериментов энергии соответствующее сечение для свинца достигает  $\sigma \sim 10^{-40}$  см<sup>2</sup>. Это сечение уже детектируемо. Заслуживает особого внимания и возможность  $\nu + e \rightarrow \nu' + e'$  эксперимента в потоке солнечных нейтрино, если соответствующий детектор укрыть глубоко под землей. Эта возможность проанализирована недавно в интересной заметке Рейниса и Кроппа (Phys. Rev. Lett. 12, (1964) 457, F. Reines and W. Kropp.) Таким образом, возникает еще одна задача в списке фундаментальных проблем, которые будут решаться будущей подземной нейтринной лабораторией. Так возникает нейтринная космическая физика.

Недавно Беляев [131] рассматривал возможность накопления оптических нейтрино в замкнутых полостях, основанную на явлении полного внутреннего отражения при учете ( $\nu$ ) ( $\bar{\nu}$ )-взаимодействия для длинноволновых (оптических) нейтрино в тонком поверхностном слое. Правда, автором даны слишком оптимистические цифры.

На самом деле, поверхностный слой, видимо, слишком тонкий для осуществления реального накопления нейтрино, но известная неожиданность идеи и оригинальность направления поисков дает некоторую уверенность в том, что, вероятно, есть нехоженые пути, на которых в будущем найдут возможности детектирования нейтрино и слабой интенсивности, может быть создав своеобразные их накопители.

\* \* \*

Современнику трудно гадать, какое истинное место займет нейтрино в физике будущего. Но свойства этой частицы столь элементарны и своеобразны, что естественно думать, что природа создала нейтрино с какими-то глубокими, пока для нас не всегда ясными «целями».

В этом смысле понятен тот, почти религиозный гимн нейтрино, который звучит в книге Дж. Уилера [2] — «Гравитация нейтрино и Вселенная», написанный на языке математики — этой божественной «латыни» современной теоретической физики.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Теоретическая физика XX века (сб. памяти В. Паули). ИЛ, 1962.
2. J. A. Wheeler. Neutrino Gravitation and Geometry. *Rendiconti della scuola internazionale di fisica «Enrico Fermi»*, corso XI, Varenna, 1959, p. 67.
3. F. Reines and C. L. Cowan. *Phys. Rev.*, **90**, 492 (1953); **113**, 273 (1959).
4. T. D. Lee and C. N. Yang. *Phys. Rev.*, **105**, 1671 (1957); A. Salam. *Nuovo cimento*, **5**, 299 (1957); L. Landau. *Nucl. Phys.* **3**, 127 (1957); I. J. Sakurai, *Phys. Rev. Letters*, **1**, 40 (1958).
5. E. Fermi. *Z. Phys.*, **88**, 161 (1934).
6. E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak. *Proc. Padua-Venice Conf. Mesons and Newly Discovered Particles*, 1957.
7. R. P. Feynman and M. Gell-Mann. *Phys. Rev.*, **109**, 193 (1958).
8. См. например, I. J. Sakurai. *Ann. Phys.*, **11**, 1 (1960).
9. Д. И. Блохинцев. *ЖЭТФ*, **12**, 381 (1957); **35**, 254 (1958).
10. Ван Жун, Я. Фишер, И. Чули, С. Чули. *Препринт. Д-577*, Дубна, 1960, стр. 57.
11. W. Heisenberg. *Z. Phys.*, **101**, 533 (1936).
12. I. E. Tam. *Nature*, **133**, 981 (1934).
13. E. Fermi and C. Yang. *Phys. Rev.*, **76**, 1739 (1949).
14. M. Levy and R. Marshak. *Nuovo cimento*, *Suppl. N 2*, 253 (1954).
15. Марков. *ДАН СССР*, **101**, № 1, 51 (1955).
16. S. Sakata. *Progr. Theoret. Phys.*, **16**, 686 (1956).
17. М. Марков. О систематике элементарных частиц. Изд-во АН СССР, 1955.
18. Z. Maki. *Progr. Theoret. Phys.*, **16**, 667 (1956).
19. I. V. Polubarinov. *Nucl. Phys.*, **8**, 444 (1958).
20. М. Марков. VI High-Energy Conf., Rochester (1956).
21. М. Марков. Гипероны и  $K$ -мезоны. М., ГИФМЛ, 1958.
- 21a. В. П. Силин. *ЖЭТФ*, **21**, 462 (1951).
22. М. Марков. *Hyperonen und K-Mesonen*. Berlin, 1960, S. 292.
23. Б. Понтекорво. *ЖЭТФ*, **33**, 549 (1957).
24. Р. А. Асанов, Б. Н. Валеев. *Препринт ОИЯИ. Д-577*. Дубна, 1960, стр. 83.
25. Б. Л. Иоффе. *ЖЭТФ*, **38**, 1608 (1960).
26. M. Conversi, L. di Lella, G. Tenso and M. Toller. *Phys. Rev. Letters*, **8**, 125 (1962).
27. N. Cabibbo and R. Gatto. *Nuovo cimento*, **15**, 304 (1960).

28. T. D. Lee and C. N. Yang. Phys. Rev. Letters, 4, 307 (1960).
29. М. А. Марков. Препринт. Д-577, Дубна, 1960.
30. R. Hofstadter, F. Bumiller and M. Croissiaux. Phys. Rev. Letters, 5, 263 (1960); C. de Vries, R. Hofstadter and R. Herman. Phys. Rev. Letters, 8, 381 (1962).
- 30a. K. W. Chen, A. A. Cone, J. R. Dunning, Jr., S. G. F. Frank, N. F. Ramsey, J. K. Walker and R. Wilson. Phys. Rev. Letters, 11, 561 (1963).
31. М. Марков. Nuovo cimento, ser. X, 3, N 4, suppl. 760 (1955).
32. J. Nilsson. Nuovo cimento, 21, 135 (1961).
33. S. Parker and S. Penman. Nuovo Cimento, 23, 485 (1962).
34. S. Frankel, W. Frati, J. Halpern, L. Holloway, W. Wales and O. Chamberlain. Nuovo Cimento, 27, 895 (1963).
35. J. Schwinger. Ann. Phys., 2, 407 (1957).
36. N. Nishijima. Phys. Rev., 108, 907 (1957).
37. М. Марков. Гипероны и К-мезоны. М., 1957. Лекции в Московском ун-те. (Препринт).
38. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 964 (1959).
39. E. Kopynski and H. Mahmoud. Phys. Rev., 92, 1045 (1953).
40. I. Kawakami. Progr. Theoret. Phys., 19, 459 (1958).
41. М. Марков. Phys. Z. Sowjetunion, 11, 284 (1937);  
М. Марков. ЖЭТФ, 7, 603 (1937);  
М. Марков О двух типах полей Дирака. Препринт. D-1345, Дубна, 1963.
42. M. Goldhaber. Phys. Rev., 101, 433 (1956).
43. Неганов Б. С. ЖЭТФ, 33, 261 (1957).
44. H. Yukawa. Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 17, 48 (1953).
45. T. D. Lee and C. N. Yang. Phys. Rev., 119, 1410 (1960).
46. B. Desreigna. Nuovo cimento, 28, 287 (1960).
47. Л. Б. Окунь и Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 34, 763 (1958).
- 47a. См. также S. Glashow. Phys. Rev. Letters, 6, 196 (1961).
48. R. P. Ely et al. Phys. Rev. Letters, 8, 132 (1962).
49. A. Barbaro-Falzieri, W. H. Barkas, H. H. Neskman, J. W. Patrick and F. M. Smith, Phys. Rev. Letters, 2, 26 (1962).
50. G. Feinberg. Phys. Rev. 110, 1482 (1958); M. E. Ebel and F. J. Ernst. Nuovo cimento, 15, 173 (1960).
51. И. Полубаринов. Препринт. ОИЯИ. Д-577, Дубна, 1960, стр. 67.
- 51a. В. М. Шехтер. ЖЭТФ, 34, 257 (1958).
52. Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 37, 175 (1959), Дубна.
53. Б. Понтекорво. Препринт. Д-577, Дубна, 1960, стр. 39.
54. D. Fakirov. On Spacial Distribution of the Neutrino Beam Generated by High-Energy Nucleon Collisions, Fac. sci. Sofia, 53, livre, 2, 1958. Д. Факиров. О возможности исследования взаимодействия нейтрино большой энергии с веществом на ускорителях. Дипломная работа, МГУ, 1958.
55. M. Schwartz. Phys. Rev. Letters, 4, 306 (1960).
56. G. Vergadini. Proc. 1960 Annual Internat. Conf. High Energy Physics Rochester.
57. И. Железных. О возможности нейтринных экспериментов в космических лучах. Дипломная работа. МГУ, 1958.

58. Y. Yamaguchi. Progr. Theoret. Phys., **6**, 117 (1960); Препринт. CERN 61-2 (1961).
59. N. Cabibbo. Nuovo cimento, **20**, 413 (1961).
60. В. С. Барашенков и В. М. Мальцев. Препринт ОИЯИ. Д-453, Дубна, 1959.
61. G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger. Phys. Rev. Letters, **9**, 36 (1962).
62. Г. А. Бете и П. Ф. Баккер. Физика ядра. ГНТИ Украинны. Харьков, 1936.
63. T. D. Lee, P. Markstein and C. N. Yang. Phys. Rev. Letters, **7**, 429 (1961).
64. N. Cabibbo and G. D'Amico. Nuovo cimento, **25**, 611 (1962).
65. J. Vewsock, V. N. Gottingham and D. Lurie. Nuovo cimento, **16**, 918 (1960).
66. Нгуен Ван Хью. ЖЭТФ, **43**, 1297 (1962), **44**, 626 (1963).
- 66a. Нгуен Ван Хью. Кандидатская диссертация. Дубна, 1963, стр. 100.
67. S. A. Bludman and J. A. Young. Proc. 1960 Annal. Internat. Conf. High-Energy Physics Rochester, p. 565; M. A. Markov. Proc. 1960 Annual Internat. Conf. High-Energy Physics Rochester, p. 579 [29].
68. В. С. Барашенков и В. М. Мальцев. Атомная энергия, **13**, 221 (1962).
69. М. А. Марков and I. M. Zheleznykh. Nucl. Phys., **27**, 385 (1961) [57], [29]; K. Greisen. Proc. Internat. Conf. Instrumentation High-Energy Physics, Berkley, 1960, p. 209.
70. F. Ash-ton et al. Nature, **185**, 364 (1960).
71. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин. ЖЭТФ, **41**, 1818 (1961).
72. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин. ЖЭТФ, **39**, 1677 (1960).
73. В. Л. Гинзбург. УФН, **51**, 343 (1953); **62**, 37 (1957).
74. Л. Т. Заставенко и А. Чнлок. Препринт. P-1112, P-1113, Дубна, 1962.
75. S. L. Glashow. Phys. Rev., **118**, 316 (1960).
76. J. C. Bartop. Phys. Rev. Letters, **5**, 514 (1960).
77. И. Е. Тамм. Nature **133**, 981 (1934).
78. Е. П. Шабалин. ЖЭТФ, **43**, 175 (1962).
79. R. P. Feynman. Conf. Annual Internat. High-Energy Physics, Rochester, 1960, p. 501.
80. Я. А. Смородинский. Препринт Д-577 1960, стр. 88.
81. S. A. Bludman. Nuovo cimento, **9**, 433 (1958).
82. Б. Понтекорво. ЖЭТФ, **43**, 1521 (1962).
83. М. Марков и Нгуен Ван Хью. ЖЭТФ, **42**, 273 (1962).
84. Р. А. Эрамян, С. С. Герштейн и Нгуен Ван Хью. ЖЭТФ, **43**, 1554 (1962).
85. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, **36**, 1964 (1958).
86. S. Miyake, V. S. Narasimhan, P. V. Ramana and Murthy. Proc. Phys. Soc. (Japan) **17**, 318 (1962).
- 86a. М. Г. К. Менон, P. V. Ramana Murthy, B. V. Srekanthan, S. Miyake. Nuovo cimento, **30**, 1208 (1963).
87. I. M. Vasilevsky, V. I. Vexler, V. V. Vishnyakov, B. Pontecorvo and A. A. Tuarkin. Phys. Letters, **1**, 345 (1962).
88. I. Yu. Kobzarev and L. B. Okun. JETP, **41**, 1205 (1961).



89. М. А. Марков. Nucl. Phys., **40**, 246 (1963).  
 89' М. А. Марков. ЖЭТФ, **21**, 761 (1951).  
 90. К. Вауманн and F. Thirring. Nuovo cimento, **28**, 357 (1960); К. Вауманн, P. Freund and W. Thirring. Nuovo Cimento, **28**, 906 (1960).  
 91. J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg. Phys. Rev., **127**, 965 (1962).  
 92. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio. Phys. Rev., **122**, 345 (1961).  
 93. Б. Понтекорво. ЖЭТФ, **36**, 1615 (1959).  
 94. Г. М. Гандельман и В. С. Пинаев. ЖЭТФ, **37**, 1072 (1959).  
 95. G. Gamow and M. Schoenberg. Phys. Rev., **59**, 539 (1941).  
 96. В. И. Ритус. ЖЭТФ, **41**, 1285 (1961).  
 97. Hong-Yee Chin and R. Stabler. Phys. Rev., **122**, 1317 (1961).  
 98. S. Chandrasekhar. An Introduction to the Study of Stellar Structure. Chicago Univ. Press, 1939.  
 99. T. G. Cowling. Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **96**, 42 (1936).  
 100. Е. И. Эпик. Ядерные процессы в звездах. ИЛ, 1957.  
 101. L. H. Aller. Astrophysics. N. Y., 1954.  
 102. E. Schatzman. Ann. astrophys., **8**, 143 (1945); **10**, 19 (1947).  
 103. Hong-Yee Chin and P. Morrison. Phys. Rev. Letters, **5**, 573 (1960).  
 103a. Нгуен Ван Хьеу, Е. А. Шебалин. ЖЭТФ, **44**, 1003 (1963).  
 104. Murray Gell-Mann. Phys. Rev. Letters, **6**, 70 (1961).  
 105. H. Bethe. Phys. Rev., **55**, 434 (1938).  
 106. E. E. Salpeter. Rev. Mod. Phys., **29**, 244 (1957).  
 107. W. A. Fowler. Astrophys. J., **127**, 551 (1958).  
 108. H. Turen and P. Tove. Phys. Rev., **96**, 773 (1954).  
 109. H. Reeves. Phys. Rev. Letters, **2**, 423 (1959).  
 110. R. Davis. Bull. Amer. Phys. Soc., **4**, 217 (1959).  
 111. G. Marx and N. Menyhard. Uber die Perspektiven der Neutrinoastronomie. Ungar. Akad. Wiss., Budapest, 1960.  
 112. В. Ронтесорво. Отчет PD-205 (1946), Канада.  
 113. H. K. Spong. Rev. Mod. Phys., **20**, 278 (1949).  
 114. Я. В. Зельдович, Лукьянов, Я. А. Смородинский. УФН, **54**, 364 (1954).  
 115. Hong-Yee Chin and P. Morrison. Phys. Rev. Letters, **5**, 573 (1960).  
 116. F. Reines and C. L. Cowan. Internat. Congr. Atom. Energy, Geneva, 1958; Phys. Rev., **117**, 159 (1960).  
 117. Б. Понтекорво, Я. Смородинский. ЖЭТФ, **41**, 239 (1961).  
 118. Б. Понтекорво, А. Е. Чудаков. Препринт. Е-1032. Дубна, 1962; ЖЭТФ, **43**, 1967 (1962).  
 119. В. М. Харитон. ДАН СССР, **141**, 66 (1961).  
 120. Л. Ландау и Е. Лифшиц. Теория поля. М., ГИТТЛ, 1948.  
 121. M. Goldhaber. Science, **124**, 218 (1956).  
 122. М. Марков. ЖЭТФ, **25**, 527 (1953); ДАН СССР, **101**, 449 (1955).  
 123. S. Weinberg. Nuovo cimento, **25**, 15 (1962).  
 124. Я. А. Смородинский. Труды VII совещания по космогонии. М., 1957.  
 125. S. Weinberg. Phys. Rev., **128**, 1457 (1962).

126. W. D u d z i a k, R. S a g a n e and J. W e d d e r. *Phys. Rev.*, **114**, 336 (1959).
127. А. К о м а р. Материалы совещания по слабым взаимодействиям. Дубна, 1961.
128. N. S a b b i o and K. G a t t o. *Nuovo cimento*, **20**, 185 (1961).
129. F. R e i n i s. *Annual Rev. Nucl. Sci.*, N 10 (1960).
130. В. Б. Б е л я е в. О возможности накопления оптических нейтрино в замкнутых полостях. Препринт. Р-1014, Дубна, 1962.
131. В. Б. Б е л я е в. О возможности резонансного поглощения нейтрино в ядрах. Препринт. Дубна 926 (1962).
132. Я. Б. З е л ь д о в и ч, Я. А. С м о р о д и н с к и й. *ЖЭТФ*, **41**, 907 (1961).
133. И. С. Ш а п и р о. *УНФ*, **61**, 313 (1957).
134. S. H a u a k a w a. *Progr. Theoret. Phys.*, **21**, 324 (1959); S. H a u a k a w a and H. T a n a k a. *Progr. Theoret. Phys.*, **25**, 858 (1961).
135. Л. Л а н д а у и Е. Л и ф ш и ц. Статистическая физика. М., ГИТИ, 1951, стр. 351.
136. M. L. G o l d b e r g e r and S. B. T r e i m a n. *Phys. Rev.*, **111**, 354, (1958); В. Б. Б е р е с т е ц к и й и И. Я. П о м е р а н ч у к. *ЖЭТФ*, **36**, 1327 (1959).
137. Я. Б. З е л ь д о в и ч. *ДАН СССР*, **91**, 1317 (1953).
138. G. M a r x. *Acta Phys. Akad. Scient. Hung.* **3**, 55 (1953).
139. G. D a n b y, J.-M. G a i l l a r d, K. G o u l i a n o s, L. M. L e d e r m a n, T. D. L e e, N. M i s t r y, M. S c h w a r t z and J. S t e i n b e r g e r. *Phys. Rev. Letters*, **10**, 260 (1963).
140. Я. И. А з и м о в и В. М. Ш е х т е р. *ЖЭТФ*, **41**, 592 (1961).
141. P. M o r r i s o n. *Neutrino Astronomy. Scient. American*, August, p. 90, (1962).
142. J. N. B a h c a l l, W. A. F o w l e r, I. I b e n and R. L. S e a r s, *Astrophys. J.*, v. 137, 344 (1963).
143. Я. Б. З е л ь д о в и ч. *Атомная энергия*, **14**, вып. 1, 92, (1963).
144. R. D a w i s. *Phys. Rev.*, **86**, 976 (1952).
145. Y. T a n i k a w a and S. W a t a n a b e. *Phys. Rev.*, **113**, 1344 (1959).
146. P. K i n o s h i t a. *Phys. Rev. Letters*, **4**, 378 (1960).
147. L. W o l f e n s t e i n and J. A s h k i n. *Phys. Rev.* **85**, 947 (1952).
148. В. Н. Б а й е р, И. Б. Х р и п л о в и ч. *ЖЭТФ*, **39**, 1374 (1960).
149. J. S c h w i n g e r. *Phys. Rev.*, **74**, 439 (1948).
150. J. P i r e n n e. *Phys. Rev.*, **86**, 395 (1952).
151. В. А. А м б а р ц у м я н. Научные труды, т. II, Ереван, 1960, стр. 298. Г. С. С а а к я н. О некоторых вопросах теории сверхплотного состояния материи (докторская диссертация). Ереван, 1962.
152. J. A. O r r e n h e i m e r and G. M. V o l k o f f. *Phys. Rev.* **55**, 374 (1939).
153. M. S c h m i d t. *Nature*, **197**, 1040 (1963). F. H o y l e and W. A. F o w e r. *Nature*, **197**, 533 (1963).
154. М. М а р к о в. *ЖЭТФ*, **17**, 846 (1947).
155. J. N e a r i n g. *Phys. Rev.*, **132**, 2323 (1963).
156. Л. Б. О к у н ь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., ГИФМЛ, 1963.
157. В. Н. Ц ы т о в и ч. *ЖЭТФ*, **40**, 1775 (1961); J. B. A d a m s, M. A. R u d e r m a n and C h i n g — H u n g — W o o. *Phys. Rev.* **129**, 1383 (1963); В. Н. Ц ы т о в и ч. *ЖЭТФ*, **45**, 1183 (1963).

## О Г Л А В Л Е Н И Е

От автора . . . . .	3
Введение . . . . .	5
§ 1. Своеобразие четырехфермионных взаимодействий . . . . .	9
§ 2. Динамически деформируемые формфакторы . . . . .	19
§ 3. $\nu_\mu \not\equiv \nu_e$ (Два типа полей Дирака) . . . . .	26
§ 4. Промежуточный бозон . . . . .	39
§ 5. Возможности нейтринных экспериментов на ускорителях больших энергий . . . . .	45
§ 6. Возможности нейтринных экспериментов в космических лучах . . . . .	73
§ 7. Нейтринно-лептонные взаимодействия . . . . .	94
§ 8. Слабые взаимодействия типа $(\alpha\beta)(\alpha\beta)$ ; $(\alpha\alpha)(\alpha\alpha)$ . . . . .	101
§ 9. Безнадежен ли нейтринный аспект слабых взаимодействий?. . . . .	107
§ 10. $(e\nu)(e\nu)$ — взаимодействие . . . . .	116
§ 11. Возможные макроскопические проявления слабых вза- имодействий . . . . .	121
§ 12. Естественные нейтринные потоки. Небесные тела как источ- ники нейтринного излучения . . . . .	128
§ 13. Космологические проблемы. . . . .	138
§ 14. Дальнейшие возможности нейтринной физики. Встречные пучки . . . . .	154
Л и т е р а т у р а . . . . .	158

*Моисей Александрович Марков*

**Нейтрино**

*Утверждено к печати  
Редколлекцией научно-популярной литературы  
Академии наук СССР*

Редактор издательства *Е. М. Кляус*  
Художник *Н. И. Шевцов*  
Технический редактор *Р. М. Денисова*

Темплан РИ БЗ № 35. Сдано в набор 13/V 1964 г.  
Подписано к печати 9/VII 1964 г. Формат 84×108<sup>1/32</sup>.  
Печ. л. 5,42 Усл.печ. л. 8,41 Уч.-изд. л. 7,7  
Тираж 10000 экз. Т-09753. Изд. № 5001/04. Тип. зак. № 675

*Цена 40 коп.*

Издательство «Наука»  
Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

---

2-я типография Издательства «Наука».  
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

См. Ландау и Лифшиц  
Теория поля  
§ 15 Элементарная  
" теория Вейнберга  
относительность"  
ср. 57 (Москва 1962)

40 коп.