

3  
К-11

ЛВЭ



Д-577

К ФИЗИКЕ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Дубна 1960 год

К ФИЗИКЕ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ<sup>x)</sup>

---

<sup>x)</sup> Работы, доложенные на семинарах Объединенного института ядерных исследований в 1957-1960г.г.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Стр.

1. М.А.Марков. "К физике нейтрино высоких энергий" .....	5
2. И.М.Железных, М.А.Марков. "К нейтринной физике высоких энергий в космических лучах" .....	17
3. Б.М.Понтекорво "Электронные и мюонные нейтрино" .....	27
4. Б.М.Понтекорво, Р.М.Рындин "О промежуточном бозоне в слабых взаимодействиях" .....	35
5. Б.М.Понтекорво "О постановке опытов при помощи пучков нейтрино мезонной природы" .....	39
6. Б.М.Понтекорво "Мезоний и антимезоний" .....	43
7. Б.М.Понтекорво "Универсальное взаимодействие Ферми и астрофизика" .....	47
8. Д.И.Блохинцев "Когда слабое взаимодействие становится сильным?" .....	49
9. Д.И.Блохинцев "О возможном пределе применимости квантовой электродинамики" .....	53
10. Ван Жун, Я.Фишер, И.Чулли, С.Чулли "Фоторождение нейтрино-антинейтринных пар на электронах" .....	57
11. В.С.Барашенков, Сянь Дин-чан "О генерации пучков быстрых нейтрино" .....	59
12. И.В.Полубаринов "Взаимодействие нейтрино, рожденных параллельным монохроматическим пучком $\pi$ -мезонов" .....	67
13. Р.А.Асанов, Б.Н.Валуев "О роли высших приближений для слабых четырехфермионных взаимодействий" .....	83



## К ФИЗИКЕ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

М.А. Марков

В ближайшие годы, видимо, возникнет новая область физики - физика нейтрино высоких энергий. Уже в настоящее время представляется очень существенным обсуждение экспериментальных возможностей наблюдения различных реакций с участием нейтрино высоких энергий <sup>1</sup>.

Не исключено, что возможные экспериментальные результаты, о которых будет идти речь, способны сыграть решающую роль при построении будущей теории элементарных частиц.

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

$$\sigma \sim E^2. \quad (1)$$

С точки зрения формализма современной теории, сечение (1) корректно до энергии  $10^{11}$  эв в системе центра инерции, так как теория возмущения, с помощью которой получается сечение (1), справедлива до длин

$$l = \sqrt{\frac{G}{\hbar c}} \sim 0,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}, \quad (2)$$

где  $G$  - характеристическая константа слабых взаимодействий.

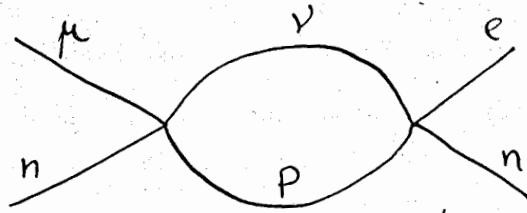
Возникает вопрос: как далеко с энергией продолжается квадратичный рост сечений слабых взаимодействий в реальных эффектах <sup>1), 2)</sup>? Другими словами, имеют ли физический смысл в реальном пространстве, например, длины порядка характерных длин слабых четырехфермионных взаимодействий, или существует универсальная длина большего размера (как это требуют сильные взаимодействия), которая обрезает сечения слабых взаимодействий значительно раньше того предела, который ставится здесь применимостью теории возмущений. К сожалению, энергии  $10^{11}$  эв в системе центра тяжести по крайней мере в ближайшие годы не будут доступны экспериментаторам (т.е. встречные пучки с энергией  $10^{11}$  эв), поэтому ответы на поставленные вопросы следует попытаться получать не столь непосредственным образом.

Один из таких косвенных путей связан с рассмотрением высших эффектов теории возмущений слабых взаимодействий <sup>1)</sup>, который в промежуточных состояниях допускает как угодно большие импульсы.

Был проанализирован теоретически (Понтекорво<sup>3)</sup>, Асанов, Валуев<sup>4)</sup> и Иоффе<sup>5)</sup>) ряд подобных эффектов при предположении, что импульсы промежуточных состояний обрезаются при таком  $k_{max} < k$  предельного  $= 10^3 M_N$ , которое дает максимальное значение рассматриваемого эффекта, не входящее в противоречие с экспериментальными данными.

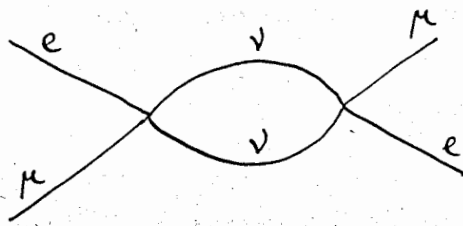
Это эффекты типа:

1.  $\mu^+ + n \rightarrow n + e^+$



$$k_{max} < 100 M_N$$

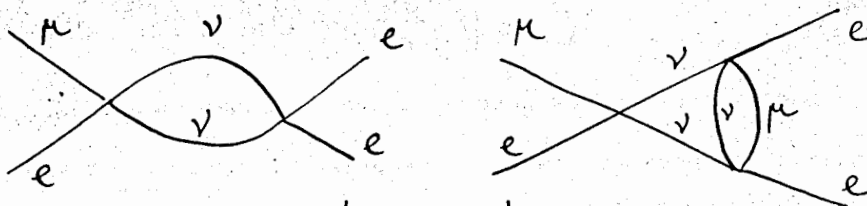
2.  $\mu^+ + e^- \rightarrow \mu^- + e^+$



$$\frac{\omega(\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+)}{\omega(\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu})} \sim 10^{-5}$$

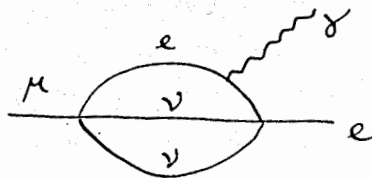
при  $k_{max} \sim 10^3 M_N$

3.  $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+$



$$k_{max} < 400 M_N$$

4.  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$



$$k_{max} < 50 M_N$$

Непосредственный вывод из приведенных оценок свидетельствует о том, что импульсы обрезаются в промежуточных состояниях какими-то факторами, которые включаются при меньших импульсах по сравнению с теми импульсами, на которых можно было бы подозревать неприменимость теории возмущений.

При анализе этих результатов следует отделить лептон-баррионные эффекты от эффектов лептон-лептонных.

### Лептон-баррионные взаимодействия

В последнее время становится очень вероятным утверждение, что четырехфермионные взаимодействия с участием баррионов, например, для векторного варианта ("слабая" электродинамика) обрезаются тем же хойштадтеровским форм-фактором, т.е. на длинах

$$l \geq \frac{\hbar}{m_N c} \sim 2 \cdot 10^{-14} \text{ см.}$$

Естественно предположить, что и полное взаимодействие ( $V-A$ ) обрезается тем же форм-фактором, хотя последнее утверждение является новой гипотезой.

При этих предположениях эффекты типа 1 малы и не находятся в противоречии с экспериментом.

При миллиардных энергиях нейтрино сечение эффектов типа



становится порядка  $10^{-38} \text{ см}^2$ . При больших энергиях можно лишь сказать, что дальнейший рост сечения с энергией (1) существенно модифицируется форм-фактором<sup>6)</sup>. Применение, в сущности, не совсем законной экстраполяции хойштадтеровского форм-фактора в области столь больших импульсов приводит к постоянному сечению  $10^{-38} \text{ см}^2$  для больших значений энергий.

### Лептон-лептонные взаимодействия

Для лептон-лептонных взаимодействий типа



выражение для сечения в системе центра тяжести имеет тот же вид (1).

Если в отношении ограничения энергетического роста сечений четырехфермионных лептон-лептонных взаимодействий имеются довольно естественные соображения, то ограничения лептон-лептонных взаимодействий характерными нуклонными или пионными длинами, с точки зрения общепринятых теоретических представлений, в настоящее время можно считать мало вероятными.

Другая ситуация возникает, например, в нелинейной теории типа теории Гайзенберга.

Возникает вопрос, как в действительности ведут себя с ростом энергии лептон-лептонные взаимодействия?

Сечение (1) в лабораторной системе координат принимает вид

$$\sigma \sim m E_\nu. \quad (5)$$

Следовательно, сечения для  $(\nu e)$  взаимодействий при данной энергии нейтрино в  $10^3$  раз меньше соответствующих нейтрино-нуклонных взаимодействий. Последнее обстоятельство в настоящее время лишает смысла попытку детектирования прямого  $(\nu e) \rightarrow (\mu \nu)$  взаимодействия на самых мощных современных ускорителях.

Но есть эффекты взаимодействия нейтрино на "связанных" электронах, которые сохраняют более высокую энергетическую зависимость сечения при высоких энергиях и в лабораторной системе координат.

Нами указан один пример подобного эффекта<sup>6)</sup>, а именно: нейтрино  $\nu$  в поле ядра  $Z$ , рассеиваясь, рождает пару  $e^- \mu^+$ ,  $e^- e^+$ ,  $\mu^+ \mu^-$ ,  $\mu^- e^+$ , т.е. эффект вида

$$\nu + Z \rightarrow Z + e^- + e^+ + \nu'. \quad (6)$$

Чжоу Гуан-чжао (Дубна) сделал оценку этого эффекта. Им получено сечение в виде

$$\sigma = \frac{8 G^2 (Ze^2)^2}{3 (2\pi)^3} E_\nu^2 \ln \frac{E_\nu}{m}. \quad (7)$$

В случае эффекта  $(\nu e)(\nu e)$  при  $Z = 80$  с учетом экранирования кулонова поля ядра электронами оболочки

$$\sigma_{\nu e} \sim 7 \cdot 10^{-40} E_{\nu}^2, \quad (8)$$

здесь  $E_{\nu}$  выражено в Бэв. Уже при энергиях нейтрино  $E_{\nu} \sim 5 \cdot 10^9$  эв сечение (8) для  $\sigma_{\nu e}$  сравнивается с ожидаемым по (3) значением максимального сечения<sup>х)</sup>  $\sigma_{\nu p}$

$$\sigma_{e\nu} \approx 2 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \geq \sigma_{\nu p} \sim 10^{-38} \text{ см}^2, \quad (9)$$

а для  $E_{\nu} = 10$  Бэв

$$\sigma_{e\nu} \sim 10^{-37} \text{ см}^2.$$

Примерно (до различий в эффектах экранирования) такие же сечения в области этих же энергий получаются для эффектов с рождением пар  $\mu^+ \mu^-$ ,  $\mu^+ e^-$  при рассеянии нейтрино на кулоновском центре.

Теоретическое рассмотрение лептон-лептонных эффектов типа 3,4 также, по-видимому, указывает на то, что лептон-лептонные взаимодействия должны обрезаться на импульсах меньших критических. Б.Иоффе<sup>5)</sup> наиболее подробно и последовательно рассмотрены эффекты такого типа. Распад

$$\mu \rightarrow e + \gamma \quad (10)$$

оказывается наиболее критичным, так как в соответствии с существующей экспериментальной верхней границей для этого эффекта  $\left( \frac{w(e+\gamma)}{w(e+\nu+\bar{\nu})} \leq 2 \cdot 10^{-6} \right)$ ,

критический импульс должен быть выбран

$$k_{\max} < 50 M_{\mu}.$$

С дальнейшим уточнением верхней границы для вероятности эффекта  $\mu \rightarrow e + \gamma$  значение  $k_{\max}$  может еще больше приблизиться к значениям барионных масс.

Конечно, установление факта подобной универсальности в обрезании всех слабых взаимодействий на одной длине, близкой к пионной или барионной, само по себе было бы фундаментально для теории элементарных частиц.

<sup>х)</sup> Так как хофштадтеровский формфактор неизвестен при малых параметрах соударений, то сечение  $\sigma_{\nu e}$  может сильнее падать с энергией нейтрино<sup>б)</sup> и например, при  $E_{\nu} \sim 10$  Бэв может оказаться, что  $\sigma_{\nu e} > \sigma_{\nu p}$  на свинцовом детекторе.



К сожалению, предыдущий анализ эффектов слабых лептон-лептонных взаимодействий в своих выводах существенно неоднозначен, если даже считать корректным математический аппарат теории слабых взаимодействий до импульсов  $300 M_e$ .

Дело в том, что часть эффектов типа 2,3,4 запрещается гипотезой Гелл-Манна-Фейнмана о заряженных токах в формулировке слабых взаимодействий или даже при запрещении взаимодействий типа  $(e\nu)(e\nu)$ , на существование которых нет пока никаких указаний.

Существенно ограничивается возможность различных эффектов рассматриваемого типа, если принять гипотезу о том, что существуют два сорта нейтрино  $(\nu_\mu \text{ и } \nu_e)^{1)8)}$ .

Одним из естественных механизмов, способных обрезать сечения слабых взаимодействий на длинах, близких к барийным длинам, явился бы механизм с идеей промежуточного векторного мезона по массе, близкой к барийной массе.

#### Промежуточный бозон

Из соображения размерности грубая оценка для сечения рождения векторного мезона от нейтрино в кулоновском поле ядра  $Z$  дается выражением<sup>х)</sup>

$$\sigma \sim a \left( \frac{Z}{137} \right)^2 G_V, \quad (11)$$

где  $G_V = e^2$  - константа слабого взаимодействия, выраженная через характерную длину ( $l \sim 0,5 \cdot 10^{-16}$  см). Для  $Z = 10$ , сечение (11) можно ожидать

$$\sim (10^{-35} \div 10^{-36}) \text{ см}^2. \quad (12)$$

И если рассматриваемый заряженный векторный бозон слабо взаимодействует с нуклонами и  $\pi$ -мезонами, то наиболее вероятный процесс образования векторных мезонов - это парное рождение от фотона в кулоновском поле ядра.

---

х) Первые указания на этот эффект принадлежат, по-видимому, Б.Понтекорво и Рындину. Киевская конференция, 1959 г.

Сечение подобного процесса <sup>9)</sup> дается в виде <sup>х)</sup>

$$d\sigma = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \alpha Z^2 d\varepsilon \left( \frac{E_0}{mc^2 Z^{1/3}} \frac{\pi}{40} (Z - 2\varepsilon + \varepsilon^2) \right), \quad (13)$$

где  $\varepsilon E_0$  энергия созданного положительного мезона,  $\alpha$  - константа тонкой структуры,  $Z$  - заряд ядра. Для  $E_0 \sim 4$  Бэв,  $\sigma \sim 10^{-31}$  см<sup>2</sup>.

### $\nu_\mu$ и $\nu_e$ - нейтрино

Обычно принимается, что нейтрино, возникающее при распаде  $\pi$ -мезона  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ , той же природы, что и нейтрино, возникающее, например, при распаде нейтрона  $n \rightarrow p + \nu + e$ .

Это гипотеза, которая пока остается экспериментально необоснованной.

Существенно подчеркнуть, что в случае различия  $\nu_\mu$  и  $\nu_e$  - нейтрино, эффекты типа  $\mu \rightarrow e + \gamma$  могли бы быть запрещенными и тогда вновь оказался бы открытым вопрос о величине критического импульса слабых взаимодействий.

Таким образом, поставленные выше вопросы, связанные с характером слабых взаимодействий, требуют своего решения в естественной очередности:

1. Промежуточный мезон?
2.  $\nu_\mu$  и  $\nu_e$  нейтрино?
3. Существование взаимодействий типа  $(\nu e)$   $(\nu e)$ ?
4. Величина критического импульса слабых взаимодействий - а) для нейтрино-барионного, в) нейтрино-лептонного взаимодействия?

В этом аспекте были рассмотрены экспериментальные возможности как действующих ускорителей, так и космических лучей.

### Возможности ускорителей

Оценки нейтринных потоков в ускорителях, основанные на статистической теории (Барашенков, Сянь Дин-чан, Препринт. Дубна) дают на одно столкновение

<sup>х)</sup> Здесь, как и в (11), необходимы уточнения, так как рождение пар частиц с такой большой массой происходит при параметрах удара  $\frac{1}{mc} \sim 10^{-14}$  см и, таким образом, в области относительно малых энергий  $E$  сечение может быть существенно меньше, например,  $\sim Z$ , а не  $\sim Z^2$ .

протонов в мишени  $E_p = 10^{10}$  эв,  $10^{-8}$  нейтрино/см<sup>2</sup> с  $E_\nu > 1$  Бэв на расстоянии 50 метров от мишени. Цифры относятся к углу  $0^\circ$ . В тех же условиях для нейтрино с  $E_\nu > 2$  Бэв плотность нейтринного потока уменьшается в 10 раз.

### 1. Промежуточный мезон

Предполагая сечение образования векторного мезона с массой, равной массе нуклона, при  $E_\nu > 2$  Бэв, равным  $10^{-35}$  см<sup>2</sup>, и поток ускоренных протонов равным  $10^{11}$  сек<sup>-1</sup>, получаем, что в мишени детектора объемом  $1 \text{ м}^3$  и  $Z = 10$  возникает 1 событие за сутки<sup>х)</sup>. Благодаря быстрому распаду векторного мезона на  $e^+\gamma$  эти события будут регистрироваться как возникновение  $\mu$ -мезонов и электронов от нейтральной первичной компоненты пучка.

При этом в данных условиях

$$E_\mu \sim E_\nu \sim 0,5 \text{ Бэв}$$

с распределением, близким к изотропному. Барашенков и Сянь Дин-чан провели оценку фотонных пучков для бэватронов (препринт, Дубна).

На одно протон-нуклонное столкновение протонов с  $E_i \sim 10^{10}$  Мэв на расстоянии 50 метров от мишени возникает поток  $\gamma$ -квантов примерно  $10^{-6}$   $\frac{\text{квантов}}{\text{см}^2}$  способных дать пару заряженных частиц, по массе равных массе нуклона.

По экспериментальным данным, полученным на ускорителе ЦЕРН<sup>а</sup>, (сообщение Адамса) на расстоянии 100 метров от мишени при интенсивности  $10^{11}$  протонов в импульсе возникает  $15$  фотонов/см<sup>2</sup> с энергией 11 Бэв.

В тех же условиях поток фотонов с  $E_\gamma \sim 5$  Бэв достигает  $2 \cdot 10^5$  /импульс. Это число для рождения пары векторных мезонов в пластинке свинца толщиной 1 см и площадью  $10^2$  см<sup>2</sup> дает примерно 2 события за 1 час.

Образование пар векторных мезонов, быстро распадающихся на  $e\gamma$  и  $\mu\gamma$ , реально означает другой механизм для рождения пар  $e^+\mu^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ .

Последние ( $\mu^+\mu^-$ ) с гораздо большим сечением будут продуцироваться в том же фотонном пучке.

<sup>х)</sup> Без учета возможностей магнитной фокусировки  $J$ -мезонного пучка.

Но можно воспользоваться характерными особенностями рассматриваемых эффектов. Для  $\mu$ -мезонов и электронов, возникающих от распада векторных мезонов не очень больших скоростей, будет характерна большая вероятность для импульсов, направленных во вторую полусферу (большие углы), и это при энергиях  $\mu, e$ -распада  $E_{\mu e} \geq 0,5$  Бэв.

Пары  $\mu^+ \mu^-$  мезонов, возникающие вследствие прямого фоторождения, будут локализованы в малом угле  $\sim \frac{\mu}{E_\gamma}$ .

Еще более критичным был бы отбор пар  $\mu + e$  с  $E_{\mu e} \sim 0,5$  Бэв на больших углах.

Не исключено, что эти особенности рассматриваемого эффекта могут оказаться решающими для данного эксперимента.

Следует подчеркнуть, что использование фотонных пучков на современных протонных ускорителях уже становится или при дальнейшем увеличении интенсивности станет целесообразным. Примерно с тем же сечением<sup>x)</sup> (13) будут рождаться протон-антипротонные пары.

Существенная особенность образования пар заряженных частиц от фотонов заключается в том, что сечение образования даже таких частиц как  $\Xi^-$ -гиперон примерно такое же, как и сечение образования нуклонных пар.

В этом смысле поиски возможных по систематике Гелл-Манна частиц  $\Xi^+, \Omega^-$  гиперонов и  $W^\pm$ -мезонов и даже многозарядных частиц целесообразны в фотонном пучке.

### $\nu_\mu - \nu_e$ проблема

При потоке ускоренных протонов  $10^{11}$ /сек. на основании предыдущих оценок можно ожидать на расстоянии 50 метров от мишени потока нейтрино с

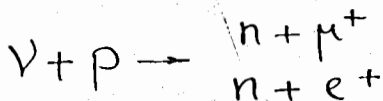
$$E_\nu > 1 \text{ Бэв}$$

$$\sim 10^3 / \text{см}^2.$$

В  $1 \text{ м}^3$  тяжелого детектора при использовании в мишени  $1/10$  числа первичных протонов возникает  $1/4$  события в сутки, т.е. события типа

x) Вернее

$$d\sigma_p = \left( \frac{e^2}{m_p c^2} \right)^2 dZ^2 \cdot d\varepsilon \frac{16}{3} \left( \frac{3}{4} - \varepsilon(1-\varepsilon) \right).$$



без магнитной фокусировки.

### Нейтрино-лептонные взаимодействия

На основании рассмотрения эффекта ( $\bar{\nu}$ ) и роста этого эффекта с энергией (9) целесообразно эффект нейтрино-лептонных взаимодействий попытаться детектировать при энергиях нейтрино  $> 5$  Бэв.

При  $E_\nu \sim 3$  Бэв сечение достигает ожидаемого максимального нейтрино-нуклонного сечения, а при  $E_\nu \cong 30$  Бэв сравнивается с нейтрино-нуклонными сечениями на свинце ( $10^{-36} \text{ см}^2$ ) или даже превысит их, если последние будут падать с энергией нейтрино.

Таким образом, нейтрино-лептонные взаимодействия целесообразно исследовать, пользуясь особенностями рассматриваемого эффекта:

- а)  $\bar{\nu}$  - зависимостью
- б) появлением характерных пар типа  $\mu e$ .
- в)  $E_\nu$  - зависимостью.

Следовательно, в принципе, детектирование нейтрино-электронных взаимодействий - это проблема ускорителей предельно больших энергий.

Правда, удачное техническое предложение детектировать характерные для эффекта  $\mu e$  пары могло бы сделать целесообразным этот эксперимент на бэватронах с интенсивностью<sup>х)</sup>  $10^{12} - 10^{13}$  частиц/сек. Последний эксперимент значительно упростился, если бы оказалось, что  $\gamma_\mu \neq \gamma_e$ .

Следует подчеркнуть, что рассматриваемые события необходимо идентифицировать на фоне космических лучей, что составляет на поверхности Земли  $10^{-2}$  М-мезонов на  $\text{см}^2$  в сек с  $E_\mu > 10^9$  эв и  $10^{-4}$  нейтронов на  $\text{см}^2$  в сек примерно с той же энергией  $\sim 1$  Бэв. Здесь положительным фактором является длительность импульса в машине  $10^{-3}$  сек.

Существенно отметить, что с увеличением расстояния от мишени ускорителя

<sup>х)</sup> Порядка одного  $\begin{array}{l} \mu^- e^+ \\ e^+ e^- \end{array}$  события в день; число нейтрино быстро падает с увеличением  $E_\nu$ .



растет абсолютное число распавшихся мезонов ( т.е. число нейтрино), но из-за геометрического фактора уменьшается плотность нейтринного потока - она максимальна непосредственно у самой мишени <sup>10)</sup>.

Даже для параллельного пучка  $\pi$ -мезонов плотность пучка нейтрино распада имеет на некотором расстоянии от мишени максимальное значение, а затем падает вследствие нарушения при акте распада параллельности первичного пучка  $\pi$ -мезонов, преобразующегося в учок нейтрино <sup>11)</sup>.

Все предыдущие оценки были приведены без поправок на возможное магнитное фокусирование пучка  $\pi$ -мезонов.

Этот фактор может улучшить более чем на порядок предыдущие оценки, что повысило бы число соответствующих отсчетов в тех же условиях при потоке протонов  $10^{11}$ /сек.

1) Промежуточный мезон-1 отсчет в час

2)  $\nu + \pi \rightarrow \rho + e^-$  5 - 10 событий в сутки

3)  $\nu + \bar{z} \rightarrow \bar{z} + \mu^- + e^+ + \nu$   $\sim 1$  события в месяц.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 июля 1960 года.

### Л и т е р а т у р а

1. M. A. Markow .  
Hyperonen und K-Mesonen, Verlag der Wissenschaften, Berlin 1960, s 292
2. Д.И.Блохинцев. Nuovo Cimento, S X, 9, 925 (1958),  
УФН, L X11, стр. 381, 1957 г.
3. Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 33, 549 (1957).
4. Р.А.Асанов, Б.Н.Валуев. Препринт ОИЯИ, P-577, Дубна, 1960 г.
5. Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ, 38, 1608 (1960), Докторская диссертация.
6. И.М.Железных. "О взаимодействии нейтрино больших энергий в космических лучах с веществом". Дипломная работа, МГУ, 1958 г.
7. N.Cabibbo, R.Gatto, Nuovo Cim. XY, 305 (1960).

8. Б.М.Понтекерво. ЖЭТФ, 37, 1751 (1959). Киевская конференция по высоким энергиям, 1959 г.
9. В.Паули. "Релятивистская теория элементарных частиц".
10. Д.Г.Факиров. "О возможности исследования взаимодействия нейтрино большой энергии с веществом на ускорителях". Дипломная работа, МГУ, 1958 г.  
  
"On the spatial distribution of the neutrino beam generated by high energy nucleon collisions. ( Ann.de L'Univ. de Sofia. Faculte de Sci.Phys. et Math. V. 53 1958/59. 1. 2 Physique )
11. И.Полубаринов. Препринт ОИЯИ, Дубна, 1960.

## К НЕЙТРИННОЙ ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

И.М. Железных<sup>х)</sup> и М.А. Марков

Предварительное рассмотрение различных оценок в принципе детектируемых эффектов от нейтрино в космических лучах было проведено нами в предыдущей работе<sup>хх)</sup>.

Данная работа содержит дальнейшее уточнение оценок и развитие проблемы в целом.

Рассмотрим сперва лишь тот поток нейтрино, который возникает в результате распада  $\pi^\pm$ -мезонов, рождающихся в атмосфере Земли от первичных протонов космических лучей (т.е. нейтрино земного происхождения). Энергетический спектр действительно космических нейтрино, т.е. нейтрино, приходящих на Землю из глубин Вселенной, в настоящее время неизвестен. Но и здесь возможны некоторые соображения количественного характера. И, таким образом, рассмотренные ниже первые оценки эффектов, вызываемых нейтрино высокой энергии земного происхождения, являются нижними оценками.

При распаде

$$\pi \rightarrow \mu + \nu \quad (1)$$

в системе покоя  $\pi$ -мезона энергия распадного нейтрино

$$E_\nu = c^2 \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} \sim 0,23 m_\pi c^2 \quad (2)$$

$$E_\mu \sim 3,3 E_\nu \quad (3)$$

х) Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР.

хх) И.М. Железных "О взаимодействии нейтрино больших энергий в космических лучах с веществом". Дипломная работа, МГУ 1958 г.

В дальнейшем принимается, что и в среднем в лабораторной системе энергия соответствующего нейтрино и  $\mu$ -мезона связана тем же соотношением (3).

Энергетический спектр нейтрино восстанавливался нами по соответствующему энергетическому спектру  $\mu$ -мезонов. В работе <sup>x)</sup> экспериментальный энергетический спектр  $\mu$ -мезонов на 200 футах от уровня моря дается до энергии  $\mu$ -мезонов  $\sim 10^{12}$  эв.

В различных интервалах энергетический спектр нейтрино аппроксимировался следующим образом:

В областях 1-3 Бэв

$$\varphi(E) = 1,5 \cdot 10^{-3} \frac{dE_\nu}{E_\nu^{1,4}}$$

3-30 Бэв

$$= 5,3 \cdot 10^{-3} \frac{dE_\nu}{E_\nu^{2,5}}$$

30-100 Бэв

$$= 5,7 \cdot 10^{-2} \frac{dE_\nu}{E_\nu^{3,2}}$$

(4)

Изотропия нейтринного потока и малая величина сечения взаимодействия нейтрино позволяют проектировать опыт глубоко под землей, выделяя реакции от нейтрино, идущих из нижней полусферы, то-есть проходящих всю Землю. Существенно отметить, что такая постановка опыта в принципе может полностью исключить фон от космических лучей. Заряженные частицы не проходят через Землю, а маловероятные отражения  $\mu$ -мезонов назад, видимо, можно выделять, используя соответствующие регистрирующие схемы. В случае опыта на ускорителях фон от космических лучей представляет известную проблему при современных интенсивностях ускоренных частиц.

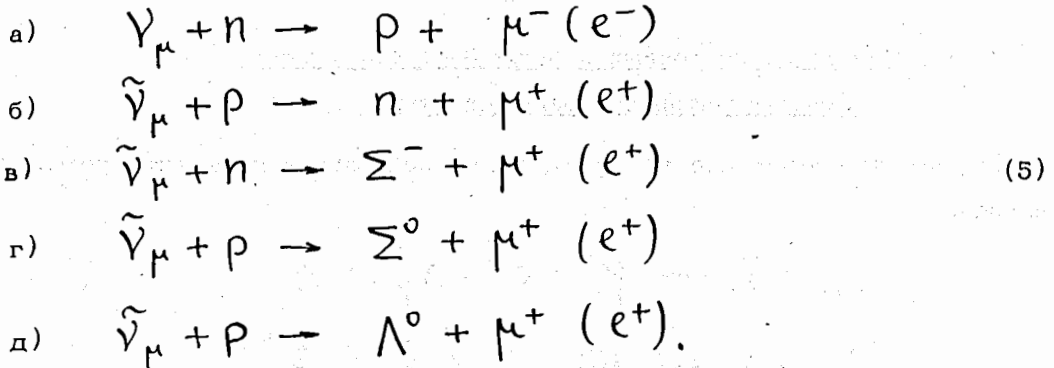
В подземном опыте относительная малость фона позволяет использовать большие массы детектора, что в какой-то степени компенсирует малость потоков космических нейтрино.

Отметим, что фон из-за естественной радиоактивности в земле можно избежать использованием детекторов с порогом регистрируемого энерговыделения, например,  $> 0,5$  Бэв.

<sup>x)</sup> F. Ashton et al, Nature 185, 4710 p.364

### 1. Нейтрино-нуклонное взаимодействие

В рамках существующих экспериментальных фактов и теоретических представлений можно предполагать следующие реакции:



Если  $\gamma_{\mu}$  и  $\gamma_e$  одинаковы, возможно как рождение  $e$ , так и  $\mu$ -мезонов.

Сечение взаимодействия  $\gamma$  с нуклонами, может быть "обрезается" при передаваемых импульсах, соответствующих размерам нуклона, и тогда сечение  $\sigma$  для  $E_{\nu} \sim 1 \text{ Бэв}$ ,  $\sim 0,8 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$ . Для антинейтрино сечение при  $E_{\nu} = 1 \text{ Бэв}$  примерно в 3 раза меньше.

Полный поток нейтрино и антинейтрино с энергиями, большими 1 Бэв, получаем интегрированием (4), что дает:

$$S (E_{\nu} > 1 \text{ Бэв}) \cong 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}.$$

Число событий за 1 сек в  $1000 \text{ м}^3$  воды

$$N = (\sigma_{\nu} + 4\sigma_{\bar{\nu}}) 2\pi \frac{S}{2} N_{\text{Авог.}} \rho V \sim 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ дн}^{-1} \tag{6}$$

или 1 случай на 75 дней. Если рождаются и электроны, то наблюдается одно событие за 40 дней в  $10^3 \text{ м}^3$  воды.

Регистрируются не только  $\mu$ -мезоны, образовавшиеся в детекторе, но и приходящие из прилегающих слоев грунта. Эффект усиливается вследствие пропорциональности пробегов  $\mu$ -мезонов 1-й степени энергии. Для электронов он значительно слабее. При взаимодействии нейтрино с нуклонами вклад от прилегающих слоев



того же порядка, что и эффект в детекторе/одно  $\begin{matrix} \nu \rightarrow \mu \\ \nu \rightarrow e \end{matrix}$  событие в 20 дней/.

Если взаимодействие в случае (5) не обрывается на нуклонной длине волны, то число регистрируемых событий увеличивается в  $\sim 5$  раз.

### 11. Рождение лептонных и барионных пар частиц.

#### Лептон-лептонное взаимодействие

Возможны следующие эффекты, когда нейтрино в поле ядра рождает пару лептонов

$$\begin{aligned} \nu_{\mu} + z &\rightarrow \mu^{-} + e^{+} + \nu_{\mu}' + z' \\ \tilde{\nu}_{\mu} + z &\rightarrow \mu^{+} + e^{-} + \tilde{\nu}_{\mu}' + z' \\ \nu_{\mu} + z &\rightarrow \mu^{+} + \mu^{-} + \nu_{\mu}' + z' \\ \tilde{\nu}_{\mu} + z &\rightarrow \mu^{+} + \mu^{-} + \tilde{\nu}_{\mu}' + z'. \end{aligned} \quad (7)$$

Если  $\nu_{\mu}$  и  $\nu_e$  одинаковы, то добавятся процессы:

$$\begin{aligned} \nu + z &\rightarrow e^{+} + e^{-} + \nu' + z' \\ \tilde{\nu} + z &\rightarrow e^{+} + e^{-} + \tilde{\nu}' + z'. \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку в (7) и (8) существенны малые импульсы отдачи ядра, сечение не зависит от форм-факторов. Сечение таких процессов принимается в виде<sup>x)</sup>

$$\sigma = \frac{8 g^2 z^2}{3(2\pi)^3 (137)^2} E^2 \ln \frac{E}{m}. \quad (9)$$

x) Чжоу Гуан-чжао (Дубна).

Согласно Чжоу Гуан-чжао учет экранирования изменяет лишь выражение под знаком логарифма. Для сечения, соответствующего (8),  $\ln \frac{E}{m}$  заменяется в области интересующих нас энергий на  $\ln \frac{183}{z^{1/3}} = 3,35$  для свинца. При рождении  $\mu$ -мезонов минимальный импульс отдачи больше в  $\mu^2$  раз. Поэтому в нашем случае для реакций с образованием двух или одного  $\mu$ -мезонов экранировка не существенна.

$$\text{Для (8) } \sigma = 7,2 \cdot 10^{-40} E^2 \quad (\text{в свинце}) \quad (E \text{ в Бэв}) \quad (10)$$

Для (7) в свинце

$$\sigma = 1,9 \cdot 10^{-40} E^2 \ln 10 E \quad (11)$$

в "грунте" ( $z = 10, A = 20$ )

$$\sigma = 2,8 \cdot 10^{-42} E^2 \ln 10 E.$$

В случае реакций (8) поток нейтрино дает 1 событие за 6000 дней в  $100 \text{ м}^3$  свинца.

Реакции (7) представляют бóльший интерес. Поскольку пробег  $\mu$ -мезонов с энергией до 100 Бэв пропорционален  $E$ , это обстоятельство ведет к результирующему эффекту, возрастающему как  $E^3 \ln 10 E$ , вместо  $E^2 \ln 10 E$ . Таким образом здесь становится более существенным поток  $\mu$ -мезонов из "подушки" (прилегающих слоев грунта), чем образовавшихся в самом детекторе.

Энергетическое распределение 3-х лептонов в результате реакции неизвестно. Будем для оценок считать, что в среднем на 1 лептон приходится  $1/3$  первоначальной энергии нейтрино. Тогда пробег  $\mu$ -мезонов в грунте выразится (считаем, что в 100 см грунта теряется 0,5 Бэв)  $\frac{2}{3} \cdot 10^2 E_\nu (\text{см})$  ( $E_\nu$  в Бэв). Следует еще учесть, что эффективный пробег зависит от угла

$$R_{\text{эфф}} = \frac{2}{3} 10^2 E_\nu \cos \theta (\text{см}). \quad (12)$$

Число мезонов ( $N$ ), проходящих через поверхность  $S$ , с учетом того, что в реакциях (7) поток  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  дает 3  $\mu$ -мезона,

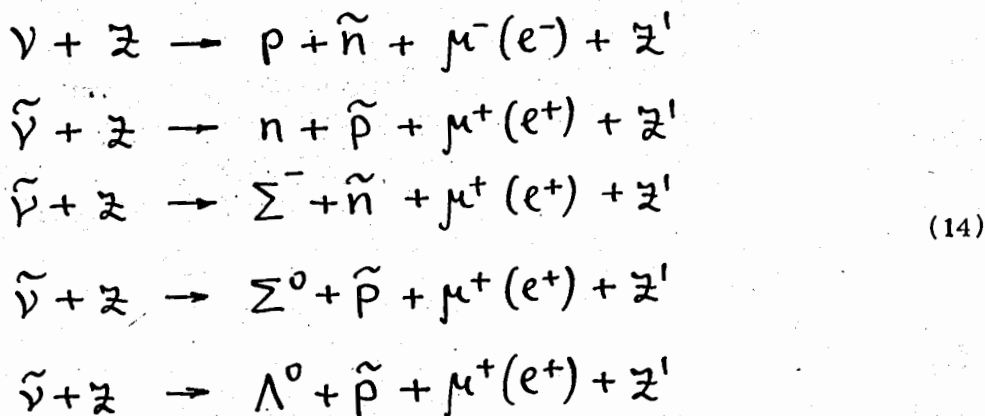
$$N = 3\pi \frac{N_{\text{Авот.}} \rho}{A} 0,7 \cdot 10^2 S \sigma_0 \int_1^{300} f(E) E^3 \ln 10 E dE. \quad (13)$$

Для грунта  $\rho = 2$ ,  $A = 20$ ,  $\sigma_0 = 2,8 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$ ,  $f(E)$  берется из (4).  
Если  $S = 10^7 \text{ см}^2$ ,  $N = 3,6 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\text{сек}}$ , т.е. 1 случай за 300 дней.

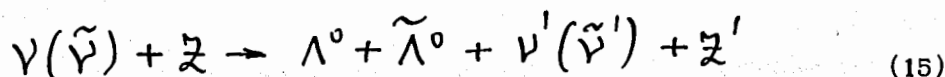
В свинцовых рудах поток  $\mu$ -мезонов, а следовательно, число регистрируемых событий, возрастает в 7 раз, в железных рудах в 2,5 раза и становится соответственно 1 за 40 дней и 1 за 100 дней. Эти оценки дают лишь нижнюю границу эффекта.

В этих оценках не учитывался вклад от нейтрино с энергией больше 300 Бэв, так как в среднем  $\mu$ -мезоны от этих нейтрино имеют пробег, растущий медленнее, чем  $E$ . Здесь не учитывается вклад нейтрино от распадов  $\mu$ -мезонов. Далее, требуется более тщательный расчет сечения, чем в (2), где учитывался только один матричный элемент, что увеличит эффект в несколько раз.

В поле ядра могут быть в принципе следующие реакции:



что также увеличивает число регистрируемых событий. Если существует рассеяние.  $\nu$  на барионах, то возможны также реакции с образованием пар барионов, например,



$$\nu(\tilde{\nu}) + z \rightarrow p^+ + \tilde{p}^+ + \nu'(\tilde{\nu}') + z'$$

и т.д.

Последние замечания свидетельствуют о том, что приведенные выше сечения могут оказаться на порядок заниженными против реальных, что давало бы, соответственно 1 случай для "грунта" в 30 дней, для железных руд в 10 дней и свинцовых - один случай за 4 дня.

### 111. Тяжелый мезон

Возможно, существует тяжелый мезон, который с очень малым временем жизни распадается на

$$M^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu(\tilde{\nu}) \quad (16)$$

или

$$M^\pm \rightarrow e^\pm + \nu(\tilde{\nu}).$$

Тогда существуют и реакции

$$\begin{aligned} \nu + z &\rightarrow M^+ + \mu^-(e^-) + z' \rightarrow \mu^+ + \mu^-(e^-) + \nu' + z' \\ \tilde{\nu} + z &\rightarrow M^- + \mu^+(e^+) + z' \rightarrow \mu^- + \mu^+(e^+) + \tilde{\nu}' + z'. \end{aligned} \quad (17)$$

Эти реакции первого порядка по константе слабого взаимодействия  $g$ . Часть эффекта, обязанного  $z^2$  - зависимостью сечения дается выражением (18)<sup>x)</sup>

$$\sigma = \frac{1}{6\pi\sqrt{2}} \frac{z^2}{(137)^2} G_V \left( \ln \frac{2E_\nu q_0}{M^2} \right)^3, \quad (18)$$

$$E_\nu \gg \frac{M^2}{2q_0} \sim 2 \text{ Бэв.}$$

<sup>x)</sup> Ли и Янг. Phys. Rev. Lett. 4, 307, 1960.

Для  $z = 10$

$$\sigma = 10^{-36} \left( \ln \frac{E_\nu}{2} \right)^3 \text{ см}^2. \quad (19)$$

Вклад в сечение (18) вносит область параметров соударения от радиуса нуклона до радиуса, соответствующего минимальному импульсу отдачи  $2E_\nu/m^2$ .

Поток  $\mu$ -мезонов из "подушки" ( $E_\nu > 10$  Бэв)

$$N = 3\sigma_0 \pi \frac{N_{\text{Авот.}} \rho}{A} 0,7 \cdot 10^2 S \int_{10}^{300} f(E) E \left( \ln \frac{E}{2} \right)^3 dE. \quad (20)$$

Для  $S = 10^7$ , 2  $\mu$ -мезона за 1 день.

#### 1У. Оценки для потоков нейтрино из космического пространства

При изотропии источников и изотропном распределении космических лучей в Галактике нейтринный поток на Земле должен полностью определяться потоком нейтрино, рожденных в атмосфере, так как в этом случае вероятность рождения мезонов в межзвездном пространстве, где плотность  $10^{-24} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ , чрезвычайно мала.

Но, по-видимому, наблюдения свидетельствуют в пользу теории образования космических частиц в оболочках сверхновых и новых звезд<sup>х)</sup>. Согласно радиоастрономическим данным, в расширяющихся оболочках этих звезд много релятивистских электронов. В Крабовидной Туманности энергия электронов в расширяющейся оболочке оценивается  $3 \cdot 10^{50} - 10^{53}$  Бэв, причем спектр электронов падает  $1/E - 1/E^{1,5}$ . Если эти электроны образовались в результате ядерных

$E_{\text{min}} > 0,25$  Бэв соударений, то на каждый электрон должно приходиться три нейтрино примерно той же самой энергии. Согласно оценкам

х) Гинзбург В.Л., УФН, 1953 и 1957 г.г.



из максимальных данных (а также, считая, что электроны накапливались 300 лет,  $R = 5 \cdot 10^{21}$  см,  $E_{\max} = 10^3$  Бэв) находим, что поток нейтрино на Земле имеет спектр  $3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{E} \text{ см}^{-2}$ , где  $E$  выражается в Бэв.

Тогда для реакций (7) с учетом (13) находим, что через  $1000 \text{ м}^2$  грунта возник бы поток 1  $\mu$ -мезон за 2 дня.

В заключение следует подчеркнуть, что слой земли, эквивалентный  $\sim 10$  километрам воды, поглощает полностью все виды проникающего излучения, кроме нейтрино<sup>х)</sup>.

Поэтому любое событие, зарегистрированное на этой глубине, приводящее к появлению ионизирующих частиц с энерговыделением, например,  $> 0,5$  Бэв, должно интерпретироваться как событие, вызываемое поглощением нейтрино.

Предыдущее рассмотрение показывает, что для соответствующих событий в оценке их нижних границ ожидаются в принципе регистрируемые времена  $\sim 1$  месяца, т.е. подземные эксперименты по детектированию космических нейтрино высокой энергии в принципе возможны.

---

х) На 10 километрах воды  $\mu$ -мезоны теряют на ионизацию  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  эв. Но  $\pi$ -мезоны такой энергии, рожденные в атмосфере Земли на высоте  $\sim 60$  километров, не распадаются на своем пути на  $\mu$ -мезоны и нейтрино из-за релятивистского удлинения их времен жизни.

## ЭЛЕКТРОННЫЕ И МЮОННЫЕ НЕЙТРИНО

Б. Понтекорво

В работе перечисляются некоторые до сих пор не обсуждавшиеся процессы, которые могут быть вызваны свободными нейтрино. Среди этих процессов выделяются те, которые могут, в принципе, помочь решению вопроса о существовании двух пар нейтральных лептонов (электронная ( $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$ ) и мюонная ( $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$ ) пары).

Для проверки принципиального вопроса, являются ли  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  тождественными частицами, предлагается метод, по существу аналогичный методу, используемому при решении вопроса о различимости нейтрино и антинейтрино или  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонов. В принципе, вопрос решается, если удастся выяснить экспериментально, является ли пучок  $\bar{\nu}_\mu$  способным вызвать переходы, которые, без сомнения, могут быть индуцированы  $\bar{\nu}_e$ -частицами (например, реакция  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$ ).

Экспериментальная постановка опыта, хотя и очень затруднительна, не исключена при наличии ускорителей, более интенсивных, чем современные.

## Введение

Бете и Пайерлс [1] в 1934 г. впервые дали оценку сечения образования  $\beta$ -частиц при столкновении свободных нейтрино с ядрами в области энергий около 1 MeV. Как известно, сечение оказалось равным по порядку величины  $10^{-44}$  см<sup>2</sup>, на основании чего в течение долгого времени эффекты, вызванные свободными нейтрино, считались ненаблюдаемыми. Впоследствии автором и Альваресом [2,3] было показано, что постановка таких опытов является вполне реальной, и только недавно Райнсом и Коуэном, а также Девисом успешно были выполнены опыты, в которых использовались свободные антинейтрино от реакторов. Эти опыты показали наблюдаемость и, тем самым, «реальность» нейтрино, их двухкомпонентную природу [4], а также показали, что нейтрино и антинейтрино — разные частицы [5].

Цель настоящей работы — подчеркнуть возможность решения некоторых физических задач при помощи исследований до сих пор не обсуждавшихся эффектов, вызванных свободными нейтрино. Соответствующие опыты могут оказаться не выполнимыми сегодня, но обсуждение их постановки, как нам кажется, не является более преждевременным, чем обсуждение в свое время опытов с антинейтрино из реактора.

Обсуждается принципиальная возможность ответить на вопрос, являются ли нейтрино, испускаемые в  $\pi \rightarrow \mu$ -распаде ( $\nu_\mu$ ), и нейтрино, испускаемые в  $\beta$ -распаде ( $\nu_e$ ), тождественными частицами.

## Реакции, вызванные нейтрино

Все известные нам медленные процессы, по-видимому, обусловлены взаимодействием следующих пар фермионов:

$$\begin{aligned} (e^+\nu_e), \quad (\mu^+\nu_\mu), \quad (\bar{p}\bar{n}), \quad (\bar{p}\bar{\Lambda}), \\ (e^-\bar{\nu}_e), \quad (\mu^-\bar{\nu}_\mu), \quad (\bar{p}n), \quad (\bar{p}\Lambda). \end{aligned} \quad (1)$$

Любая пара частиц может взаимодействовать с такой же или с другой парой, при этом, согласно схеме Маркова — Саката — Окуны [6], в состав «странной» пары не включаются другие странные частицы, кроме  $\Lambda$ -ги-

перона. На языке теории универсального взаимодействия [7,8] эта схема приводит к тому, что ток  $J^+$ , входящей в лагранжиан слабого взаимодействия, состоит из четырех членов:

$$J^+ = J(e^+ \nu_e) + J(\mu^+ \nu_\mu) + J(p\bar{n}) + J(p\bar{\Lambda}), \quad (2)$$

каждый из которых соответствует перечисленным выше парам.

На основании предположения правильности схемы Маркова — Сака-та — Окуня и теории универсального взаимодействия некоторые процессы, вызванные свободными нейтрино, перечисляются ниже.

Вопрос о тождественности  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  является открытым и обсуждается в следующем разделе. С теоретической и экспериментальной точек зрения нет никаких аргументов для утверждения, что  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  являются тождественными частицами. Поэтому ниже, так же как и в использованных выше обозначениях разных членов лептонного тока, написано, например,  $(e^+ \nu_e)$ ,  $(\mu^+ \nu_\mu)$ , а не, как обычно принято,  $(e^+ \nu)$ ,  $(\mu^+ \nu)$ .

Некоторые реакции, вызванные свободными нейтрино на реальных мишенях

№ п. п.	Реакция	Примечание
1	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$	При исследовании этого процесса [4] впервые наблюдались свободные нейтральные лептоны. Опыт подтвердил двухкомпонентную природу нейтрино.
2	$\bar{\nu}_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ [2,3,5]	Ненаблюдаемость этого процесса [5] доказала, что $\nu_e$ и $\bar{\nu}_e$ не являются тождественными частицами.
3	$\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$	Исследование этого процесса могло бы представлять интерес для астрофизики, в частности для измерения нейтринного потока от Солнца [9].
4	$\nu_e + A \rightarrow \pi^+ + e^- + A,$ $\bar{\nu}_e + A \rightarrow \pi^- + e^+ + A$	Обратный $\pi - e$ -распад в поле ядра. $\nu_e$ рождают $\pi^+$ -мезоны, $\bar{\nu}_e$ рождают $\pi^-$ -мезоны.
5	$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$	
6	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow \Lambda + e^+,$ $\bar{\nu}_e + A \rightarrow \text{гиперфрагмент} + e^+$	Только $\bar{\nu}$ (а не $\nu$ ) могут рождать странные частицы.
7	$\bar{\nu}_e + n \rightarrow \Sigma^- + e^+$	Этот процесс может быть осуществлен только в ядрах.
8	$\nu_e + A \rightarrow K^+ + e^- + A,$ $\bar{\nu}_e + A \rightarrow K^- + e^+ + A$	См. процесс 4
9	$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow K^- + K^0$	См. процесс 5
10	$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-,$ $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$	Рассеяние нейтрино электронами предсказано универсальной теорией слабых взаимодействий [8].
11	$\nu_e + A \rightarrow \nu_e + e^+ + e^- + A$ $\bar{\nu}_e + A \rightarrow \bar{\nu}_e + e^+ + e^- + A$	Образование пары $e^+e^-$ в поле ядра*. Этот процесс обратен процессу лептонного тормозного излучения электронов, описанному в [10].
12	$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-,$ $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_\mu + \mu^-$	Обратный $\mu$ -распад. Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$ .

\* Этот процесс был недавно теоретически исследован Я. Б. Смородинским и Чжоу Гуан-чжао.

Продолжение

№ п. п.	Реакция	Примечание
13	$\bar{\nu}_e + A \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \mu^- + A,$ $\nu_e + A \rightarrow \nu_\mu + e^- + \mu^+ + A$	Образование пары $\mu - e$ в поле ядра.
14	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow \mu^+ + n,$ $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$	Обратный $\mu$ -захват. Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$ .
15	$\nu_\mu + A \rightarrow \pi^+ + \mu^- + A,$ $\bar{\nu}_\mu + A \rightarrow \pi^- + \mu^+ + A$	Обратный $\pi - \mu$ -распад в поле ядра
16	$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \Lambda + \mu^+,$ $\bar{\nu}_\nu + p \rightarrow \Lambda + e^+,$ $\bar{\nu}_\mu + A \rightarrow \text{гиперфрагмент} + \mu^+$	Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$ .
17	$\nu_\mu + A \rightarrow \mu^- + K^+ + A,$ $\bar{\nu}_\mu + A \rightarrow \mu^+ + K^- + A,$	
18	$\nu_\mu + A \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + A,$ $\bar{\nu}_\mu + A \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^+ + \mu^- + A$	Рассеяние нейтрино $\mu$ -мезонами в поле ядра.
19	$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-,$ $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + \mu^+$	Обратный $\mu$ -распад. Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$ .
20	$\nu_\mu + A \rightarrow A + \mu^- + e^+ + \nu_e,$ $\bar{\nu}_\mu + A \rightarrow A + \mu^+ + e^- + \bar{\nu}_e$	Образование пары $\mu - e$ в поле ядра.
21	$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$	Если $\nu_e \neq \nu_\mu$ , реакция возможна только как процесс второго порядка.

Здесь рассматриваются процессы столкновения нейтрино с реальными мишенями, т. е. с отрицательными электронами, протонами и ядрами ( $A$ ). Среди перечисленных процессов в литературе до сих пор обсуждались только процессы 1, 2, 3, 10. В настоящей работе для большинства процессов мы ограничимся некоторыми замечаниями, помещенными выше. Ниже подробно обсуждаются только некоторые процессы, которые имеют отношение к проблеме различимости  $\nu_e$ - и  $\nu_\mu$ -частиц.

#### Являются ли $\nu_e$ и $\nu_\mu$ тождественными частицами?

Верхний предел массы нейтральных лептонов, испускаемых в  $\mu$ -распаде, величина параметра Мишеля  $\rho$  и теоретические соображения позволяют сделать вывод о том, что нейтральные лептоны в  $\mu$ -распаде имеют массу, равную или близкую к нулю, и не являются тождественными. На основании этого распад  $\mu$ -мезонов обычно описывается схемой  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ . Однако легко видеть, что совокупность экспериментальных и теоретических сведений требует только, чтобы два нейтральных лептона в  $\mu$ -распаде не являлись тождественными, но не требует, чтобы они являлись обязательно частицей и античастицей. Возможность существования двух пар нейтрино уже рассматривалась Онеда и Пати [11]. На первый взгляд, вопрос о существовании двух типов нейтрино — электронного нейтрино ( $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ) и мюонного нейтрино ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ) — может рассматриваться как ненужное усложнение. Однако имеются аргументы, делающие привлекательной гипотезу отличия электронного и мюонного нейтрино.

Отсутствие в природе ряда процессов типа  $\mu + p \rightarrow e + p$ ,  $\mu \rightarrow e + e + e$  и т. д. показывает, что в каждый из токов, входящих в лагранжиан слабого взаимодействия, вклад могут дать, по-видимому, только пары с одной заряженной и одной нейтральной частицей (см. (1) и (2)). Существование только «заряженного» тока, как указали Гелл-Манн и Файнман [8], очень естественно могло бы быть объяснено, если бы в природе существовал заряженный векторный бозон  $V$ , связанный с разными фермионами через взаимодействие «промежуточной интенсивности», причем известные нам процессы слабого взаимодействия в этом случае были бы обусловлены взаимодействием второго порядка относительно константы «промежуточного» взаимодействия. Как показано в работах Фейнберга, а также Гелл-Манна и Файнмана [12], нелокальность процесса  $\mu - e$ -распада, соответствующая промежуточному векторному бозону, требовала бы вероятности распада по каналу  $\mu \rightarrow e + \gamma$ , противоречащей экспериментальным данным [13].

Нетрудно видеть, однако, что даже при существовании  $V$ -мезона вероятность процесса была бы равной нулю<sup>1</sup> (что полностью совместимо с экспериментальными данными), если электронное и мюонное нейтрино являются разными частицами. Таким образом, тот факт, что ток в лагранжиане слабого взаимодействия является «заряженным», был бы очень хорошо объяснен гипотезой промежуточного бозона только при отличии  $\nu_e$  от  $\nu_\mu$ . Кроме этого аргумента, как нам кажется, существование двух различных типов нейтрино, не способных аннигилировать<sup>2</sup>, привлекательно с точки зрения симметрии и систематики частиц и могло бы помочь пониманию разницы в природе мюона и электрона.

Из сказанного выше следует, что экспериментальные сведения по вопросу, являются ли  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  тождественными частицами, имели бы первостепенную важность. Одна из возможностей, которая обращает на себя внимание, состоит в измерении спиральности  $\mu$ -мезона. Если в природе имеется только одна пара нейтрино — антинейтрино, то  $V - A$ -взаимодействие требует, чтобы спиральность  $\mu^-$ -мезона была положительной. Если бы спиральность  $\mu^-$ -мезона оказалась на опыте отрицательной, это было бы сильным аргументом в пользу существования двух типов нейтрино;  $\mu^+$ -распад мог бы быть описан согласно схеме  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$ .

Опыты Лов и др. [15], однако, показывают, что спиральность  $\mu^-$ -мезона, по-видимому, положительная. Поэтому вопрос, имеются ли в природе два типа нейтральных пар лептонов, остается открытым. Положительная спиральность  $\mu^-$ -мезона, однако, указывает на то, что, если действительно в природе имеются две пары нейтрино — антинейтрино, то слабое взаимодействие должно быть описано именно как в (1), а распад  $\mu^+$ -мезона должен идти по схеме  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ . Здесь, как обычно, электронное нейтрино  $\nu_e$  определяется как частица, испускаемая вместе с позитроном в  $\beta$ -распаде. Его спиральность была определена на опыте и является отрицательной [16] (спиральность  $\bar{\nu}_e$ , конечно, противоположна). Что касается  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$ , эти частицы определяются соответственно как имеющие отрицательную и положительную спиральности. Распад  $\pi^+$ -мезона соответственно идет по схеме  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Эти обозначения были использованы в предыдущем разделе.

Для выяснения вопроса, действительно ли  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  являются разными частицами, остается одна принципиальная возможность, которая обсуждается в следующем разделе.

<sup>1</sup> Процесс  $\mu \rightarrow e + \gamma$  даже при отсутствии  $V$ -мезона возможен в высшем порядке теории возмущения, если имеется только один тип пар нейтрино — антинейтрино, в то время как он абсолютно запрещен, если  $\nu_e \neq \nu_\mu$ .

<sup>2</sup> Заметим, в частности, что при существовании  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  и  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$  как разных пар, система мюоний ( $\mu^+e^-$ ) не может переходить [14] в систему антимюоний ( $\mu^-e^+$ ) в любом приближении.



[Постановка опыта по обнаружению различия  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ 

Метод, который предлагается ниже, по существу аналогичен методу, используемому при решении вопросов, являются ли нейтрино и антинейтрино (здесь речь идет о  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$ ) тождественными частицами [2,5] или являются ли  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезоны тождественными частицами [17]. В этом случае нетождественность частиц и античастиц была доказана на опыте ненаблюдаемостью некоторых переходов, матричные элементы которых должны отличаться от нуля только в том случае, если частицы и античастицы являлись бы тождественными. Например, отсутствием процесса  $\bar{\nu}_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + \beta^-$  доказывается, что  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  нетождественны, поскольку процесс  $\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + \beta^-$ , без сомнения, должен иметь место.

В нашем случае речь идет не об уже решенной проблеме нетождественности нейтрино и антинейтрино, а о проблеме различимости  $\nu_e$  от  $\nu_\mu$  (или  $\bar{\nu}_e$  от  $\bar{\nu}_\mu$ ). При различимости  $\nu_e$  от  $\nu_\mu$  уже известно, в каких реакциях должны рождаться именно  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  и не могут рождаться  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  (и наоборот).

Для решения вопроса предполагается выяснить экспериментально, является ли пучок  $\bar{\nu}_\mu$  способным вызвать переходы, которые, без сомнения, могут быть индуцированы  $\bar{\nu}_e$ -частицами. С экспериментальной точки зрения пучок мюонных нейтрино более привлекателен, чем пучок электронных нейтрино по следующим причинам. Обычные интенсивные источники электронных нейтрино — радиоактивные изотопы. Последние по их природе не способны испускать нейтрино с большими энергиями. Наоборот, хорошим источником мюонных нейтрино является  $\pi$ - $\mu$ -распад, и поэтому мюонные нейтрино естественным образом получаются с высокой энергией. С одной стороны, представляет интерес использовать антинейтрино с большой энергией, скажем,  $\geq 100$  MeV, так как сечение процессов, индуцированных нейтрино, быстро растет с энергией. С другой стороны, при очень больших энергиях интенсивность генерации мюонных нейтрино уменьшается из-за релятивистского удлинения времени жизни  $\pi$ -мезонов, и поэтому здесь обсуждается постановка опыта с нейтрино с энергией  $< 100$  MeV.

Рассмотрим сейчас в качестве примера реакции (см. выше процессы 1—21)



Реакция (б), если  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  — тождественные частицы, успешно наблюдалась Райнсом и Коузном [4], а в случае  $\nu_e \neq \nu_\mu$  не является наблюдаемой. Реакция (а) — пороговая реакция и по существу ненаблюдаема при энергиях  $\nu_\mu < 100$  MeV. Задача состоит в определении сечения реакции (б). В области энергий, где нейтрон от реакции (б) может быть детектирован с хорошей эффективностью внутри большого сцинтилляционного счетчика, содержащего кадмий, методика Райнса и Коузена вполне подходяща. Когда происходит событие, вызванное реакцией (б), в сцинтилляционном счетчике будут появляться два импульса, один из которых соответствует освобождению энергии позитрона (нейтрон получает малую долю энергии), а второй, запаздывающий по отношению к первому, соответствует фотонной энергии, освобождаемой при захвате нейтрона в кадмий. Для обнаружения реакции (б) сцинтилляционный счетчик типа Райнса и Коузена может быть помещен в пучок мюонных антинейтрино, неспособных вызвать реакцию (а) (по энергетическим соображениям) и имеющих пренебрежимо малую примесь электронных антинейтрино, которые могли бы вызвать «тривиальную» реакцию  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ .

Для выяснения условия опыта рассмотрим образование нейтральных лептонов разных типов в циклических ускорителях протонов до энергии, скажем, 700 BeV. Радиоэлементы, которые образуются в мишени и в дру-

гих деталях ускорителя, являются источниками  $\nu_e$  и, в меньшей степени,  $\bar{\nu}_e$  с низкой энергией ( $\leq 10$  MeV). Эти электронные нейтрино не дают заметного фона, так как

а) их энергия мала, и по существу их легко дискриминировать при помощи анализа соответствующих импульсов от сцинтиллятора;

б) сечение реакции  $\nu_e + p \rightarrow n + e^+$  пропорционально квадрату энергии падающих антинейтрино и оно относительно мало при низких энергиях.

На мишени синхротрона будут образовываться пионы обоих знаков. Они будут образовывать нейтральные лептоны по схеме:

$$1) \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad 2) \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

$$3) \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad 4) \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$

$$5) \mu^\pm + \text{ядро} \rightarrow \nu_\mu.$$

Примеси  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  в пучках не вредны, поскольку уже известно, что нейтрино (как  $\nu_\mu$ , так и  $\nu_e$ ) не могут вызвать рассматриваемую реакцию. Легко видеть, что «вредные» примеси  $\bar{\nu}_e$  возникают только из распада 4 от  $\mu^-$ -мезонов. Однако  $\mu^-$ -мезоны, остановившиеся в материале высокого атомного номера (нетрудно обеспечить возможность остановки мезонов в легких материалах), практически не испытывают  $\mu^-$ -распад, а  $\mu^-$ -распадом на лету можно пренебречь, так как длина свободного пробега для распада  $\mu^-$ -мезонов измеряется в сотнях метров, а детектор реакции (б) разумно поставить на расстоянии  $\approx 10$  м от мишени.

Таким образом, можно осуществить пучок  $\bar{\nu}_\mu$ -частиц, практически не имеющих примеси  $\bar{\nu}_e$ . При этом  $\bar{\nu}_\mu$  от реакции 2) (остановившиеся  $\mu^+$ -мезоны) имеют среднюю энергию  $\sim 35$  MeV, а  $\bar{\nu}_\mu$  от реакции 3) могут иметь значительно большую энергию (распад на лету), но их интенсивность вообще будет мала<sup>3</sup>.

Число образованных  $\bar{\nu}_\mu$  от реакции 2) может быть близким к числу образованных  $\pi^+$ -мезонов в мишени, и поэтому число  $\nu_\mu$ , образованных в современных фазотронах, может быть равно  $10^{12}$  сек<sup>-1</sup>. В настоящее время обсуждаются модели новых ускорителей, способных в принципе дать интенсивность ускоренных протонов на три порядка выше. Таким образом, можно думать, что поток  $\Phi$ , на расстоянии  $\sim 10$  м от мишени,  $10^8 \bar{\nu}_\mu / \text{см}^2 \text{сек}$  может стать реальным в недалеком будущем. Сечение процесса (б) было оценено по теории возмущения и оказалось равным  $2 \cdot 10^{-41}$  см<sup>2</sup>, если  $\bar{\nu}_e \equiv \bar{\nu}_\mu$  для  $\bar{\nu}_e$  с энергией 35 MeV. Если использовать сцинтилляционный счетчик типа Райнса и Коуэна (1—2 м), то число событий (при  $\bar{\nu}_e \equiv \bar{\nu}_\mu$ ) равно  $\sim 1$  в час ( $\Phi \sim 10^8 \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ ) при эффективности регистрации, равной единице. Как показали недавно Райнс и Коуэн [4], эффективность может превышать 0,5. Технически, регистрация одного рассматриваемого события менее трудна, чем в опыте Райнса и Коуэна, так как энергия испускаемых  $\beta^+$ -частиц велика. Таким образом, реальность опыта зависит от величины фона, который очень трудно оценить априори. Можно только сказать, что, к сожалению, отношение эффекта к фону должно быть значительно меньше, чем в опыте Райнса и Коуэна. Обращает на себя внимание тот факт, что  $\bar{\nu}_\mu$  от реакции 2), в отличие от нейтронов, рождающихся в мишени, испускаются изотропно. Это дает возможность уменьшить трудности, связанные с фоном от ускорителя: детектор  $\bar{\nu}_\mu$  должен быть поставлен под углом  $\geq 90^\circ$  по отношению к направлению падающих на мишень ускоренных протонов.

<sup>3</sup> Поток  $\bar{\nu}_\mu$  от  $\pi^- \rightarrow \mu^-$ -распада на лету может быть значительным только в том случае, если ускоренный протонный пучок попадает на внешнюю мишень, при этом мишень отделяется от массивных деталей (защита и т. д.) на несколько метров.

Резюмируя, можно сказать, что постановка опыта по выяснению вопроса о тождественности  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , хотя и очень затруднительна, должна быть серьезно рассмотрена при проектировании новых ускорителей. В частности, проблема защиты от излучения детектора  $\bar{\nu}_\mu$  должна быть рассмотрена на самых первых фазах проектирования ускорителя.

В заключение автору приятно поблагодарить Чжоу Гуан-чжао, Л. Б. Окуня и Я. А. Смородинского за многочисленные обсуждения, а также Э. М. Липманова, любезно предоставившего нам до опубликования статью, в которой приводятся аргументы в пользу существования двух пар нейтрино.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
9 июля 1959 г.

#### Литература

- [1] H. A. Bethe, R. Peirls, Nature, 133, 532, 1934.
- [2] B. Pontecorvo. Отчет PD-205, 1946.
- [3] L. W. Alvarez. Отчет U. R. C. L.—328, 1949.
- [4] F. Reines, C. L. Cowan. Phys. Rev., 90, 492, 1953; 113, 273, 1959.
- [5] R. Davis. Phys. Rev., 86, 976, 1952; Bull. Am. Phys. Soc., Washington meeting, 1959.
- [6] S. Sakata, Progr. Theor. Phys., 16, 685, 1956. М. А. Марков. VI Rochester conf high energy physics, 1956. Л. Б. Окунь. ЖЭТФ, 34, 469, 1958.
- [7] E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak. Proc. of the Padua-Venice conf. on mesons and newly discovered particles, 1957.
- [8] R. P. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193, 1958.
- [9] A. G. W. Cameron. Annual review of nuclear science, 1958, p. 306.
- [10] Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 36, 1615, 1959.
- [11] S. Oneda, J. C. Pati. Phys. Rev. Lett., 2, 125, 1959.
- [12] G. Feinberg. Phys. Rev., 110, 1482, 1958. R. P. Feynman, M. Gell-Mann. Proc. of the VII-th conf. on high energy physics, Geneva, 1958.
- [13] См., например, D. Berley, J. Lee, M. Bardou. Phys. Rev. Lett., 2, 357, 1959.
- [14] Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 33, 549, 1957.
- [15] W. A. Love, S. Marder, I. Nadelhaft, R. T. Siegel, A. E. Taylor. Phys. Rev. Lett., 2, 107, 1959.
- [16] M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunger. Phys. Rev., 109, 1015, 1958.
- [17] М. П. Баландин, Б. Д. Балашов, В. А. Жуков, Б. Понтекорво, Г. П. Селиванов. ЖЭТФ, 29, 265, 1955.

## ELECTRON AND MUON NEUTRINOS

*B. Pontecorvo*

Some processes due to free neutrinos which heretofore had not been considered are discussed. Especial attention is payed to those processes which in principle may help to solve the problem concerning the existence of two neutral lepton pairs (electron pair ( $\nu_e$  and  $\bar{\nu}_e$ ) and muon pair ( $\nu_\mu$  and  $\bar{\nu}_\mu$ )).

To solve the fundamental question whether  $\nu_\mu$  and  $\nu_e$  are identical particles, a method is proposed which in essence is analogous to the method employed for solving the problem of the distinguishability of the neutrino and antineutrino or  $K^0$  and  $\bar{K}^0$ -mesons. In principle the problem can be solved if it is demonstrated experimentally that a  $\bar{\nu}_\mu$  beam is capable of inducing transitions which  $\nu_e$  particles can certainly induce (e. g. the  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$  reaction).

The experiment suggested above, although difficult, should be feasible with accelerators capable of producing more intense beams than those produced by present day accelerators.

О ПРОМЕЖУТОЧНОМ БОЗОНЕ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ<sup>x)</sup>

Б.Понтекорво, Р.М.Рындин

Вопрос о том, являются ли медленные процессы превращения элементарных частиц следствием существования промежуточного бозона, обсуждался неоднократно<sup>(1)</sup>. Малую вероятность процесса  $\mu \rightarrow e + \gamma$  трудно совместить с гипотезой промежуточного бозона, если существует только один тип пары нейтрино-антинейтрино<sup>(2)</sup>. Однако, если "электронные" ( $\nu_e$ ) и "мюонные" ( $\nu_\mu$ ) нейтрино не тождественны, то нет никаких аргументов против этой гипотезы. Более того, существование Б-мезона при отсутствии процесса  $\mu \rightarrow e + \gamma$  явилось бы практически доказательством нетождественности  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ .

Нелокальность  $\mu$ -распада, связанная с Б-мезоном, влияет, как показали Ли и Янг<sup>(3)</sup>, на параметр Мишеля и на вероятность  $\mu$ -распада. Однако, точность измерений совершенно недостаточна для определения возможных пределов массы Б-мезона. Ниже обсуждаются некоторые следствия существования Б-мезона.

Если существует Б-мезон, то все известные слабые процессы будут процессами второго порядка по константе связи  $g_B$  поля Б-мезонов с различными парами фермионов. При этом постоянная Ферми  $G$  ( $G \approx \frac{10^5}{M^2}$ ,  $\hbar = c = 1$ ,  $M$  - масса нуклона) - феноменологическая константа:  $G \sim g_B^2 / m_B^2$  ( $m_B$  - масса Б-мезона). Полагая, например,  $m_B \sim M$ , получаем  $g_B^2 \sim 10^{-5}$ , что только в  $10^3$  раз меньше, чем  $e^2$ . Вряд ли можно получить сведения о существовании Б-мезона при изучении обычных слабых процессов с участием виртуальных Б-мезонов. Поэтому обратимся к процессам, связанным с реальным рождением Б-мезонов.

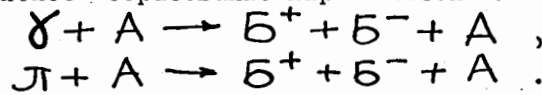
Ясно, что Б-мезоны будут распадаться, в частности, следующим образом:

$$B \rightarrow \mu + \nu, \quad B \rightarrow e + \nu, \quad B \rightarrow \pi + \pi \quad \dots \quad \text{При этом время жизни}$$

<sup>x)</sup> Работа доложена на IX Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1959 г. (см.обсуждение после доклада А.И.Алиханова, а также доклад Р.Маршака).

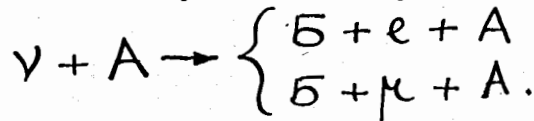
В-мезона по порядку величины равно  $\sim 10^{-18}$  сек. Из-за относительно короткого времени жизни В-мезона столкновения, в которых реально рождаются В-мезоны, будут имитировать "звезды" с непосредственным рождением мюонов или электронов, хотя эти лептоны испускаются с характерным временем, несравненно большим, чем время соударения. Поэтому существование В-мезона приводит к тому, что процессы, кажущиеся проходящими с испусканием лептонов, становятся относительно вероятными, когда энергия соударения в с.ц.м. больше, чем масса В-мезона: в высокоэнергетических "звездах" должны испускаться мюоны и электроны с вероятностью лишь на пять-шесть порядков меньшей вероятности испускания  $\pi$ -мезонов, что в будущем может служить экспериментальной проверкой гипотезы В-мезона. Не останавливаясь на процессах образования В-мезонов сильно взаимодействующими частицами и фоторождении В-мезонов (в сечения которых входит множитель  $g_B^2 e^2$ ), рассмотрим некоторые процессы первого или нулевого порядка по  $g_B$ , особенно привлекательные с точки зрения постановки опытов.

1. "Электромагнитное" образование пар В-мезонов:



Сечения содержат множители  $Z^2 e^6$  и  $Z^2 g_\pi^2 e^4$ , соответственно.

2. Образование В-мезона нейтрино в поле ядра:



Очевидно, что процессы 2 являются единственными процессами первого порядка по  $g_B$ , вызываемыми нейтрино. Вероятность этих процессов, хотя они и первого порядка по  $g_B$ , уменьшается из-за большой величины  $m_B$ . Соображения размерности наводят на мысль о том, что сечение этих процессов  $\sim Z^2 g_B^2 e^4 m_B^{-2}$ . При энергии нейтрино в несколько Бэв сечение образования В-мезонов в столкновениях со свинцом все-таки может достигать величин  $10^{-34} \text{ см}^2$ , что вполне находится в пределах возможностей постановки опытов. Соответствующие события будут выглядеть, например, как испускание пары электронов, мюонов или пары  $\mu e$ . Опыт должен заключаться в попытке наблюдения (по-видимому, с помощью электронных методов регистрации или ксеноновой пузырьковой камеры) отдельных

событий, вызываемых сильно проникающими нейтральными частицами от ускорителя в таких условиях защиты, когда эффекты, вызванные другими нейтральными частицами, исключаются или могут вычитаться.

Отметим, наконец, что помимо возможности эффектов несохранения четности в сильных взаимодействиях, реальное рождение  $B$ -мезонов и последующий распад их на  $\pi$ -мезоны будут приводить к симулированию несохранения четности в сильных процессах при высоких энергиях (в  $10^{-5}$  части от общего числа случаев).

Авторы благодарны Я.Б.Зельдовичу и Чжоу Гуан-чжао за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. R.P.Feynman, M.G.Gell-Mann. Phys.Rev. 109, 193, 1958.
2. G.Feinberg. Phys.Rev. 110, 1482, 1958.
3. T.D.Lee and C.N.Yang. Phys.Rev. 108, 1611, 1957.

## О ПОСТАНОВКЕ ОПЫТОВ ПРИ ПОМОЩИ ПУЧКОВ НЕЙТРИНО МЕЗОННОЙ ПРИРОДЫ

Б.Понтекорво

В последнее время широко обсуждается возможность использования пучков нейтрино высокой энергии, испускаемых мезонами, для получения сведений о слабых взаимодействиях (1,2,3,4,5).

В работах (3,4) показано, что форм-факторы, связанные с присутствием сильно взаимодействующих частиц, прекращают рост с энергией сечения реакций типа  $\tilde{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$  в области энергий нейтрино  $\sim 1$  Бэв.

Особое место в обсуждении экспериментов с пучками нейтрино высоких энергий ( $\gtrsim 1$  Бэв) принадлежит проблеме существования промежуточного мезона Б в слабых взаимодействиях, поскольку соответствующие опыты могут оказаться выполнимыми в настоящее время. Р.М.Рындиным и автором (6), а также Ли и Янгом (3) действительно было показано, что промежуточный бозон Б с массой порядка нуклонной массы может быть обнаружен в реакциях  $\nu + Z \rightarrow B + \mu(e) + Z$ , сечение которых на несколько порядков превышает сечение, характерное для реакций, вызванных нейтрино в случае строго локального взаимодействия.

В (1) для проверки тождественности нейтрино ( $\nu_\mu$ ), испускаемых в распаде, и нейтрино, испускаемых в  $\beta$ -распаде ( $\nu_e$ ), предполагалось использовать пучки  $\tilde{\nu}_\mu$ , с относительно низкой энергией, испускаемых остановившимися  $\mu^+$ -мезонами.

Ниже приводятся дополнительные соображения о нейтрино с промежуточной энергией ( $< 300$  Мэв) для решения некоторых вопросов физики нейтрино. Эти соображения могут быть полезны при планировании опытов с пучками нейтрино и при проектировании ускорителей, предназначенных для выполнения таких опытов.

Кроме проблемы Б-мезона и проблемы энергетической зависимости сечения процессов слабых взаимодействий, для решения которых нейтрино очень высокой энергии явно необходимы, основные качественные вопросы физики нейтрино следующие:

1. Являются ли  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  тождественными частицами?

2. Имеет ли место процесс рассеяния нейтрино электронами в первом порядке по константе слабого взаимодействия?

Для экспериментального решения этих проблем нейтрино с промежуточной энергией имеют существенные преимущества: не только их интенсивность по ряду причин может значительно превышать интенсивность нейтрино высокой энергии, но они легко могут быть получены со строго известной энергией, что допускает кинематическую интерпретацию событий, вызванных нейтрино.

Источники моноэнергетических нейтрино можно получить при остановке  $\pi^+$ ,  $K^+$  и  $\mu^-$  в веществе<sup>x)</sup>.

Источник нейтрино	Энергия нейтрино (Мэв)
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	29,8
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	235,7
$\mu^- + A \rightarrow \nu_\mu + \dots$	100

Необходимо заметить, что именно моноэнергетические  $\nu_\mu$ , а не  $\tilde{\nu}_\mu$  получаются, если остановить пучок протонов с энергией  $\lesssim 1$  Бэв в блоке тяжелого материала. Остановка в том же блоке вторичных частиц позволяет, согласно таблице, получить нейтрино с известной энергией в довольно хорошо локализованной области. Эти моноэнергетические нейтрино, конечно, сопровождаются фоном непрерывного спектра, особенно  $\nu_e$  и  $\tilde{\nu}_\mu$  от распада  $\mu^+$ -мезона<sup>(1)</sup>.

В качестве примера для проверки тождественности  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  можно измерять сечение реакции  $\nu_\mu + C^{12} \rightarrow e^- + N^{12}$ . Энергия испускаемых электронов налетающими моноэнергетическими  $\nu_\mu$  известна, время испускания электронов должно совпадать со временем поглощения нейтрино (современная электроника позволяет использовать временные характеристики ускорителей, в том числе циклотрона с пространственным распределением магнитного поля); при этом

x) Возможность использовать сильные источники моноэнергетических  $\nu_e$  ( $E \sim 1$  Мэв) от радиоэлементов, испытывающих К-захват, выходит за рамки этой статьи. Эта возможность привлекательна для выполнения опытов по  $(\nu_e e)$ -рассеянию в условиях, где события рассеяния подчиняются кинематическому анализу. Здесь можно упомянуть что астрофизические эффекты, связанные с процессами  $(\nu_e e)$ -рассеяния, возможно помогут решить проблему существования этих процессов (7).



необходимо зарегистрировать запаздывающие позитроны от распада  $N^{12}$ . Такой тип опыта можно осуществить при помощи большой пропановой "магнитной" пузырьковой камеры или при помощи электронных методов регистрации частиц. Счет сравним со счетом, ожидаемым в опыте, предложенном в (1).

### Л и т е р а т у р а

1. Б.Понтекорво. ЖЭТФ, 37, 1751(1959) и IX Международная конференция по физике высоких энергий, Киев, 1959 г.
  2. M. Schwartz, Phys. Rev. Letters 4, 306 /1960/
  3. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. Letters 4, 307 /1960/
  4. N. Cabibbo, R. Gatto, Nuovo Cimento 15, 304 /1960/
  5. M.A. Markow. Hyperonen und K-Mesonen, Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1960.
  6. Б.Понтекорво, Р.Рындин. IX Международная конференция по физике высоких энергий, Киев, 1959 г. Обсуждение доклада А.И.Алиханова. См. также доклад Р.Маршака.
  7. Б.Понтекорво. ЖЭТФ, 36, 1615(1959), Г.М.Гандельман, В.С.Пинаев. ЖЭТФ, 37, 1072,(1959).
- Hong Yee Chin, Preprint, Institute for Advanced Study, Princeton /1960/

## МЕЗОНИЙ И АНТИМЕЗОНИЙ

*Б. Понтекорво*

Гелл-Манн и Пайс [1] впервые указали на интересное следствие, вытекающее из того факта, что  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  не являются тождественными частицами [2]. Возможность превращения  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ , вызываемого слабыми взаимодействиями, приводит к тому, что нейтральные  $K$ -мезоны необходимо рассматривать как смесь частиц  $K^0_1$  и  $K^0_2$ , имеющих разную комбинированную четность [3]. В настоящей заметке обсуждается вопрос, существуют ли иные «смешанные» нейтральные частицы (не обязательно «элементарные»), кроме  $K^0$ -мезонов, которые отличаются от соответствующих античастиц, причем переходы частица  $\rightarrow$  античастица не являются строго запрещенными.

Законы сохранения числа барионов и числа легких фермионов (как говорят, законы сохранения ядерного [4] и нейтринного [5] зарядов) сильно ограничивают число возможных смешанных нейтральных систем. Из-за первого закона смешанные частицы не могут существовать среди барионов (например, нейтрон, атом водорода...), а из-за второго закона такие частицы не могут существовать среди систем легких частиц только с одним фермионом (например, нейтрино, системы  $\pi^+e^-$  и  $\pi^-e^+$ ...).

Из этого следует, по-видимому, что единственной представляющей интерес смешанной частицей, кроме  $K^0$ -мезона, который может существовать среди уже хорошо известных нам систем, является мезоний, определенный как связанная система ( $\mu^+e^-$ ). Антимезоний, т. е. система ( $\mu^-e^+$ ), явно отличается от мезония, при этом переходы мезоний  $\rightarrow$  антимезоний не только не запрещаются никаким из известных законов, но, более того, они должны иметь место в силу известных нам взаимодействий.

Действительно, переходы

$$(\mu^+e^-) \rightarrow (\nu + \tilde{\nu}) \rightarrow (\mu^-e^+) \quad (1)$$

вызваны тем же взаимодействием, которое отвечает за распад  $\mu$ -мезонов. Между тем, вероятность  $1/\theta$  реальных процессов распада,

$$(\mu^+e^-) \rightarrow \nu + \tilde{\nu} + 106,1 \text{ MeV}, \quad (2)$$

которую легко оценить при учете размеров мезония, оказывается равной  $10^{-4} \text{ сек}^{-1}$ , т. е. примерно в  $10^{10}$  раз меньше вероятности распада  $1/\tau$  обычного  $\mu$ -мезона. По этой причине практически нельзя наблюдать связанное с этим процессом нетривиальное отсутствие трека электрона при остановке  $\mu^+$ -мезона.

Что же касается превращения (1) мезония в антимезоний, его характеристическое время  $\hbar/c^2 \Delta m$  определяется [1,9] разницей масс  $\Delta m$  между симметричной и антисимметричной по мезонию и антимезонию системами. Величина  $\Delta m$  пропорциональна первой степени матричного элемента превращения мезоний  $\rightarrow$  антимезоний, и поэтому она пропорциональна квадрату постоянной связи, когда такое превращение обусловлено двумя последовательными переходами, как в (1). Таким образом, время превращения (1) оказывается того же порядка величины, как и  $\theta$ , т. е. приблизительно в  $10^{10}$  раз больше, чем время жизни  $\mu$ -мезона ( $\tau = 2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ ), которое фактически определяет и скорость распада мезония.

Если допустить, однако, что превращение мезоний  $\rightarrow$  антимезоний обусловлено прямым взаимодействием  $(\mu^+e^-) (\mu^-e^+)$ , то время  $T$ , характеризующее это превращение, оказывается значительно меньше, чем  $\theta$ . Действительно, в этом случае разница масс  $\Delta m'$  между симметричной и антисимметричной системами ( $\Delta m' \approx 2M/c^2$ , где  $M$  — матричный элемент перехода), пропорциональна первой степени постоянной связи  $g$ . Следовательно, имеем <sup>1</sup>:

$$T \sim \hbar/c^2 \Delta m' \sim \hbar/(2g/\pi r^3),$$

где  $r$  — радиус мезония. Если предположить, что прямое взаимодействие  $(\mu^+e^-) (\mu^-e^+)$  имеет интенсивность, сравнимую со всеми слабыми взаимодействиями, то  $g \sim 3 \cdot 10^{-49} \text{ эрг. см}^3$ , а  $T \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$ , т. е. только в  $\sim 300$  раз больше, чем  $\tau$ . При этих обстоятельствах превращение мезоний  $\rightarrow$  антимезоний представляется на первый взгляд наблюдаемым без особых трудностей, например, обнаружением «быстрого» отрицательного электрона при остановке  $\mu^+$ -мезона  $((\mu^+e^-) \rightarrow (\mu^-e^+) \rightarrow e_{\text{быстр}}^- + \nu + \tilde{\nu} + e^+)$ .

Но, к сожалению, переход мезония в антимезоний в веществе невозможен из-за электрической асимметрии нуклонов, приводящей к тому, что массы мезония и антимезония в этих условиях уже не равны. Кроме того, необходимо заметить, что вероятность испускания быстрого отрицательного электрона мезонием (в вакууме) определяется не величиной  $\tau/T$ , а  $(\tau/T)^2$ . Действительно, если  $\varepsilon_{\mu^+}(t)$  и  $\varepsilon_{\mu^-}(t)$  — вероятности того, что в вакууме найдется соответственно мезоний или антимезоний в момент времени  $t$ , когда во время  $t = 0$  имеется один «атом» мезония, то

$$\varepsilon_{\mu^+}(t) \sim 1/2 e^{-t/\tau} \left(1 + \cos \frac{t}{T}\right),$$

$$\varepsilon_{\mu^-}(t) \sim 1/2 e^{-t/\tau} \left(1 - \cos \frac{t}{T}\right),$$

где времена жизни симметричной и антисимметричной систем предполагаются одинаковыми и равными времени жизни  $\mu$ -мезона. При таких начальных условиях вероятности того, что в процессе распада в вакууме испускается быстрый положительный или отрицательный электрон, оказываются:

<sup>1</sup> Аналогичные случаи превращения  $K^0 \sim \tilde{K}^0$  первого порядка по слабым взаимодействиям подробно рассматриваются в работе [7].

$$P(e^+) \sim \int_0^{\infty} \varepsilon_{\mu^+}(t) \frac{dt}{\tau} \sim \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{T^2}{T^2 + \tau^2} \right) \sim 1,$$

$$P(e^-) \sim \int_0^{\infty} \varepsilon_{\mu^-}(t) \frac{dt}{\tau} \sim \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{T^2}{T^2 + \tau^2} \right) \sim \frac{1}{2} \left( \frac{\tau}{T} \right)^2.$$

Если бы в природе имелись не радиоактивные заряженные частицы с большим периодом распада, то эффект, аналогичный обсуждаемому здесь, мог бы быть наблюдаем. Время жизни частиц с массой  $\sim 500 m_e$ , обнаруженных Алиханяном и др. [8], пока не определено, известно только, что оно  $\geq 5 \cdot 10^{-9}$  сек.

Выше предполагалось, что имеет место закон сохранения нейтринного заряда, означающий, что нейтрино при рассеянии не может превращаться в любом приближении в антинейтрино. Этот закон еще не установлен: пока, по-видимому, установлено только, что нейтрино и антинейтрино не являются тождественными частицами [9]. Если теория двухкомпонентного нейтрино [10] оказалась бы несправедливой (что в настоящее время является мало вероятным) и если бы не имел места закон сохранения нейтринного заряда, то в принципе переходы нейтрино  $\rightarrow$  антинейтрино в вакууме возможны. Даже в этом случае, равно как в случае, когда предполагается, что каждому миру соответствует антимир, число нейтрино и антинейтрино во Вселенной должно было бы быть одинаковым.

Автор благодарен Я. Б. Зельдовичу, Л. Б. Окуню и И. Г. Ивантеру за критические замечания и интересные обсуждения.

Объединенный институт ядерных  
исследований

Поступило в редакцию  
23 мая 1957 г.

#### Литература

- [1] M. Gell-Mann, A. Pais. Phys. Rev., 97, 1387, 1955. A. Pais, O. Piccioni Phys. Rev., 100, 1487, 1955.
- [2] М. Баландин, Б. Балашов, В. Жуков, Б. Понтекорво, Г. Селиванов. ЖЭТФ, 29, 265, 1955.
- [3] Л. Ландау. ЖЭТФ, 32, 405, 1957.
- [4] Я. Зельдович. ДАН СССР, 86, 505, 1952.
- [5] Я. Зельдович, ДАН СССР, 91, 1317, 1953. E. Konopinski, H. Mahmond. Phys. Rev., 92, 1045, 1953.
- [6] Я. Зельдович. ЖЭТФ, 30, 1168, 1956.
- [7] Л. Б. Окунь, Б. Понтекорво. ЖЭТФ 32, 1587.
- [8] А. Алиханян, Н. Шостакович, А. Дадаян, В. Федоров, Б. Дерягин. ЖЭТФ, 31, 1956.
- [9] R. Davis. Bull. Am. Phys. Soc., Washington meeting, 1956. M. Amschalom. Phys. Rev., 101, 1041, 1956.
- [10] Л. Ландау. ЖЭТФ, 32, 407, 1957. T. Lee, C. Yang. Phys. Rev., 105, 1671, 1957.

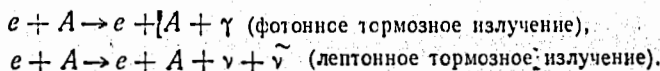
## УНИВЕРСАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФЕРМИ И АСТРОФИЗИКА

Б. Понтекерво

Гипотеза о глубокой аналогии разных медленных процессов распада элементарных частиц как лептонных [1], так и нелептонных [2], нашла недавно блестящую формулировку в теории универсального (векторного и аксиально-векторного) взаимодействия Сударшана — Маршака [3] и Фейнмана — Гелл-Манна [4]. Согласно этой теории, процесс рассеяния нейтрино электронами описывается взаимодействием первого порядка по константе слабого взаимодействия [4, 5]. Экспериментальное обнаружение такого процесса было бы очень желательным. Однако постановка опытов по прямому наблюдению рассеяния электронами антинейтрино из реактора (т. е. по обнаружению ионизации, обусловленной антинейтрино, не связанной с обратными ядерными  $\beta$ -процессами), хотя и не исключена, но в настоящее время кажется очень затруднительной.

Цель настоящей заметки — обратить внимание на то, что существовавшие взаимодействия  $\gamma - e$  первого порядка могло бы приводить к макроскопическим эффектам. Из такого взаимодействия следует, что позитрон-электронная аннигиляция может происходить с испусканием нейтрино-антинейтринной пары<sup>1</sup>. Поэтому в электромагнитных процессах вместо испускания фотона становится возможным испускание пары  $\tilde{\nu}\bar{\nu}$  (через виртуальную пару  $e^+e^-$ ). Эта общая фундаментальная связь между электромагнитными явлениями и лептонными процессами прямо вытекает из универсального взаимодействия Ферми.

Правда, испускание пары  $\tilde{\nu}\bar{\nu}$  крайне маловероятно по отношению к испусканию фотона, однако огромная проникающая способность нейтрино заставляет думать о возможности эффектов, связанных с нейтрино-электронным взаимодействием в больших телах, находящихся при высокой температуре  $T$ . Рассмотрим процесс тормозного излучения электрона с испусканием фотона или пары  $\tilde{\nu}\bar{\nu}$  в соударении электрона с ядром  $A$  заряда  $Z$ :



Обозначим через  $\alpha$  отношение вероятностей  $W_\gamma$  и  $W_{\tilde{\nu}\bar{\nu}}$  того, что при отклонении электрона с энергией  $E$  ядром испускаются соответственно фотон или пара  $\tilde{\nu}\bar{\nu}$ . Соображения размерности наводят на мысль, что

$$\alpha = \frac{W_\gamma}{W_{\tilde{\nu}\bar{\nu}}} \approx \frac{(e^2 Z / \hbar c)^2 e^2 / \hbar c}{(e^2 Z / \hbar c)^2 G^2 (E / mc^2)^4}.$$

где  $G = gm^2 c / \hbar^3$  — безразмерная константа слабого взаимодействия,  $g = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$  — константа Ферми и  $m$  — масса электрона.

Ясно, что  $\alpha$  — огромная величина при любых температурах, которые встречаются в астрофизике. Однако из-за разницы проникающей способности фотонов и нейтрино излучение данной энергии (скажем,  $\sim kT$ ) в виде фотонов звездами в пространство происходит, в конечном счете, благодаря огромному числу актов фотонного тормозного излучения, несравнимо превышающему число ( $\sim 1$ ) актов лептонного тормозного излучения, при которых излучается в виде нейтрино та же энергия  $\sim kT$ . Поэтому на некоторой стадии эволюции звезд может оказаться, что энергии, излученные в пространство в виде нейтрино и фотонов, становятся сравнимыми, несмотря на малость отношения  $W_{\tilde{\nu}\bar{\nu}} / W_\gamma$  в каждом элементарном акте. Обращает

<sup>1</sup> В частности, аннигиляции ортопозитрония с испусканием пары  $\tilde{\nu}\bar{\nu}$  примерно в  $10^{15}$  раз менее вероятна, чем его аннигиляция на три  $\gamma$ -кванта. Из-за продолжительности нейтрино парапозитроний не может аннигилировать с испусканием нейтрино и антинейтрино.

на себя внимание связанная с размерностью константы Ферми резкая зависимость от температуры вероятности процесса лептонного тормозного излучения. Кроме того, с увеличением  $Z$  длина свободного пробега фотонов уменьшается, что приводит к увеличению веса нейтринного процесса в энергетическом балансе.

Все это наводит на мысль, что процесс может становиться важным в стадии эволюции звезд, когда их температура и средний  $Z$  значительно превышают соответствующие величины для солнца. Нетрудно видеть, что механизм лептонного тормозного излучения практически не играет роли в энергетическом балансе солнца ( $kT \sim 1 \text{ keV}$ ,  $Z \sim 1$ ).

Механизм испускания нейтрино звездами, предложенный выше, связан с нейтрино-электронным взаимодействием и фундаментально отличается от процесса, предложенного Гамовым и Шенбергом [6], связанного с ядерными (прямыми и обратными)  $\beta$ -процессами. Лептонное тормозное излучение электрона — процесс беспороговый, а процесс Гамова — Шенберга — эффект с определенным порогом.

В последнее время Г. М. Гандельманом и В. С. Пинаевым были количественно исследованы эффекты в астрофизике, связанные с описанным выше механизмом лептонного тормозного излучения электрона. Ими показано, что в области температуры  $kT > 30 \text{ keV}$  при плотности  $> 10^4 \text{ г.см}^{-3}$  энергия, унесенная нейтрино из звезд ( $Z \approx 20$ ), превышает энергию, унесенную фотонами.

В заключение мне очень приятно поблагодарить Я. Б. Зельдовича, Д. А. Франк-Каменецкого и Л. Б. Окуня за критические замечания и интерес к работе, а также Г. М. Гандельмана и В. С. Пинаева, любезно информировавших меня о результатах их работы.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступило в редакцию  
23 марта 1959 г.

#### Литература

- [1] B. Pontecorvo. Phys. Rev., 72, 246, 1947. G. Puppi. Nuovo Cim., 5, 505, 1948. D. Klein. Nature, 161, 897, 1948. T. D. Lee, M. Resenbluth C. N. Yang. Phys. Rev., 75, 905, 1949. J. Tiomno, J. A. Wheeler. Rev. Mod. Phys., 21, 144, 1949.
- [2] N. Dallaporta. Nuovo Cim., 1, 962, 1955. G. Costa, N. Dallaporta. Nuovo Cim., 2, 519, 1955. Б. Понтекорво. Гипероны,  $K$ -мезоны и универсальное взаимодействие Ферми, Отчет ИЯП АН СССР, 637, 1955. M. Gell-Mann. Proc. of the Sixth Rochester Conf. on high energy physics, 1956.
- [3] E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak. Proc. of the Padua — Venice conf. on mesons and newly discovered particles, 1957.
- [4] R. P. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193, 1958.
- [5] В. М. Шехтер. ЖЭТФ, 34, 257, 1958
- [6] G. Gamow, M. Schoenberg. Phys. Rev., 59, 539, 1941.

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**КОГДА СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТАНОВИТСЯ СИЛЬНЫМ?**

В моей статье «О нелокальных и нелинейных теориях поля», опубликованной во втором выпуске «Успехов физических наук» за 1957 год, было рассмотрено понятие сильного взаимодействия<sup>1</sup>. При этом под сильным взаимодействием понималось такое взаимодействие, когда в течение времени столкновения частиц их энергия, в основном, сосредоточивается в их энергии взаимодействия, а не в их собственной, кинетической энергии.

На основе этого критерия был рассмотрен ряд примеров, в частности электромагнитные взаимодействия электронов. Однако не было рассмотрено слабое взаимодействие электронов с участием  $\mu$ -мезонов и нейтрино.

Оказывается, что это взаимодействие может стать сильным в определенном выше смысле.

Ниже приводится доказательство этого утверждения, и это письмо является, таким образом, дополнением к главе моей статьи, посвященной физике сильного взаимодействия.

Рассмотрим процесс взаимодействия нейтрино и электрона с превращением электрона в  $\mu$ -мезон:

$$\nu + e \rightarrow \mu + \nu' \quad (1)$$

Это своеобразное «комбинационное» рассеяние нейтрино на электроне. Плотность энергии по порядку величины в этом случае равна

$$W = g^* \bar{\psi}_\nu \psi_\mu \bar{\psi}_\nu \psi_e \quad (2)$$

где  $g^*$  — константа Ферми, а  $\psi_e$ ,  $\psi_\mu$ ,  $\psi_\nu$  суть волновые функции электрона,  $\mu$ -мезона и нейтрино соответственно. Величина  $g^*$  может быть записана в виде

$$g^*/\hbar c = \Lambda_0^2 \quad (3)$$

где  $\Lambda_0$  — некоторая длина порядка  $\cong 10^{-16}$  см (на возможное значение этой длины в связи с несохранением четности, обратил внимание Н. С. Шапиро<sup>2</sup>). Плотность кинетической энергии, например, для электронов будет

$$\epsilon_e = \bar{\psi}_e D \psi_e \quad (4)$$

где  $D = \alpha \nabla + \beta m c^2$  есть гамильтониан Дирака. Отсюда порядок величины

$$\bar{\psi}_e \psi_e \cong \frac{\epsilon_e l}{\hbar c} \quad (5)$$

где  $l$  — характерный масштаб пространственной области, определяющий величину градиентов так, что  $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial}{\partial x} \cong 1/l$ . Стало быть, порядок величины  $W$  будет

$$W = \frac{g^{*2}}{\hbar^2 c^2} \epsilon_e^{1/2} \epsilon_\mu^{1/2} \epsilon_\nu \quad (6)$$

Полагая  $\epsilon_e = \alpha \epsilon$ ,  $\epsilon_\mu = \beta \epsilon$ ,  $\epsilon_\nu = \gamma \epsilon$ , где  $\epsilon$  — полная плотность энергии, найдем:

$$\epsilon \cong \epsilon (\alpha + \beta + \gamma) + \frac{g^{*2}}{\hbar^2 c^2} \epsilon^2 \alpha^{1/2} \beta^{1/2} \gamma \quad (7)$$

В соответствии с определенным взаимодействием будет сильным, если при  $\alpha + \beta + \gamma \ll 1$  ( $\alpha, \beta, \gamma > 0$ )  $W = \frac{g^2 l^2}{\hbar^2 c^2} (\epsilon^2 \alpha^{1/2} \beta^{1/2} \gamma) \cong \epsilon$ , т. е.

$$\epsilon > \frac{\hbar^2 c^2}{g^2 l^2} = \frac{\hbar c}{\Lambda_0^2 l^2} = \epsilon_{кр}. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь паке́т нейтрино (в системе центра тяжести электрона и нейтрино) с характерной длиной волны  $\lambda$  и с поперечными размерами  $a > \lambda$ , падающий на электрон. Плотность энергии  $\epsilon$  в этом случае будет:

$$\epsilon = \frac{\hbar \omega}{\lambda a^2} = \frac{\hbar c}{\lambda^2 a^2}. \quad (9)$$

Далее  $l \cong \lambda$ . Условие (8) теперь дает  $a^2 < \Lambda_0^2$ , так как  $a > \lambda$ , то сильное взаимодействие электрона и нейтрино наступает при

$$\lambda < \Lambda_0. \quad (10)$$

Прямой расчет показывает, что сечение для рассмотренного процесса  $\nu + e \rightarrow \mu + \nu'$  по порядку величины равно

$$\sigma \cong \Lambda_0^2 \frac{\Lambda_0^2}{\lambda^2} \quad (11)$$

и, как видно, становится больше  $\pi \lambda^2$  при  $\lambda < \Lambda_0$ . В этой связи следует ожидать, что при длинах волн порядка  $\Lambda_0$  могут наступить и другие эффекты, которые существенно изменят электромагнитное взаимодействие электронов. Именно при малых расстояниях между электронами возникнет взаимодействие, которое приведет к взаимному рассеянию электронов посредством такого процесса: сперва один из электронов излучает пару нейтрино (или нейтрино и антинейтрино) и превращается в  $\mu$ -мезон. Второй электрон поглощает эти нейтрино и также превращается в другой  $\mu$ -мезон. Затем этот мезон излучает нейтрино, которые поглощаются первым мезоном. В результате возникают два рассеянных электрона.

Эти же процессы приводят к размазыванию электронного заряда, т. е. к возникновению «форм-фактора» электрона. Этот «форм-фактор» будет существенно менять эффект Комптона на электроны при больших энергиях фотонов и электромагнитное взаимодействие электронов. Происхождение такого размазывания легко видеть из того обстоятельства, что, кроме непосредственного поглощения и излучения реальных или виртуальных фотонов электроном, возможно еще поглощение и излучение их  $\mu$ -мезоном, возникающим при временной диссоциации электрона на  $\mu$ -мезон и пару нейтрино.

Положение дел аналогично возникновению  $\pi$ -мезонного облачка вокруг нуклонов. Аналогия эта, однако, неполная, так как в случае  $\pi$ -мезонного облачка его масштабы определяются комптоновской длиной  $\pi$ -мезона, а в случае электрона существенной оказывается длина  $\Lambda_0$ , а не комптоновская длина  $\mu$ -мезона.

Указанные здесь эффекты опять-таки существенны при длинах волн реальных или виртуальных фотонов, близких к  $\Lambda_0$ .

В заключение одно замечание о роли слабых взаимодействий типа  $p \rightleftharpoons n + e^+ + \nu$  при столкновении нуклонов. Как было отмечено в моей статье, это взаимодействие ни при каких энергиях нуклонов не становится сильным.

При этом было предположено, что энергия нуклонов в системе центра тяжести распределена в объеме эллипсоида  $V \cong l_0^3 \sqrt{\frac{Mc^2}{E}}$ , где  $l_0$  — комптоновская длина  $\mu$ -мезонов  $\left(\frac{\hbar}{mc}\right)$  или, может быть, нуклонов  $\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)$ ;  $E$  — энергия нуклона в лабораторной системе координат.

Если же считать, что энергия нуклона может быть сосредоточена в как угодно малой области, то при длинах волн нуклона  $\lambda < \Lambda_0$  (в системе центра тяжести) слабое взаимодействие станет существенным.

Это можно показать рассуждениями, сходными с приведенными выше для нейтрино и электрона. Это же видно и непосредственно из теории парных  $\beta$ -спл Гамма — Иваненко<sup>3</sup>.

Выражение для потенциала этих сил гласит

$$V = \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{\Lambda_0}{R}\right)^5 \frac{\hbar c}{\Lambda_0}, \quad (12)$$



где  $R$  — расстояние между нуклонами. При  $R < \lambda_0$   $\Gamma = \frac{\hbar c}{\lambda_0} \gg Mc^2$ . При этом нуклон предполагается точечным. Таким образом, оценка значения слабых взаимодействий при столкновении нуклонов существенно зависит от достоверности предположения о том, что собственная энергия покоящегося нуклона распределена в объеме не меньшем  $\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^3$ . Теория генерации мезонов при столкновении энергичных нуклонов подтверждает это последнее предположение<sup>4</sup>.

*Д. И. Блохинцев*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. И. Блохинцев, УФН **61**, 137 (1957).
2. И. С. Шапиро, УФН **61**, 313 (1957).
3. П. Е. Тамм и Д. Д. Иваненко, Nature **133**, 981 (1934).
4. С. В. Беленький, Л. Д. Ландау, УФН **56**, 309 (1955).

## О ВОЗМОЖНОМ ПРЕДЕЛЕ ПРИМЕНИМОСТИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Д. И. Блохинцев

Рассматриваются процессы, конкурирующие с электромагнитными при больших энергиях. Показано, что такими процессами могут быть процессы, связанные с четырехфермионными взаимодействиями.

### 1. Введение

В работе [1] было показано, что применение современного метода перенормировки в квантовой электродинамике ведет к принципиальной трудности — к обращению в нуль перенормированного заряда. Хотя безусловная доказательность этого вывода и оспаривалась [2], тем не менее наличие принципиальных затруднений в области энергий  $E$ , определяемых условием  $\alpha \ln(E/mc^2) \sim 1$  ( $\alpha = e^2/\hbar c$ ), представляется весьма убедительным. Соответствующий этой энергии пространственный масштаб  $l \sim (\hbar/mc)e^{-\alpha \ln(E/mc^2)}$  лежит далеко за пределами гравитационного радиуса электрона, как на это впервые было указано в [3]. Сама предельная энергия чудовищно велика ( $E_0 \sim mc^2 e^{2\pi/\alpha}$ ).

Поэтому можно ожидать, что на самом деле границы применимости современной электродинамики обнаружатся гораздо ранее, например, из-за возможного изменения пространственно-временной структуры в областях пространства — времени малых, но все же значительно больших  $l$ .

Однако есть другая, более доступная теоретическому анализу, возможность ограничения значимости квантовой электродинамики.

Наряду с чисто электродинамическими взаимодействиями фотонов, электронов и позитронов имеют место процессы с участием мезонов и нуклонов. Эти процессы могут быть вызваны чисто электродинамическим путем, например взаимодействием фотона с электроном.

Если бы оказалось, что вклад этих неэлектромагнитных процессов превосходит вклад электромагнитных, то отпала бы возможность рассматривать чистую электродинамику без существенного привлечения других типов взаимодействий. В частности, начиная с некоторой энергии  $E_{кр}$ , стало бы бессмысленно разложение по степеням  $e^2/\hbar c$ .

Мы покажем, что таким конкурирующим взаимодействием может быть слабое, четырехфермионное взаимодействие Ферми. Состоятельность этого взаимодействия в области больших энергий не проверена экспериментально и могут быть высказаны различные теоретические сомнения по поводу применимости этого взаимодействия для энергий  $E \gg mc^2$ . Однако мы будем исходить из предположения о применимости этого взаимодействия вплоть до очень высоких энергий и рассмотрим выводы, вытекающие из этого предположения.

Физическая особенность чисто фермионных взаимодействий заключается в том, что матричные элементы этих взаимодействий не падают с ростом энергии, участвующих в процессе фермионов, в то время как матричные элементы процессов, происходящих при участии бозонов (фотонов,  $\pi$ - и  $K$ -мезонов) с ростом энергии бозонов уменьшаются. Объясняется это тем, что

при возрастании энергии бозона бозонное поле падает как  $k^{-1}$ :

$$\Phi_k = \sqrt{k} \cdot 2k e^{ikx} b_k + \text{сопряж.};$$

(здесь  $k$  — импульс бозона,  $b_k$  — оператор рождения бозона, а фермионное поле при возрастании энергии фермиона остается постоянным:

$$\psi_k \sim u_k e^{ikx} a_k + \text{сопряж.},$$

где  $u_k$  — спинорная амплитуда,  $a_k$  — оператор рождения фермиона).

В дальнейшем мы покажем, что из-за этой особенности фермионных взаимодействий они становятся существенными в электромагнитных процессах значительно раньше, нежели достигается логарифмический предел  $E \sim mc^2 e^{3\pi/\alpha}$ .

## 2. Фермионно-электромагнитное взаимодействие

Рассмотрим процесс взаимодействия фотона ( $k$ ) с электроном ( $e$ ), приводящий к образованию  $\mu$ -мезона ( $\mu$ ) и двух нейтрино ( $\nu, \bar{\nu}$ ):

$$k + e \rightarrow \mu + \nu + \bar{\nu}. \quad (1)$$

Такой процесс будет описываться лагранжианом взаимодействия  $W$ :

$$W = eW_e + eW_\mu + gW_{\mu\nu}, \quad (2)$$

где  $eW_e = (J_e A)$  — взаимодействие электрона ( $J_e$  — электронный ток) с электромагнитным полем ( $A$  — вектор потенциал),  $eW_\mu$  имеет тот же смысл для  $\mu$ -мезона. Наконец,  $gW_{\mu\nu}$  — четырехфермионное взаимодействие электрона,  $\mu$ -мезона и нейтрино;  $g = \hbar c \Lambda_0^2 \approx 10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup> есть константа Ферми ( $\Lambda_0 = 6 \cdot 10^{-17}$  см),

$$\text{а } W_{\mu\nu} = (\bar{\psi}_e O_1 \psi_\mu) (\bar{\psi}_\nu O_2 \psi_\nu) + \text{сопряж.}$$

Здесь  $\psi_e, \psi_\mu, \psi_\nu$  — спинорные поля соответственно электронов,  $\mu$ -мезона и нейтрино,  $O_1$  и  $O_2$  — некоторые спинорные операторы.

Полное эффективное сечение для процесса (1) будет:

$$\sigma_\mu = \frac{2\pi}{\hbar c} \int |W_{af}|^2 \frac{p_\nu^2 dp_\nu d\Omega_\nu \tilde{p}_\nu^2 d\tilde{p}_\nu d\Omega_\nu}{(2\pi\hbar)^3 dE_f}, \quad (3)$$

где  $W_{af}$  — матричный элемент от энергии взаимодействия (2) для процесса (1),  $p_\nu, \tilde{p}_\nu$  — импульсы нейтрино и антинейтрино,  $E_f$  — энергия конечного состояния. Структура этого матричного элемента такова, что в первом неисчезающем приближении он равен:

$$W_{af} = eg \sum_f \left\{ \frac{(a|W_e|c)(c|W_{\mu\nu}|f)}{E_0 - E_c} + \frac{(a|W_{\mu\nu}|c)(c|W_\mu|f)}{E_0 - E_c'} \right\}, \quad (4)$$

где  $E_0$  — энергия начального состояния, а  $E_c$  — промежуточного. В системе центра тяжести фотона и электрона  $E_0 - E_c \sim \hbar c k$  ( $k$  — волновой вектор фотона);  $(a|W_e|c) \sim k^{-1/2}$ ,  $(c|W_\mu|f) \sim k^{-1/2}$ . Поэтому  $|W_{af}|^2 \sim e^2 g^2 k^3$ . Весовой же фактор в (3) пропорционален  $k^5$ . Таким образом полное сечение будет

$$\sigma_\mu \approx \alpha \Lambda_0^4 k^3 F, \quad (5)$$

где  $F$  — множитель порядка 1, слабо зависящий от  $k^1$ .

<sup>1</sup> Эти качественные заключения подтверждаются более подробным расчетом, выполненным доктором М. Мейер (Румыния), которому автор приносит благодарность.

Подобным же образом можно рассмотреть процесс столкновения двух электронов с одновременным превращением в два мезона, по схеме

$$e' + e'' \rightarrow \mu' + \mu'' \quad (1')$$

Дифференциальное сечение (в с. п. м.) для этого процесса будет

$$d\sigma_{\mu\mu} \cong \Lambda_0^8 q^4 p^2 F d\Omega, \quad (6)$$

где  $q$  — переданный импульс, а  $p$  — первоначальный импульс электрона, измеренные в обратных длинах.

С другой стороны, сечения чисто электромагнитных процессов равны ( $\alpha = e^2 / \hbar c$ ):

$$\sigma_c = \frac{\pi \alpha^2}{2k_c^2} \left( \ln \frac{4k^2}{k_c^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (7)$$

для эффекта Комптона,

$$d\sigma_{ee} = \alpha^2 (p^2/q^4) d\Omega \quad (8)$$

для упругого столкновения электронов,

$$\sigma_p = \frac{28}{9} \frac{\alpha^3}{k_c^2} \left( \ln \frac{4k^2}{k_c^2} - 3,5 \right) \quad (9)$$

для рождения пар (здесь  $k_c = mc / \hbar$ ), и

$$\sigma_\gamma = \frac{4\alpha^3}{k_c^2} \left| \ln \frac{4k^2}{k_c^2} - 3,5 \right| \quad (10)$$

для тормозного излучения при столкновении электронов.

Сравнение этих сечений с сечениями смешанных процессов (1) и (1') показывает, что:

$$\sigma_\mu > \sigma_c \quad \text{при} \quad k \gtrsim \alpha^{1/2} / \Lambda_0; \quad (11)$$

$$\sigma_\mu > \sigma_p \quad \text{при} \quad k \gtrsim \alpha^{1/2} \Lambda_0; \quad (12)$$

$$d\sigma_{\mu\mu} > d\sigma_{ee} \quad \text{при} \quad q \gtrsim \alpha^{1/2} / \Lambda_0; \quad (13)$$

$$\sigma_{\mu\mu} > \sigma_\gamma \quad \text{при} \quad q \sim p \gtrsim \alpha^{1/2} (k_0 \Lambda_0)^{-1/2} \Lambda_0^{-1} \quad (14)$$

Как видно из этих неравенств, если четырехфермионные взаимодействия можно считать применимыми в области энергий  $k > 1/\Lambda_0$ , то процессы с образованием нейтрино и  $\mu$ -мезонов более интенсивны, нежели чисто электромагнитные процессы. Соответствующая энергия фотонов или электронов в системе центра тяжести должна быть при этом больше  $\hbar c / \Lambda_0 \sim 2$  BeV. Это — огромная энергия, но она все же много меньше логарифмической.

Следует заметить, что образование пар нуклонов и мезонов будет играть заметно меньшую роль, так как их сечение образования будет в  $(m/M)^2$  раз меньше сечения образования электронно-позитронных пар.

Процессы с образованием нейтрино и бозонных мезонов будут существенны также позднее из-за отмеченного выше различия в поведении матричных элементов бозонов и фермионов.

Таким образом, фермионное взаимодействие может быть тем взаимодействием, которое ограничивает область применимости электродинамики

- масштабами большими  $\Lambda_0$ . Для меньших масштабов  $\mu$ , следовательно, для энергии больших  $\hbar c/\Lambda_0$  совсем нет смысла изучать электродинамику, не привлекая к рассмотрению процессы с  $\mu$ -мезонами и нейтрино и константу Ферми  $g$ , наряду с  $e^2/\hbar c$ .

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
28 февраля 1958 г.

#### Литература

- [1] Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов, И. М. Халатников. ДАН СССР, 95 1177, 1954.  
[2] Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков. Введение в теорию квантовых полей. ГТТИ, 1957, стр. 355—356.  
[3] М. А. Марков. ЖЭТФ, 17, 661, 1947.

#### ON THE POSSIBLE LIMIT OF APPLICABILITY OF QUANTUM ELECTRODYNAMICS

*D. I. Blokhintsev*

Processes competing with electromagnetic processes at high energies are considered. It is shown that possible processes of this type are those connected with four-fermion interactions.

## ФОТОРОЖДЕНИЕ НЕЙТРИНО-АНТИНЕЙТРИННЫХ ПАР НА ЭЛЕКТРОНАХ

Ван Жун, Я.Фишер, И.Чулли, С.Чулли

Два года тому назад профессор Д.И.Блохинцев в работе <sup>(1)</sup> обратил внимание на то, что при достаточно высоких энергиях слабые взаимодействия могут стать сравнимыми с электромагнитными взаимодействиями. Согласно сделанным им оценкам процесс  $\gamma + e^- \rightarrow \mu^- + \nu + \bar{\nu}$  имеет особенно большое сечение, которое достигает сечения эффекта Комптона при 250 Бэв. Мы вычислили выражение сечения этого процесса, и наш результат подтверждает эту оценку.

Гамильтониан взаимодействия имеет следующий вид

$$H = ie(\bar{\psi}_e \hat{A} \psi_e) + ie(\bar{\psi}_\mu \hat{A} \psi_\mu) + f(\bar{\psi}_e \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi_\mu)(\bar{\psi}_\nu \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi_\nu) + \\ + f(\bar{\psi}_\mu \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi_e)(\bar{\psi}_\nu \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \psi_\nu) -$$

В вычислениях мы учли две диаграммы наинизшего порядка, которые похожи на соответствующие диаграммы эффекта Комптона.

Усреднив по начальным и просуммировав по конечным поляризациям и опустив несущественные члены, содержащие  $m_e^2$  и  $m_\mu^2$ , мы получили следующее выражение для полного сечения:

$$G_\mu = \frac{1}{v} \frac{e^2 f^2}{(2\pi)^5} \frac{g}{\omega \epsilon_e} \int \frac{d^3 p_\mu d^3 p_\nu d^3 p_{\bar{\nu}}}{\epsilon_\mu \epsilon_\nu \epsilon_{\bar{\nu}}} \int^4 (\rho_e + k - p_\mu - p_\nu - p_{\bar{\nu}}) \times \\ \times \left[ - \frac{(k p_e)(p_{\bar{\nu}} k)(p_\nu p_\mu)}{[(p_e + k)^2 + m_e^2]^2} - \frac{(k p_\mu)(p_{\bar{\nu}} p_e)(p_\nu k)}{[(p_\mu - k)^2 + m_\mu^2]^2} + \right. \\ \left. + \frac{1}{[(p_e + k)^2 + m_e^2][(p_\mu - k)^2 + m_\mu^2]} \left\{ [2(p_\nu p_\mu) - (p_e k) + (p_\mu k)](p_{\bar{\nu}} p_e)(p_\nu p_\mu) + \right. \right. \\ \left. \left. + (p_e p_\mu)(p_{\bar{\nu}} k)(p_\nu p_\mu) - (p_e p_\mu)(p_\nu p_e)(p_\mu k) + (k p_\mu)(p_{\bar{\nu}} p_e)(p_\nu p_\mu) - (k p_\mu)(p_{\bar{\nu}} p_\mu)(p_\nu p_\mu) \right\} \right] -$$

Это выражение мы проинтегрировали в системе центра инерции в следующем, крайне релятивистском, приближении:

$$\varepsilon_e = \omega = \frac{E}{2} \quad (\text{где } E = \omega + \varepsilon_e), \quad \varepsilon_e = p_e, \quad p_e^{\text{max.}} = \frac{E}{2}, \quad \nu = 2$$

Конечное выражение для крайне релятивистского сечения имеет вид

$$\sigma_{\mu} = \frac{e^2 f^2}{4\pi^3} \omega^2 \left( \ln \frac{2\omega}{m_e} - 0.7014 \right),$$

где  $\omega$  — энергия фотона в системе центра инерции.

Воспользовавшись известным выражением для сечения эффекта Комптона  $\sigma_c$  в системе центра инерции, мы нашли следующее условие для  $\sigma_{\mu} \gg \sigma_c$ :

$$\frac{e^2 f^2}{4\pi^3} \omega^2 \gg \pi r_0^2 \frac{m_e^2}{\omega^2} \equiv \pi \left( \frac{e^2}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{\omega^2}$$

Это условие выполняется при  $\omega$ , большем 242 Бэв в системе центра инерции.

#### Л и т е р а т у р а

1. D. I. Blohincev, Nuovo Cimento 9, 925, /1958/.

см. тоже работы М.А.Маркова в настоящем сборнике.

## О ГЕНЕРАЦИИ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРИНО

В.С.Барашенков, Сянь Дин-чан

В последнее время внимание многих физиков привлекают возможные опыты с нейтрино высоких энергий<sup>(1)</sup>. Эти опыты представляют замечательную возможность исследовать многие важные черты слабых взаимодействий. В частности, можно экспериментально проверить, действительно ли при больших энергиях слабые взаимодействия становятся сильными<sup>(2)</sup>.

Интенсивные пучки нейтрино большой энергии могут быть получены на больших протонных ускорителях, таких как синхрофазотрон в Дубне и 30-Бэвный ускоритель в Женеве. Нейтрино в этом случае возникают при распаде заряженных  $\pi$ -мезонов, образовавшихся при столкновениях быстрых нуклонов (см. рис.1). Энергетический спектр и угловое распределение таких нейтрино можно вычислить, если известны спектр и угловое распределение родившихся в  $M-N$ -столкновениях  $\pi$ -мезонов. В общем случае эта задача является весьма сложной, особенно, если учесть конечные размеры детектора нейтрино (ср.<sup>13/</sup>). Однако, расчеты значительно упрощаются, если ограничиться рассмотрением лишь быстрых нейтрино вылетающих под малыми углами к направлению пучка первичных, ускоренных протонов. В этом случае угол вылета нейтрино  $\theta_\nu$  очень мало отличается от угла, под которым двигался распавшийся  $\pi$ -мезон:  $\theta_\nu \approx \theta$  (см.рис. 1).

Далее мы будем рассматривать нейтрино с энергиями  $E_\nu > 1$  Бэв и углы  $\theta_\nu$  порядка нескольких градусов. Так как в планируемых экспериментах детектор нейтрино с площадью поперечного сечения  $S_D \sim 1 \text{ м}^2$  предполагается расположить на расстоянии нескольких десятков метров от мишени<sup>1)</sup>, то такое приближение в настоящее время является вполне достаточным.

Если  $W_\pi(p, \theta)$  - импульсное распределение заряженных  $\pi$ -мезонов, вылетающих под углом  $\theta$  к пучку первичных протонов, то соответствующий энергетический спектр нейтрино на расстоянии  $L$  от мишени, где происходит генерация  $\pi$ -мезонов, имеет вид:

1) Напомним, что вследствие релятивистского сжатия времени быстрые  $\pi$ -мезоны будут распадаться лишь на больших расстояниях от мишени.



$$W_{\nu}(E, \theta, L) = a \int W_{\pi}(p, \theta) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{L}{\ell} \frac{m}{p}\right) \right\} \frac{dp}{p} \quad (1)$$

Здесь  $a = m^2 / (m^2 - \mu^2)$ ;  $m$  - масса  $\pi$ -мезона;  $\mu$  - масса  $\mu$ -мезона. Если  $L$  задано в метрах, то  $\ell = \tau \cdot c \cdot 10^{-2} = 7,68$ ;  $\tau$  - время жизни заряженного  $\pi$ -мезона.

Выражение (1) лишь экспоненциальным членом и величиной коэффициента  $a$  отличается от соответствующего выражения для  $\gamma$ -квантов, образующихся при распаде  $\pi^0$ -мезонов [4, 5]. ( $c$  - скорость света)

На рис. 2 в логарифмическом масштабе представлены вычисленные значения спектров нейтрино для угла  $\theta = 0$ . Расчеты показали, что при малых углах спектры нейтрино очень слабо зависят от угла. Например, значения спектров нейтрино для угла  $\theta = 3^\circ$  всего лишь на 5% меньше соответствующих значений для  $\theta = 0^\circ$ . Это видно также из рис. 3, где указаны значения потока всех нейтрино с энергиями  $E > 1$  Бэв и  $E > 2$  Бэв для углов  $\theta = 0^\circ$ ;  $\theta = 3^\circ$ .

$$W_{\nu}^{(1)}(\theta, L) = \int_{E > 1} W_{\nu}(E, \theta, L) dE,$$

$$W_{\nu}^{(2)}(\theta, L) = \int_{E > 2} W_{\nu}(E, \theta, L) dE,$$

Значения спектров  $W_{\nu}$  и потоков  $W_{\nu}^{(i)}$  на рис. 2 и 3 приведены в расчете на один акт неупругого нуклон-нуклонного столкновения в мишени:

$$\int W_{\nu}(E, \theta, L) d\theta dE = n,$$

где  $n = 2,3$  - среднее число заряженных  $\pi$ -мезонов, рождающихся в одном акте неупругого  $N$ - $N$ -столкновения при энергии 10 Бэв [5, 6]. Как и в работе [5] значения функции  $W_{\pi}(p, \theta)$  рассчитаны по статистической теории множественного рождения.

Из рис. 3 видно, что поток нейтрино на единицу телесного угла  $W_{\nu}^{(1)}(\theta, L)$  быстро растет при удалении от мишени. В таблице 1 приведены предельные значения для  $L = \infty$ .

Однако, с ростом  $L$  быстро уменьшается телесный угол детектора нейтрино  $\Omega_D = S_D/L^2$ . Поэтому число нейтрино, фиксируемых детектором, уменьшается при удалении детектора от мишени. На расстоянии  $L = 30$  м. через  $1 \text{ см}^2$  площади детектора проходит  $1,1 \times 10^{-8}$  нейтрино (в расчете на один акт неупругого  $\mathcal{N} - \mathcal{N}$  столкновения); на расстояниях  $L = 50$  м и  $100$  м - соответственно  $0,6 \times 10^{-8}$  и  $0,27 \times 10^{-8}$  нейтрино.

Эти числа очень полезны для различных оценок при планировке опытов на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований.

В заключение мы приносим глубокую благодарность М.А.Маркову за многократные обсуждения и ценные советы. Мы благодарны также Р.Асанову и И.Полубаринову за обсуждения и ценные критические замечания.

Т а б л и ц а 1

$\theta / W_\nu^{(2)}(\theta, \infty)$	$W_\nu^{(1)}$	$W_\nu^{(2)}$
$0^\circ$	1,5	0,18
$3^\circ$	1,4	0,16

Л и т е р а т у р а

1. M.A.Markow. Hyperonen und K mesonen. Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1960.  
T.D.Lee, C.N.Jang. Theoretical discussions on possible high energy neutrino experiments, preprint, 1960.  
N.Cabibbo, R.Gatto, Nuovo Cimento, 15, 304 (1960).  
Б.Понтекорво, 9 ежегодная конференция по физике высоких энергий, Киев, 1959г.
2. Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ, 35, 257 (1958); УФН, 62, 381 (1957).  
H.Nagai, D.Ito. Anomalous Creation of  $\pi$ -mesons Originating in the Weak Interactions, preprint, Physics Institute, Hokkaido University, 1960.

3. И.В.Полубаринов. "Взаимодействие нейтрино, рожденных параллельным ионохроматическим пучком  $\pi^-$ -мезонов" (будет опубликовано).
4. R.M.Sternheimer, Phys.Rev. 99, 277 (1955).
5. В.С.Барашенков, Сянь Дин-чан. Атомная энергия (в печати); препринт ОИЯИ Р-512, 1960 г.
6. V.S.Barashenkov, Nuovo Cimento, 14, 656 (1959).

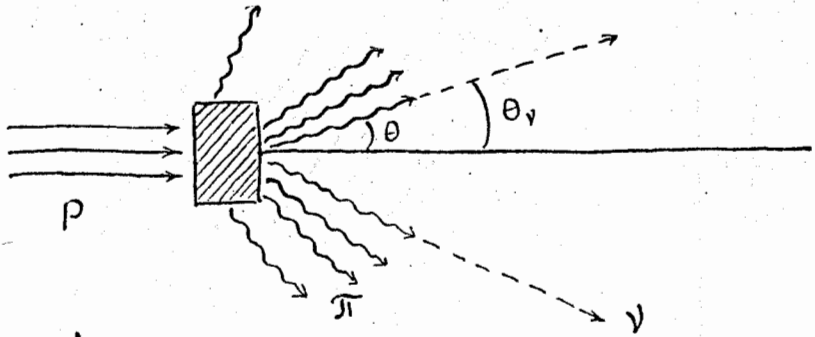


Рис. 1. Пучок нейтрино, образовавшийся при распаде  $\pi^{\pm}$  - мезонов, генерированных быстрыми протонами.

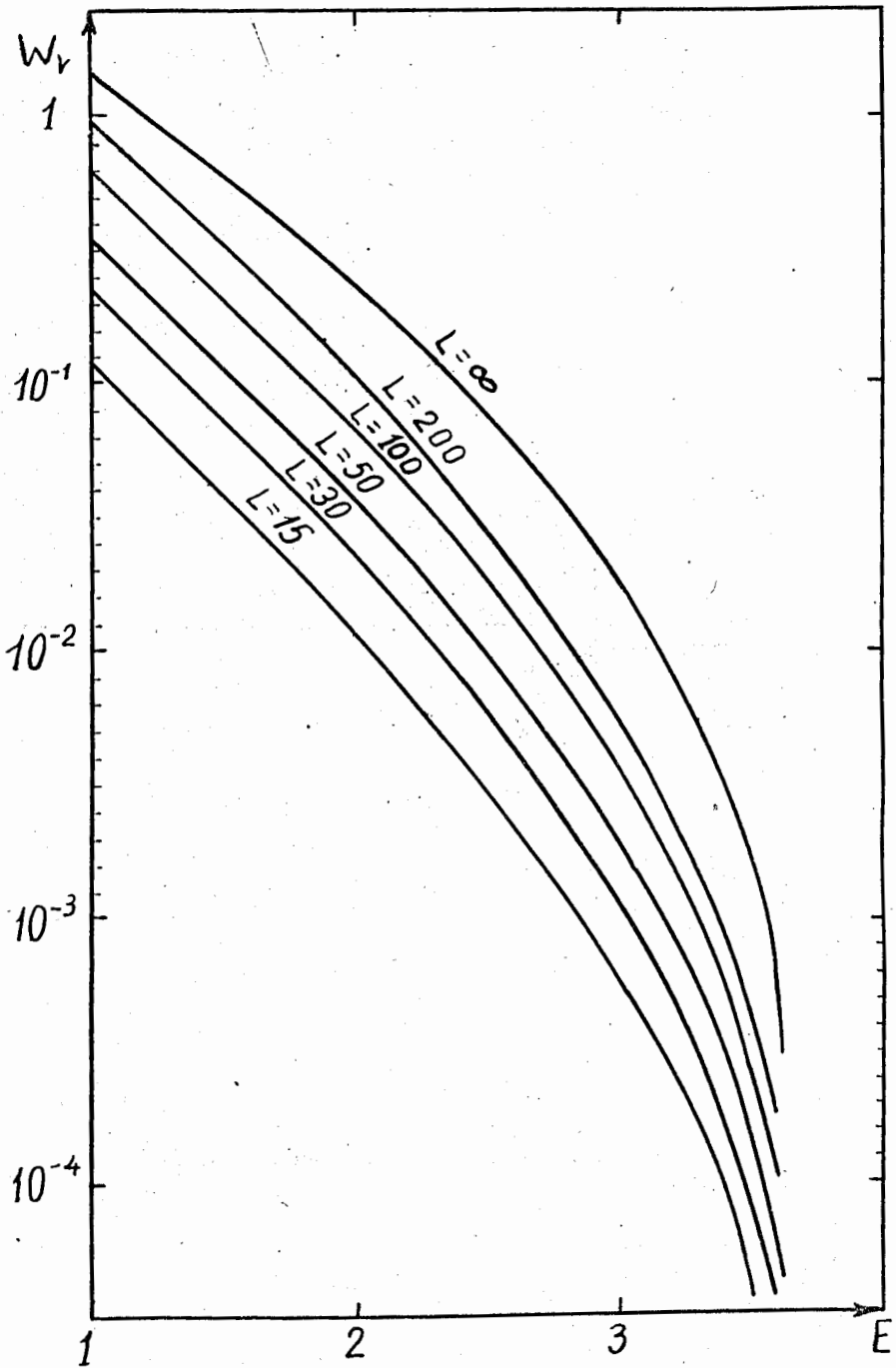


Рис. 2. Энергетическое распределение нейтрино на различных расстояниях от мишени  $L$  под углом  $\theta = 0$  к пучку первичных протонов. Масштаб логарифмический.  $L$  дано в метрах. Энергия нейтрино  $E$  - в Бэв, Лабораторная система координат.

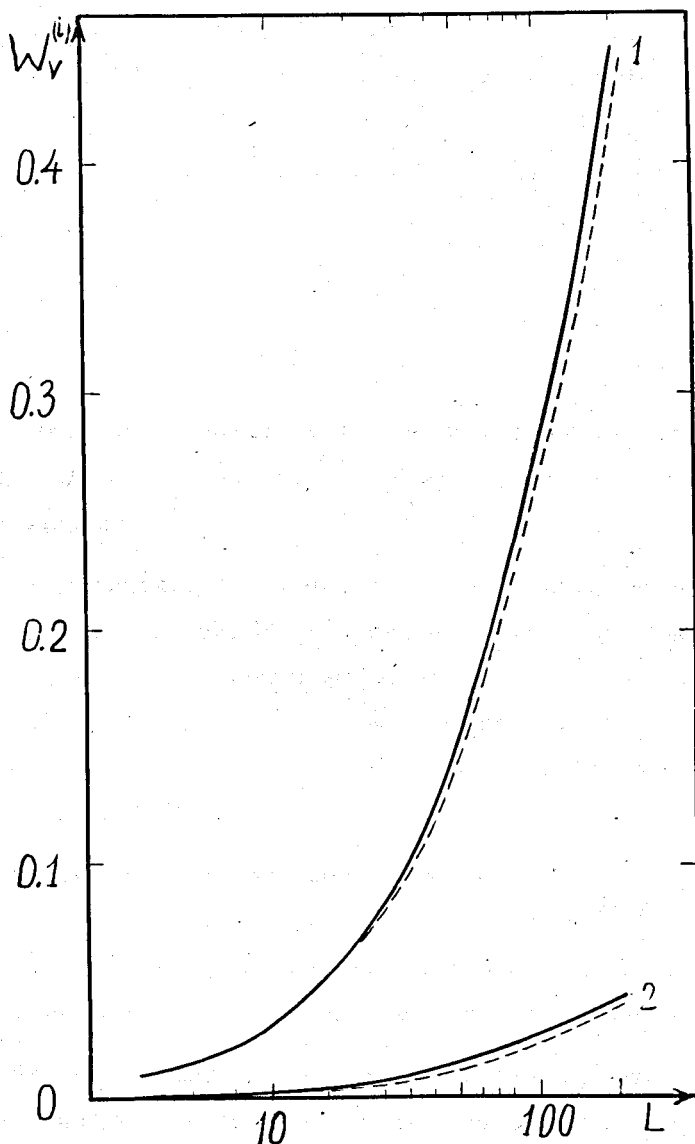


Рис. 3.  $W^{(i)} \equiv W_v^{(i)}(\theta, L)$  - потоки нейтрино с энергией  $E > 1$  Бэв на различных расстояниях от мишени  $L$  под углами  $\theta = 0$  (сплошная кривая) и  $\theta = 3^\circ$  (пунктирная кривая) к пучку первичных протонов.  $W^{(2)}$  - то же для нейтрино с энергией  $E > 2$  Бэв.  $L$  - дано в метрах (масштаб логарифмический), значения потоков  $W^{(2)}$  приведены в расчете на единицу телесного угла. Лабораторная система координат.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО, РОЖДЕННЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ПУЧКОМ $\pi$ -МЕЗОНОВ

И.В.Полубаринов

## 1. В в е д е н и е

Ниже делаются оценки возможности экспериментов с нейтрино высоких энергий  $1, 2$ , получаемых от распада  $\pi$ -мезонов, возникающих в ускорителях на большие энергии.

Оценки предполагают магнитную фокусировку распадающихся  $\pi$ -мезонов в параллельный монохроматический пучок. На оси пучка ставится детектор нейтрино объемом  $V$  ( $0,52$  или  $9,9 \text{ м}^3$ ). Предполагается, что перед детектором нейтрино стоит защита толщиной  $\xi_1$ , поглощающая  $\pi$ -мезоны, (а также и все другие частицы, кроме нейтрино) и что пучок  $\pi$ -мезонов "обрывается" сразу же на границе этой защиты (см. рис. 1 и 4).

В п. 2 и 3 собраны необходимые для оценок простейшие формулы для вероятности распада  $\pi$ -мезона и сечений взаимодействия  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  с нуклонами и электронами. В п. 4 и 5 выведена общая формула для числа актов взаимодействия нейтрино в элементе объема от распада произвольного пучка  $\pi$ -мезонов.

В п. 6 выполнены численные расчеты для случая бесконечно-тонкого пучка  $\pi$ -мезонов и получены числа актов взаимодействия антинейтрино в сутки в зависимости от расстояния  $\xi_2$  между источником  $\pi^-$ -мезонов и детектором при защите различной толщины  $\xi_1$  (см.рис. 2 и 3). Энергия  $\pi$ -мезонов взята равной  $E_\pi = 4,2$  Бэв. Графики нормированы на интенсивность  $\pi$ -мезонов  $10^8 \frac{\pi\text{-мезонов}}{\text{сек}}$ . На соударение  $10$ -Бэвного протона с нуклоном с рождением  $\pi$ -мезонов рождается  $\sim 0,05$   $\pi^-$ -мезона в интервале энергий  $3,7$ - $5,1$  Бэв ( $\bar{E}_\pi = 4,2$  Бэв)<sup>3</sup>, так что указанный поток  $\pi^-$ -мезонов этих энергий возникнет от потока  $\sim 2 \cdot 10^{10} \frac{\text{протонов}}{\text{сек}}$ , когда  $0,1$  часть его поглощается в мишени с рождением  $\pi$ -мезонов.

Максимум на графиках возникает из-за роста числа актов с ростом используемой части пучка  $\pi$ -мезонов и уменьшением их числа на больших расстояниях, где сказывается угол между направлением  $\pi$ -мезонов и направлением вылета нейтрино.

В п.7 сделана оценка для случая широкого пучка  $\pi$ -мезонов.

Настоящие расчеты выполнены по предложению проф. М.А.Маркова [работа 1959 г./].

## 2. Распад $\pi$ -мезона

При распаде  $\pi$ -мезона  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  рождаются нейтрино, обладающие энергией ( $k=c=1$ )

$$\varepsilon_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(\varepsilon_\pi - p_\pi \cos\theta)}, \quad (1)$$

где  $m_\pi$  и  $m_\mu$  массы покоя  $\pi$ -мезона и  $\mu$ -мезона,  $\varepsilon_\pi$  и  $p_\pi$  - энергия и импульс  $\pi$ -мезона,  $\theta$  - угол между первоначальным направлением  $\pi$ -мезона и направлением вылета нейтрино.

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

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

где  $p_\pi$  и  $p_\nu$  - импульсы  $\pi$ -мезона и нейтрино ( $p_\pi^2 = -m_\pi^2$ ,  $p_\nu^2 = 0$ ),  $\tau(\varepsilon_\pi)$  - время жизни  $\pi$ -мезона с энергией  $\varepsilon_\pi$ . Из этой формулы, в частности, следует, что доля распадов  $\pi$ -мезона с вылетом нейтрино, имеющих энергию больше некоторой  $\varepsilon_0$ , в отношении ко всем распадам, равна

$$u = \frac{\varepsilon_{\max}^\nu - \varepsilon_0}{\varepsilon_{\max}^\nu - \varepsilon_{\min}^\nu} \quad \varepsilon_{\min}^\nu \leq \varepsilon_0 \leq \varepsilon_{\max}^\nu \quad (3)$$



$E_{\pi}$	Bev	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$E_{\min}^{\nu} = \frac{m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2}{2(E_{\pi} + p_{\pi})}$	MeV	2,1									
$E_{\max}^{\nu} = \frac{m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2}{2(E_{\pi} - p_{\pi})}$	Bev	0,43	0,86	1,28	1,71	2,14	2,57	3,00	3,42	3,86	4,28

### 3. Взаимодействие нейтрино и антинейтрино с нуклонами и электронами

Если в качестве лагранжиана  $\beta$  - распадного взаимодействия принять

$$\mathcal{L}(x) = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{p}(x) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) n(x)) (\bar{e}(x) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu(x)) + \text{э.р. сопр.} \quad (4)$$

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

то для всех возможных (в первом порядке) процессов взаимодействий нейтрино и антинейтрино с нуклонами и электронами

$$\nu + n \rightarrow e + p \quad (5)$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow \bar{e} + n \quad (6)$$

$$\bar{\nu} + e \rightarrow n + \bar{p} \quad (7)$$

получаются следующие полные сечения

$$\sigma_{\nu+n \rightarrow e+p} = \frac{g^2}{4\pi \hbar^4} \cdot \frac{M^4 c^4}{E_n E_e \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_p^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_p^2 - m_e^2)^2}{M^4}} \cdot \left(1 - \frac{m_n^2 + m_{\nu}^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{m_p^2 + m_e^2}{M^2}\right) \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow \tilde{e}+n} &= \frac{g^2}{12\pi\hbar^4} \cdot \frac{M^4 c^4}{\epsilon_p \epsilon_{\tilde{\nu}} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_n^2 + m_{\tilde{e}}^2)}{M^2} + \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{e}}^2)^2}{M^4}} \\
 &\left\{ 1 - \frac{m_n^2 + m_p^2 + m_{\tilde{\nu}}^2 + m_{\tilde{e}}^2}{2M^2} - \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{e}}^2)^2 + (m_p^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 - 2(m_n^2 + m_{\tilde{e}}^2)(m_p^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)}{2M^4} \right. \\
 &\left. - \frac{(m_n^2 + m_{\tilde{e}}^2)(m_p^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 + (m_p^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)(m_n^2 - m_{\tilde{e}}^2)^2}{2M^6} + \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{e}}^2)^2 (m_p^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2}{M^8} \right\} \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\tilde{\nu}+e \rightarrow n+\tilde{p}} &= \frac{g^2}{12\pi\hbar^4} \cdot \frac{M^4 c^4}{\epsilon_e \epsilon_{\tilde{\nu}} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_n^2 + m_{\tilde{p}}^2)}{M^2} + \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{p}}^2)^2}{M^4}} \quad (10) \\
 &\left\{ 1 - \frac{m_n^2 + m_{\tilde{p}}^2 + m_{\tilde{\nu}}^2 + m_e^2}{2M^2} - \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{p}}^2)^2 + (m_e^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 - 2(m_n^2 + m_{\tilde{p}}^2)(m_e^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)}{2M^4} \right. \\
 &\left. - \frac{(m_n^2 + m_{\tilde{p}}^2)(m_e^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 + (m_e^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)(m_n^2 - m_{\tilde{p}}^2)^2}{2M^6} + \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{p}}^2)^2 (m_e^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2}{M^8} \right\}
 \end{aligned}$$

Эти сечения записаны в произвольной системе единиц и в произвольной системе отсчета.

$\beta_0$  - относительная скорость сталкивающихся частиц, деленная на скорость света, массы  $m$  и энергии  $\epsilon$  отмечены индексами, указывающими, к каким частицам они относятся.  $M$  - масса системы, выражающаяся через энергии и импульсы сталкивающихся частиц 1 ( $\nu$  или  $\tilde{\nu}$ ) и 2 ( $p$ ,  $n$  или  $e$ ) согласно формуле

$$M^2 = (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2 / c^4 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 / c^2.$$

В системе координат, где частица 2 покоится, а нейтрино или антинейтрино имеет импульс  $p_1$

$$M^2 = m_2^2 + 2m_2 p_1 / c.$$

Если имеет место взаимодействие

$$\mathcal{L}(x) = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{e}(x) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu(x)) (\bar{\nu}(x) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) e(x)), \quad (11)$$

то будут возможны процессы

$$\nu + e \rightarrow \nu + e$$

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

полные сечения для которых суть

$$\sigma_{\nu + e \rightarrow \nu + e} = \frac{g^2}{4\pi\hbar^4} \cdot \frac{M^4 c^4}{\varepsilon_e \varepsilon_{\nu} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_{\nu}^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_{\nu}^2 - m_e^2)^2}{M^4}} \left(1 - \frac{m_e^2 + m_{\nu}^2}{M^2}\right)^2 \quad (12)$$

$$\sigma_{\bar{\nu} + e \rightarrow \bar{\nu} + e} = \frac{g^2}{12\pi\hbar^4} \cdot \frac{M^4 c^4}{\varepsilon_e \varepsilon_{\nu} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_{\nu}^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_{\nu}^2 - m_e^2)^2}{M^4}}.$$

$$\left\{ 1 - \frac{m_e^2 + m_{\nu}^2}{M^2} + \frac{4m_e^2 m_{\nu}^2}{M^4} - \frac{(m_e^2 + m_{\nu}^2)(m_e^2 - m_{\nu}^2)^2}{M^6} + \frac{(m_e^2 - m_{\nu}^2)^4}{M^8} \right\}. \quad (13)$$

Смысл обозначений такой же, как и выше. При энергии  $\varepsilon_{\nu} \gtrsim 1 \text{Bev}$

$$\sigma_{\bar{\nu} + p \rightarrow \bar{e} + n} \approx \frac{g^2}{3\pi\hbar^4 c} m_p p_{\bar{\nu}} = 4,8 \cdot 10^{-39} \cdot \frac{p_{\bar{\nu}}}{m_p c} \text{ см}^2 \quad (14)$$

а остальные сечения следующим образом выражаются через это сечение

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\nu+n \rightarrow e+p} &\approx 3 \sigma_{\bar{\nu}+p \rightarrow n+\bar{e}} \\
 \sigma_{\bar{\nu}+e \rightarrow n+\bar{p}} &\approx \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\bar{\nu}+p \rightarrow n+\bar{e}} \\
 \sigma_{\nu+e \rightarrow \nu+e} &\approx 3 \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\bar{\nu}+p \rightarrow n+\bar{e}} \\
 \sigma_{\bar{\nu}+e \rightarrow \bar{\nu}+e} &\approx \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\bar{\nu}+p \rightarrow n+\bar{e}}.
 \end{aligned} \tag{15}$$

4. Выражение фазовой плотности нейтрино через фазовую плотность порождающих их  $\pi$ -мезонов

Если  $\rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{p}_{\pi})$  - фазовая плотность  $\pi$ -мезонов, так что в фазовом пространстве  $(\vec{x}, \vec{x}+d\vec{x}; \vec{p}_{\pi}, \vec{p}_{\pi}+d\vec{p}_{\pi})$  находится  $\rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{p}_{\pi}) d\vec{x} d\vec{p}_{\pi}$   $\pi$ -мезонов, а  $d\omega(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_{\nu}) = f(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_{\nu}) d\vec{p}_{\nu}$  вероятность распада  $\pi$ -мезона с импульсом  $\vec{p}_{\pi}$  в единицу времени с рождением нейтрино с импульсом в  $(\vec{p}_{\nu}, \vec{p}_{\nu}+d\vec{p}_{\nu})$ , то

$$\int d\vec{p}_{\pi} \rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{p}_{\pi}) f(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_{\nu}) d\vec{x} d\vec{p}_{\nu} \tag{16}$$

нейтрино вылетает в единицу времени из объема  $(\vec{x}, \vec{x}+d\vec{x})$  с импульсом в  $(\vec{p}_{\nu}, \vec{p}_{\nu}+d\vec{p}_{\nu})$ . Из точки  $\vec{x}$  в некоторую точку  $\vec{y}$  попадут лишь те нейтрино, у которых

$$\frac{\vec{p}_{\nu}}{|\vec{p}_{\nu}|} = \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}. \tag{17}$$

В сферической системе координат с началом в  $\vec{x}$  имеем  $d\vec{p}_{\nu} = p_{\nu}^2 dp_{\nu} d\Omega$ . Нейтрино, влетающие в  $d\Omega$  за единицу времени, занимают объем

$$|\vec{y}-\vec{x}|^2 v_{\nu} d\Omega \quad (v_{\nu} - \text{скорость нейтрино})$$

Поэтому в объеме  $(\vec{y}, \vec{y}+d\vec{y})$  будут находиться

$$\frac{\int d\vec{p}_\pi g_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) d\vec{x} d\vec{p}_\nu d\vec{y}}{(\vec{y}-\vec{x})^2 v_\nu d\Omega} = \frac{\int d\vec{p}_\pi g_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f(\vec{p}_\pi, p_\nu \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}) d\vec{x} p_\nu^2 dp_\nu d\vec{y}}{(\vec{y}-\vec{x})^2 v_\nu}$$

нейтрино с импульсом в интервале  $(p_\nu, p_\nu + dp_\nu)$ , поставляемые объемом  $(\vec{x}, \vec{x} + d\vec{x})$  или

$$g(\vec{y}, p_\nu) d\vec{y} dp_\nu = \int \frac{d\vec{x}}{(\vec{y}-\vec{x})^2} \int d\vec{p}_\pi g_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f(\vec{p}_\pi, p_\nu \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}) \frac{p_\nu^2 dp_\nu}{v_\nu} d\vec{y} \quad (18)$$

таких нейтрино, поставляемых всем пространством.

В фазовом пространстве  $(\vec{y}, \vec{y} + d\vec{y}; \vec{p}_\nu, \vec{p}_\nu + d\vec{p}_\nu)$ , следовательно, будут находиться

$$g_\nu(\vec{y}, \vec{p}_\nu) d\vec{y} d\vec{p}_\nu = \int \frac{d\vec{x}}{(\vec{y}-\vec{x})^2} \int d\vec{p}_\pi g_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) \delta\left(\frac{\vec{p}_\nu}{|\vec{p}_\nu|} - \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right) \frac{d\vec{p}_\nu d\vec{y}}{v_\nu}$$

нейтрино. Здесь

$$\delta\left(\frac{\vec{p}_\nu}{|\vec{p}_\nu|} - \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right)$$

- 2-мерная  $\delta$ -функция, учитывающая (17) и обладающая свойством

$$\int d\Omega_{\vec{p}} \delta\left(\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} - \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right) = 1.$$

Таким образом, фазовая плотность нейтрино равна

$$g_\nu(\vec{y}, \vec{p}_\nu) = \int \frac{d\vec{x}}{(\vec{y}-\vec{x})^2} \int d\vec{p}_\pi g_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) \delta\left(\frac{\vec{p}_\nu}{|\vec{p}_\nu|} - \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right) \frac{1}{v_\nu}. \quad (19)$$

5. Число событий  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + \bar{e}$  в единицу времени,  
вызываемых антинейтрино от распада  $\pi$ -мезона

В объеме  $(\vec{y}; \vec{y} + d\vec{y})$ , очевидно, равно

$$n(\vec{y}) d\vec{y} = \rho_p \int d\rho_\nu \sigma(\rho_\nu) v_0(\rho_\nu) \rho(\vec{y}, \rho_\nu) d\vec{y} \quad (20)$$

где  $\rho_p$  - плотность протонов,  $\sigma(\rho_\nu)$  - полное сечение взаимодействия нейтрино с импульсом  $\rho_\nu$  с протоном,  $v_0(\rho_\nu)$  - относительная скорость  $\bar{\nu}$  - протон,  $\rho(\vec{y}, \rho_\nu)$  - проинтегрированная по направлениям  $\bar{\nu}$  фазовая плотность  $\bar{\nu}$ , т.е. (18).

Подставив (18) в (20), получим

$$n(\vec{y}) d\vec{y} = \rho_p \int d\rho_\nu \sigma(\rho_\nu) \frac{v_0(\rho_\nu)}{v_\nu} \rho_\nu^2 \int \frac{d\vec{x}}{(\vec{y} - \vec{x})^2} \int d\vec{p}_\pi \rho_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f(\vec{p}_\pi, \rho_\nu \frac{\vec{y} - \vec{x}}{|\vec{y} - \vec{x}|}) d\vec{y} \quad (21)$$

6. Линейный монохроматический пучок  $\pi$ -мезонов

Пучок распадающихся  $\pi$ -мезонов, движущихся вдоль оси  $z$ , обладает фазовой плотностью

$$\rho_\pi(\vec{x}, \vec{k}) = \frac{I}{v_\pi} \delta(\vec{p}_\pi - \vec{k}) \delta(x) \delta(y) e^{-\frac{z}{v_\pi \tau(\epsilon_\pi)}}, \quad (22)$$

где  $\vec{x} = \{x, y, z\}$ ,  $I$  - линейный поток  $\pi$ -мезонов через точку  $z=0$ ,  $\vec{p}_\pi$  и  $v_\pi$  - их импульс и скорость. Детектор возьмем в виде шара радиуса  $\alpha$  с центром на оси пучка в точке  $z_\alpha$  (рис.1). Пучок  $\pi$ -мезонов будем считать начинающимся и обрывающимся на расстояниях  $\xi_2$  и  $\xi_1$  от  $z_\alpha$ .

Подставляя  $\rho_\pi(\vec{x}, \vec{k})$  и  $f(\vec{p}_\pi, \rho_\nu)$  из формулы (2) в (21), интегрируя по  $\vec{y}$  (по объему шара) и по  $\rho_\nu$ , подставив в качестве  $\sigma(\rho_\nu)$  приближенное выражение (14), получаем, что число событий (7) в единицу времени в объеме шара равно

$$\begin{aligned}
 n(V_{\text{шар}}) &= \frac{2 I \rho_p m_\pi^2}{v_\pi \tau(\epsilon_\pi) (m_\pi^2 - m_p^2) \rho_\pi} \int \frac{d p_V}{v_V} \delta(p_V) u_0(p_V) \theta \left[ 4 \rho_V^2 \rho_\pi^2 - (m_\pi^2 - m_p^2 - 2 p_V \epsilon_\pi)^2 \right] \int_{\xi_1}^{\xi_2} d\xi e^{-\frac{z_a - \xi}{v_\pi \tau(\epsilon_\pi)}} \sqrt{\alpha^2 - \frac{\xi^2}{\xi^2}} \\
 &= \frac{I \rho_p (m_\pi^2 - m_p^2) g^2}{12 \pi v_\pi \tau(\epsilon_\pi) h^4} \cdot \frac{m_p}{m_\pi} \cdot e^{-\frac{z_a}{v_\pi \tau(\epsilon_\pi)}} \int_{\xi_1}^{\xi_2} d\xi e^{-\frac{\xi}{v_\pi \tau(\epsilon_\pi)}} \cdot \frac{\xi}{1 + \frac{\rho_\pi^2}{m_\pi^2 c^2} \cdot \frac{\alpha^2}{\xi^2}} \quad (23) \\
 &\cdot \left\{ \left[ 1 + \frac{\alpha^2}{\xi^2} \frac{(\epsilon_\pi + p_\pi c) \rho_\pi}{m_\pi^2 c^3} \right] \frac{\alpha}{\xi} \frac{\epsilon_\pi + p_\pi c}{m_\pi c^2} - \frac{1 - \frac{\alpha^2}{\xi^2}}{\sqrt{1 + \frac{\rho_\pi^2}{m_\pi^2 c^2} \cdot \frac{\alpha^2}{\xi^2}}} \operatorname{arctg} \frac{1 + \frac{\alpha^2 (\epsilon_\pi + p_\pi c) \rho_\pi}{\xi^2 m_\pi^2 c^3}}{\sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{\xi^2}}} \right\}
 \end{aligned}$$

где

$$\cos \psi = \frac{2 \epsilon_\pi \epsilon_V - m_\pi^2 + m_p^2}{2 \rho_\pi \epsilon_V}$$

Результаты вычислений по этой формуле представлены на рис. 2 и 3. При этом предполагалось, что линейный поток  $\pi^-$ -мезонов равен  $I = 10^{+8} \frac{\text{мезонов}}{\text{сек}}$ , их средняя энергия  $\epsilon_\pi = 4,2$  Бэв,  $\alpha = 0,5$  м или  $1,33$  м (объем шара  $0,52 \text{ м}^3$  или  $9,9 \text{ м}^3$ ),  $\rho_p = 1,2 \cdot 10^{24} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^3}$ .  $\tilde{v}$  малых энергий, регистрируемые при  $\xi_1 = 0,5$  м, взаимодействуют с меньшим, чем дает (14), сечением, поэтому кривая для  $\xi_1 = 0,5$  м на рис. 2 дает завышенные значения.

7. Широкий параллельный пучок  $\pi^-$ -мезонов

В случае широкого параллельного монохроматического пучка распадающихся  $\pi^-$ -мезонов

$$\rho_\pi(\vec{x}, \vec{k}) = \begin{cases} \frac{I}{v_\pi} \delta(\vec{k} - \vec{p}_\pi) e^{-\frac{(\vec{p}_\pi \vec{x})}{\rho_\pi v_\pi \tau(\epsilon_\pi)}} & \text{в } V_\pi \\ 0 & \text{вне } V_\pi \end{cases} \quad (24)$$

где  $J$  - начальный поток на единицу поверхности,  $V_{\pi}$  - цилиндрическая область радиуса  $\beta$  с осью, параллельной  $\vec{p}_{\pi}$  (рис. 4). Детектор возьмем в виде бесконечно тонкого (толщиной  $d\ell$ ) диска радиусом  $\alpha$ . Оси диска и пучка совпадают.

Подставляя  $g_{\pi}(\vec{x}, \vec{k})$  и  $f(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_\nu)$  из формулы (2) в (21), интегрируя по  $\vec{y}$  (по объему диска) и по азимуту и расстоянию от оси  $\vec{x}$ , получаем

$$n(V_{\text{диск}}) = \frac{J g_{\pi} m_{\pi}^2 d\ell}{v_{\pi} \tau(\epsilon_{\pi}) (m_{\pi}^2 - m_{\nu}^2) p_{\pi}} \int d p_{\nu} \epsilon(p_{\nu}) \frac{v_0(p_{\nu})}{v_{\nu} \cos \psi} e^{-\frac{z_{\alpha}}{v_{\pi} \tau(\epsilon_{\pi})}}.$$

$$\int_{\xi_1}^{\xi_2} d\xi e^{\frac{\xi}{v_{\pi} \tau(\epsilon_{\pi})}} \left\{ [\theta(\beta - \alpha) \pi \alpha^2 + \theta(\alpha - \beta) \pi \beta^2] \theta(\alpha - \beta | - \xi \operatorname{tg} \psi) + \right.$$

(25)

$$+ \theta(\alpha + \beta - \xi \operatorname{tg} \psi) \theta(\xi \operatorname{tg} \psi - |\alpha - \beta|) \left[ \beta^2 \operatorname{arccos} \cos \frac{\beta^2 + \xi^2 \operatorname{tg}^2 \psi - \alpha^2}{2 \beta \xi \operatorname{tg} \psi} + \alpha^2 \operatorname{arccos} \frac{\alpha^2 + \xi^2 \operatorname{tg}^2 \psi - \beta^2}{2 \alpha \xi \operatorname{tg} \psi} \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} \sqrt{4 \alpha^2 \beta^2 - (\alpha^2 + \beta^2 - \xi^2 \operatorname{tg}^2 \psi)^2} \right] \left. \right\}$$

Если принять, что  $\alpha = \beta = 0,5$  м и, по-прежнему,  $I = J \pi \alpha^2 = 10^8 \frac{\pi^- \text{мезонов}}{\text{сек}}$ ,  $\epsilon_{\pi} = 4,2$  Бэв, объем детектора  $V_{\text{диск}} = 0,52 \text{ м}^3$ ,  $g_{\pi} = 1,2 \cdot 10^{24} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^3}$ ,

тогда последняя формула и формула (9) для  $\xi_1 = 25$  м и  $\xi_2 = z_{\alpha} = 50$  м дают  $n = 0,075 \frac{\text{событий}}{\text{сутки}}$ .

Приношу благодарность профессору М.А.Маркову за постановку задачи и постоянное внимание.



Л и т е р а т у р а

1. M.A.Markow. Hyperonen und K Mesonen, Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1960. 1960.
2. Д.Г.Факиров. "О возможности исследования взаимодействия нейтрино большой энергии с веществом на ускорителях". Дипломная работа, Физический факультет МГУ, 1958 г.
3. В.С.Барашенков и В.М.Мальцев. Центральные и периферические столкновения быстрых нуклонов, 11. Препринт ОИЯИ, Р-433, Дубна, 1959 г.

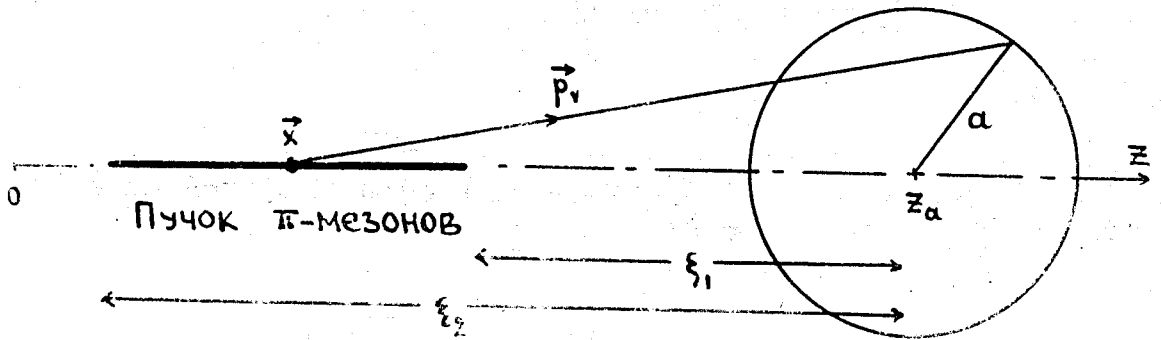


Рис.1

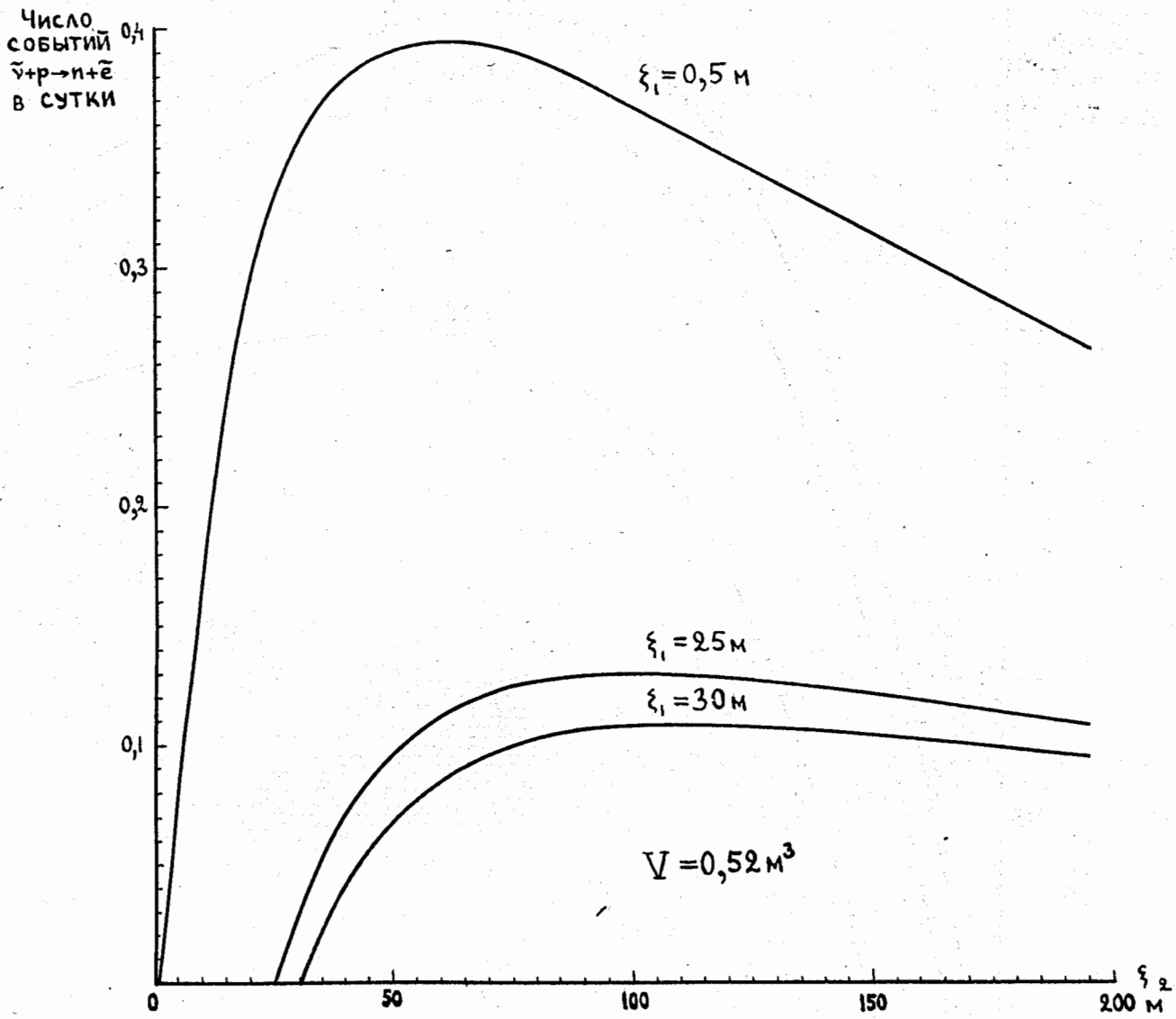


Рис.2

Число  
СОБЫТИЙ  
 $\bar{\nu} + p \rightarrow n + \bar{e}$   
В СУТКИ

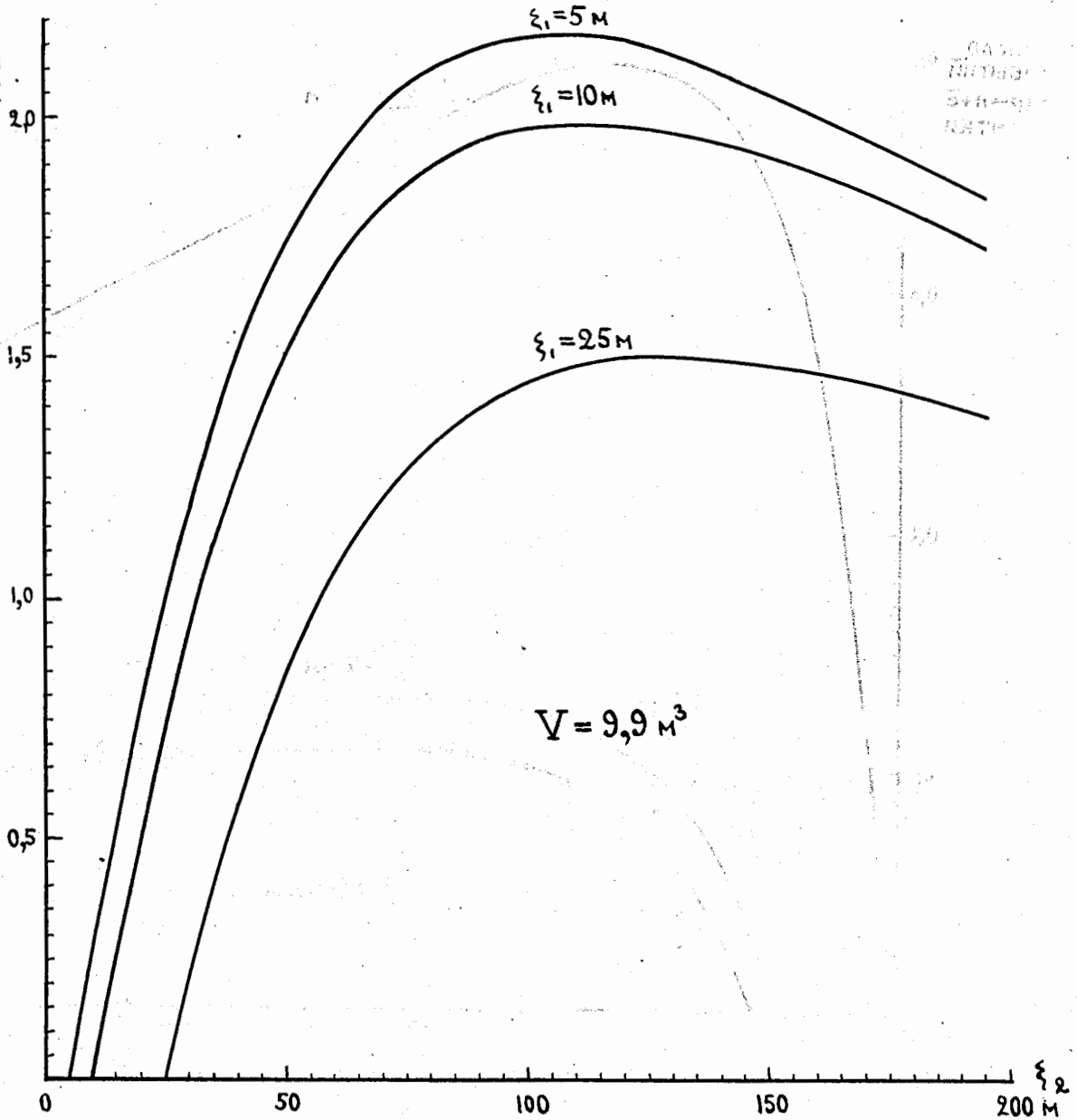


Рис.3

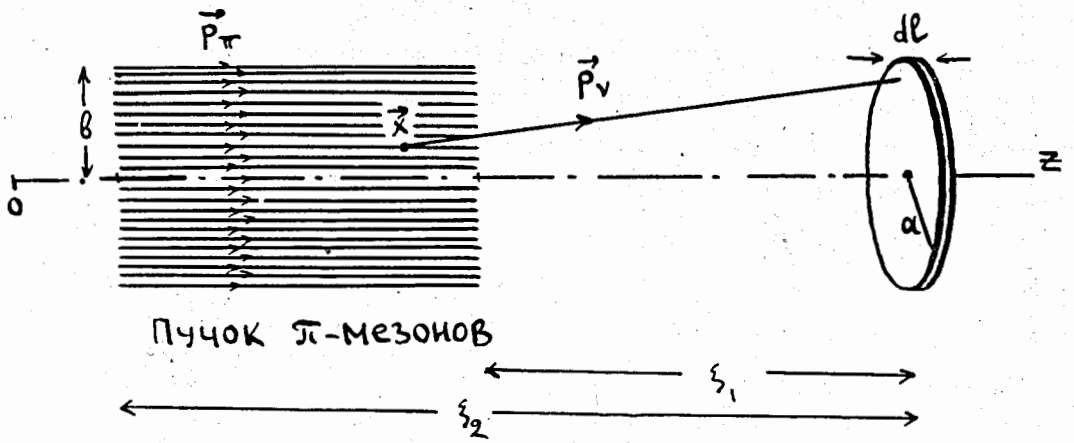


Рис.4

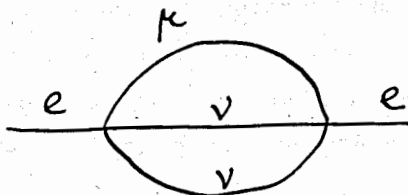
## О РОЛИ ВЫСШИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ ДЛЯ СЛАБЫХ ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Р.А.Асанов, Б.Н.Валуев

Ниже разбирается вопрос о пределе применимости современной теории слабых взаимодействий на основе анализа различных высших по константе взаимодействия эффектов (1).

Количественные оценки этих эффектов зависят от места обрезания соответствующих расходящихся интегралов. Сравнение с экспериментом дает верхние границы для импульса обрезания.

Как известно, слабые взаимодействия неплохо описываются в первом приближении теории возмущений по константе  $G$ . Это объясняется малостью константы  $G$  или, точнее, малостью безразмерного параметра разложения  $Gk^2/(2\pi)^2$ , здесь  $k$  - максимальный виртуальный импульс ("импульс обрезания"). Использование весьма неудовлетворительной техники "обрезания" было пока неизбежным, поскольку теория четырехфермионных взаимодействий в настоящем виде является неперенормируемой. При импульсах  $k \ll 1000 m_N$ , скажем при  $k \sim m_T$  или  $k \sim m_N$ , малость параметра разложения обеспечена. Однако, если существенны именно  $\beta$ -распадные длины  $\sim 10^{-16}$  см, положение может измениться. Простейшее указание на величину длины  $10^{-16}$  см можно получить уже из соображений размерности константы  $G$ , которая тем самым требует введения некоторой длины в теорию (величина комбинации  $\sqrt{G_F/\hbar c}$  имеет порядок  $10^{-16}$  см). Затем, некоторую характерную длину можно получить, рассматривая поправку к собственной массе электрона за счет четырехфермионного взаимодействия (В.П.Силин (2)), то есть диаграмму вида



что в скалярном варианте дает добавку

$$\frac{\Delta m_e}{m_e} \approx - G^2 k^4 \ln \frac{k}{m_e},$$

откуда "радиус" электрона ( $r \sim \frac{1}{k}$ , где  $k$  соответствует  $|\frac{\Delta m}{m}| \sim 1$ ),  
обязанный такому взаимодействию, оказывается равным тоже  $\sim 10^{-16}$  см.

Заметим для сравнения, что другие длины (не считая нуклонных), которые могли бы появиться в теории, например, связанные с гравитационными силами (3) или с чисто электродинамическими силами, имеют, по-видимому, намного меньшую величину. В самом деле, гравитационный "радиус" электрона имеет величину порядка  $10^{-55}$  см, а "радиус" электрона, обязанный электродинамическим силам, т.е. добавке к собственной энергии электрона

$$\frac{\Delta m_e}{m_e} = \frac{3\alpha}{2\pi} \left( \ln \frac{k}{m_e} + \frac{1}{4} \right) \quad (\text{Вайскопф}^{/4/}),$$

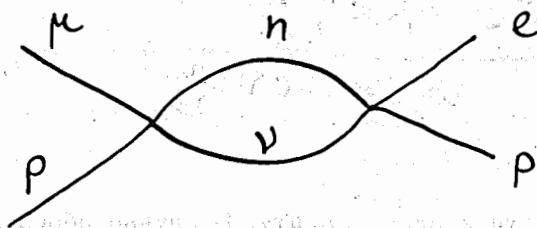
имеет еще меньшую величину  $\sim 10^{-140}$  см.

Итак, если действительно существенными для слабых взаимодействий являются длины  $l \sim (10^{-16} \div 10^{-17})$  см, (а соответствующие импульсы  $k \sim \frac{1}{l} \sim 1000 m_n$ ), то параметр разложения теории возмущений становится близким к единице  $\frac{Gk^2}{(2\pi)^2} \sim 1$  и ясно, что высшие приближения в этом случае не могут быть пренебрежимыми.

Мы попытаемся рассмотреть, к каким следствиям вело бы такое положение для процессов при низких энергиях, используя грубые оценки по порядку величины, без учета матричной структуры взаимодействия. (Заметим, что учет высших приближений не ведет к изменению варианта в эффективном гамильтониане для  $\beta$ -распада<sup>/5/</sup>). Заметим, что концепция  $\frac{Gk^2}{(2\pi)^2} \sim 1$  могла бы быть привлекательной для теории универсального взаимодействия Ферми в том смысле, что она уменьшала бы число феноменологических гамильтонианов, объясняя взаимодействие всех токов  $j_a$ <sup>/6/</sup> между собою. Вначале при рассмотрении мы будем считать, что существует только один вид нейтрино в природе.

Возможность исследования процессов с участием сильно взаимодействующих частиц в интересующем нас смысле видимо исключается в результате существования электромагнитного (Хофштадтер<sup>/7/</sup>) нуклонного формфактора, который и будет

приводить к обрезанию виртуальных импульсов на достаточно малой величине ( $\sim m_N/3$ ). В случае же отсутствия этого формфактора уже учет второго приближения при  $k \sim 1000 m_N$  давал бы процесс превращения  $\mu$ -мезона в электрон, например, на протоне, в результате взаимодействия вида

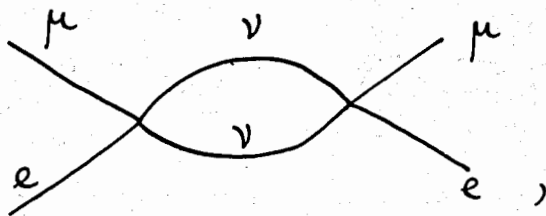


Оценка второго приближения дает

$$\frac{\sigma_{II}(\mu^- p \rightarrow e^- p)}{\sigma_I(\mu^- p \rightarrow n \bar{\nu})} \approx \frac{G^2 k^4}{16\pi^4} \sim 1$$

при  $k \sim 1000 m_N$ , в то время как эксперимент для этого отношения дает цифру  $\frac{\sigma_{II}}{\sigma_I} \leq 5 \cdot 10^{-4}$  /8/. Следовательно, опыт требовал бы уже ограничения импульсами порядка  $k \leq 200 m_N$ , однако вероятно "зарезание" происходит еще ниже вследствие существования хойштадтеровского формфактора.

Поэтому обратимся к процессам с участием только частиц  $\mu$ ,  $\nu$ ,  $e$  и фотонов, не участвующих в сильных взаимодействиях. Процесс перезарядки мюония в антимюоний



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

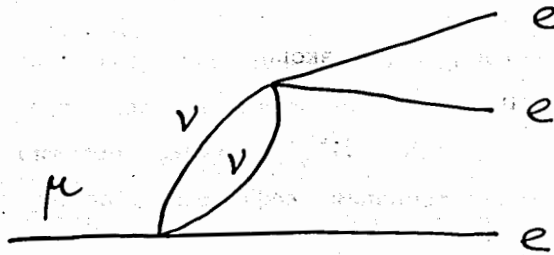


с последующим распадом  $\mu^-$ -мезона был рассмотрен Б.М. Понтекорво<sup>19/</sup>. Приведенные им оценки соответствуют тому, что при наличии импульса  $k \sim 1000 m_N$  вероятность этого процесса по отношению к вероятности распада  $\mu^+$ -мезона, которая в основном и должна определять время жизни первичной системы, составляет

$$\frac{w(\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+, \mu^- \rightarrow e\nu\bar{\nu})}{w(\mu^- \rightarrow e\nu\bar{\nu})} \sim 10^{-5},$$

что, по-видимому, доступно эксперименту. В случае обрезания  $k \sim m_N$  это отношение на много порядков меньше ( $\sim 10^{-20}$ ). Можно показать, что запрет перехода  $\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+$ , который мог бы возникнуть из-за разности масс мюония и антимюония в веществе, на самом деле места не имеет. Эксперимент по наблюдению перезарядки мюония, таким образом, является вполне мыслимым.

Рассмотрим процесс распада  $\mu \rightarrow 3e$  через слабые взаимодействия. В низшем приближении диаграмма имеет вид

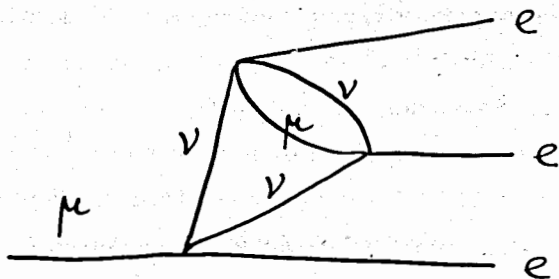


оценка вклада такой диаграммы дает

$$\frac{w(\mu \rightarrow 3e)}{w(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} \approx \frac{G^2 k^4}{16\pi^4},$$

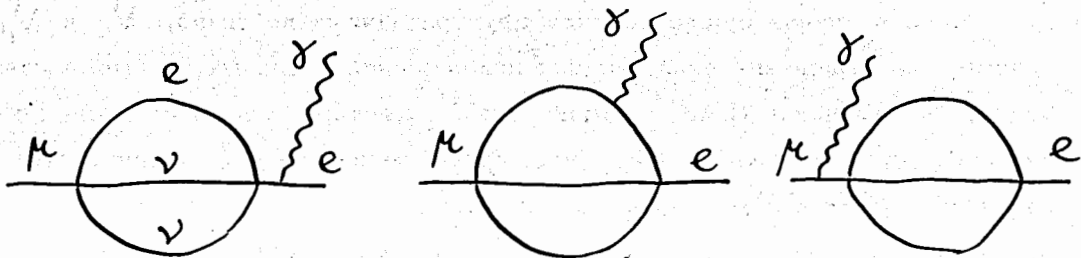
что при  $k = 1000 m_N$  составляет  $\sim 1$ , в явном противоречии с экспериментом. Экспериментальная цифра дает для этого отношения величину  $\leq 4 \cdot 10^{-6/10/}$ , и для непротиворечивости эксперименту следовало бы считать  $k \leq 60 m_N$ . Заметим,

что мы предположили существование взаимодействия  $(\bar{e}\nu)(\bar{\nu}e)$ . Однако, мыслимы диаграммы с участием только "реальных" вершин, например,



Такие диаграммы тоже приводят при  $k \sim 1000 m_\nu$  к вероятностям, превышающим экспериментально наблюдаемые, но в этом случае  $k_{\max}$  входит в более высокой степени.

Рассмотрим диаграммы вида



приводящие к распаду  $\mu \rightarrow e + \gamma$ . Оценка таких диаграмм дает для вероятности процесса  $\mu \rightarrow e + \gamma$

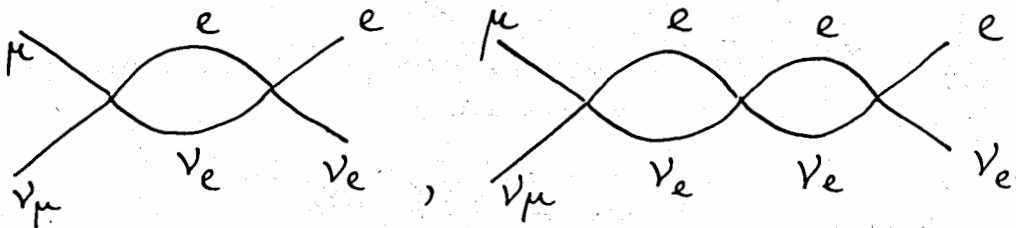
$$w \sim \frac{\alpha}{(4\pi)^4} (G\mu^2)^2 \left( \frac{Gk^2}{4\pi^2} \right)^2 \mu,$$

здесь  $\alpha = \frac{1}{137}$ ,  $\mu$  - масса  $\mu$ -мезона. Экспериментально известно, что  $w_{\mu \rightarrow e \gamma} \lesssim 1 \text{ сек}^{-1}$ . Отсюда получаем оценку

$$k_{\max} \lesssim 160 m_\nu.$$

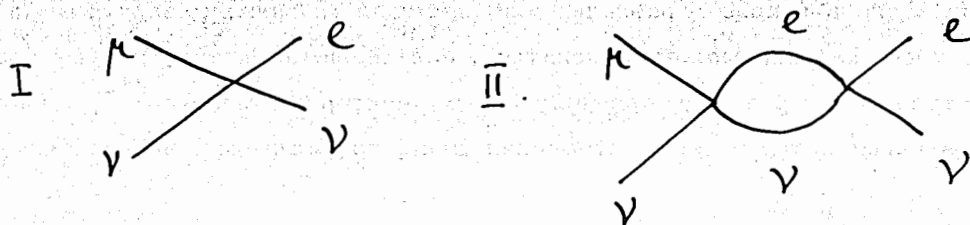
Таким образом казалось бы, что эксперимент сегодня не подтверждает предположения о возможности существования больших промежуточных импульсов в слабых взаимодействиях. Следует заметить, однако, что процессы типа  $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$ ,  $\mu \rightarrow e + \tilde{e} + e$ ,  $\mu \rightarrow e + \gamma$  могут быть строго запрещены по другим причинам, нежели малостью промежуточного импульса. Для этого достаточно было бы, например, существования двух типов нейтрино,  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , каждое из которых входит во взаимодействие только в паре с электроном или мюоном<sup>(12)</sup>. В этом случае все рассмотренные нами диаграммы были бы запрещены (кроме диаграмм собственной энергии электрона и мюона). В схеме Фейнмана и Гелл-Манна такие процессы запрещаются с помощью феноменологического запрета на нейтральные токи  $j_\alpha$ . Что касается существования двух типов нейтрино,  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , то действительно, такая возможность до сих пор остается, и нужны специальные эксперименты, чтобы подтвердить тождественность или нетождественность этих видов нейтрино. (Подробнее см. Б.М.Понтекорво<sup>(13)</sup>).

Обратимся теперь к процессам, в которых роль высших приближений могла бы сказаться даже в случае существования двух различных нейтрино,  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ . Существенным для выяснения роли высших приближений в слабых взаимодействиях может оказаться замечание Я.А.Смородинского<sup>(14)</sup>, которое сводится к следующему. Известно, что векторная константа, определенная из  $O^{14}$ , и константа, определенная из  $\mu \rightarrow e \nu \tilde{\nu}$  распада, несколько отличны друг от друга<sup>(16)</sup> (с введением электромагнитных поправок это расхождение еще более увеличилось<sup>(16)</sup>). В то же время, как заметил Смородинский, учет высших приближений мог бы оказать влияние на различие эффективных констант. Действительно, если в процессе  $\mu \rightarrow e + \tilde{e} + \tilde{\nu}$  роль высших приближений видимо невелика вследствие наличия сильно взаимодействующих частиц, что исключает возможность высоких промежуточных импульсов, то в распаде  $\mu \rightarrow e \nu \tilde{\nu}$  они безусловно играли бы роль



и т.д.

при этом существенно, что ситуация имеет место независимо от того, существуют ли два типа нейтрино (мюонные и электронные), или один. Отсюда следует, что экспериментально наблюдаемое время жизни  $\mu$ -мезона может отличаться от времени, вычисленного теоретически в первом приближении с использованием константы  $G_V$ , определенной из распада  $0^{14}$ . Оценим, какое ограничение на промежуточный импульс может наложить эта разница  $\tau_{\text{эксп.}}$  и  $\tau_{\text{теор.}}$ , если считать, что она обязана полностью высшим приближениям. Будем считать, что вероятность процесса  $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$  определяется суммой всего двух диаграмм, первого и второго порядка, т.е.  $\omega_{\text{эксп.}} = \omega_{\text{I+II}}$ .



Тогда, предполагая

$$G_{\mu e} = G_{ee},$$

$$\frac{\omega_{\text{I+II}}}{\omega_{\text{I}}} \cong \left| 1 + G_{ee} \frac{k^2}{(2\pi)^2} \right|^2 = 1 + 2 \cos\varphi \frac{|G|k^2}{4\pi^2} + \frac{|G|^2 k^4}{16\pi^4}$$

Используя данные  $\frac{1}{\omega_{\text{эксп}}} = 2,20 \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \quad /15/$

$$\text{и } \frac{1}{\omega_{\text{теор}}} = \frac{1}{\omega_{\text{I}}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \quad /16/$$

мы должны получить

$$\frac{\omega_{\text{I+II}}}{\omega_{\text{I}}} = 1 + 0,06.$$

Наиболее жесткое ограничение на максимальный импульс обрезания получим, если фаза  $G_{ee}$  равна нулю, т.е.  $\cos \varphi = 1$ . Тогда  $Gk^2/4\pi^2 \lesssim 0,06$  отсюда  $k_{max} \lesssim 300 m_N$ . При любых других значениях фазы  $\varphi$  оценка получается менее жесткой. Однако, оценка очень груба, здесь не учтены ни более высокие приближения, ни электромагнитные поправки. Кроме того, нельзя считать очень надежной цифру  $\tau_{теор}$  ввиду того, что электромагнитные поправки к векторной константе  $O^{14}$ , с помощью которых вводятся поправки к  $\tau_{теор}$ , получены в низшем приближении, и при использовании обрезания, а потому не могут считаться абсолютно достоверными <sup>/16/, /17/</sup>.

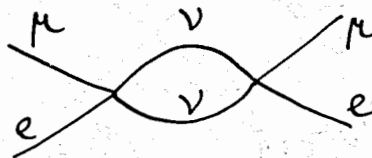
Резюмируя, можно сказать, что анализ вопроса о существовании высокого импульса  $k_{max}$  при рассмотрении процессов в области малых энергий упирается прежде всего в вопрос о различии или сходстве мюонных и электронных нейтрино. Кроме того, картина может измениться, если взаимодействие между токами  $j_\alpha$  осуществляется через поле промежуточных векторных мезонов <sup>/12/</sup>, гипотезу о существовании которых на сегодняшний день, по-видимому, нельзя считать отвергнутой.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору М.А.Маркову за постановку задачи и постоянное внимание.

#### Дополнение

В недавней работе Б.Л.Иоффе <sup>/18/</sup> было проведено более детальное рассмотрение эффектов высших приближений для слабых взаимодействий.

Полученные в этой работе ограничения на импульс обрезания несколько отличны от наших оценок. Эти различия обусловлены тем, что некоторые графики согласно Б.Л.Иоффе, дают малый вклад, в то время как в наших оценках они существенны. Например, в случае типичного графика  $(\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+)$



получается, что этот график не дает члена  $\sim k_{\text{max}}^2$ .

Мы хотели бы указать, что этот результат не является безусловным. Действительно, член  $\sim k^2$  исчезает, если вводить обрезание так же, как в случае собственной энергии фотона в электродинамике, т.е. с сохранением градиентной инвариантности теории.

Но такого свойства симметрии, аналогичного градиентной инвариантности в электродинамике, нет у  $(VA)$ -теории в целом. (Даже условие  $\frac{\partial V_k}{\partial k_\mu} = 0$  является пока недоказанным).

Взятый в отдельности указанный график допускает такую симметрию приближенно (т.е. для членов  $\sim k^2$ ), но требования к введению обрезания должны, вообще говоря, включать сохранение лишь симметрий, присущих всей теории в целом.

Мы благодарны Б.Л.Иоффе за обсуждение этого пункта.

#### Л и т е р а т у р а

1. M.A.Markov, Hyperonen und K-Mesonen, Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1960.
2. В.П.Силин. ЖЭТФ, 21, 462 (1951).
3. М.А.Марков. ЖЭТФ, 17, 849 (1947).
4. V.Weisskopf, Phys.Rev. 56, 72 (1939)
5. Б.Н.Валуев. ЖЭТФ, 36, 1578 (1959).
6. R. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 /1958/.
7. R.Hofstadter, An.Rev. Nucl. Sciens. 7, 231 (1957).
8. S.Lokanathan, J.Steinberger, Phys.Rev. 100, 1490 (1955).
9. Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 33, 549 (1957).
10. R.Crittenden, W.Walker, I.Ballam.

IX международная конференция по физике высоких энергий, г.Киев, 1959 г.

11. D.Berley, J.Lee, M.Bardon. Phys.Rev. Lett. 2, 357 (1957).  
T.O.'Keefe, M.Rigby, J,Wormald, Proc.Phys.Soc. 73, 951 (1959).  
J.Askin, T.Fazzini, G.Fidecaro, N.H.Lipman, A.W.Merrison, H.Paul, Nuovo Cim. 14,1266 (1959)
12. J.Schwinger, Ann.of Phys. 2, 407 (1957).
13. Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 37, 1751 (1959).
14. Я.А.Смородинский, частное сообщение.
15. J.Fisher, B.Leontic, A.Lundby, R.Meunier, J.P.Stroot, Phys. Rev.Lett. 3, 349 (1959).
16. S.M.Berman, Phys.Rev. 112, 267 (1958).
17. Я.А.Смородинский, Хэ Цзо-сю, ЖЭТФ, 38, 1007 (1960).
18. Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ, 38, 1608 (1960).