

5-247

13/IV-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4939



Д.Ю. Бардин, С.М. Биленький, Б.М. Понтекорво

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОСЛА  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

О ПРОЦЕССЕ

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

1970

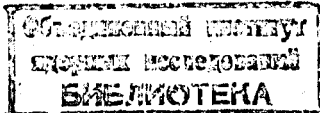
P2 - 4939

Д.Ю. Бардин, С.М. Биленький, В.М. Понтекорво

О ПРОЦЕССЕ

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

Направлено в Physics Letters



8263/2 4P

1. Недавно была опубликована работа <sup>/1/</sup>, в которой высказана идея о том, что "диагональные" и "недиагональные" члены гамильтониана слабых взаимодействий никак не связаны и могут иметь совершенно разную природу. В то время как недиагональные слабые процессы довольно хорошо изучены, до последнего времени информация о диагональных членах гамильтониана слабых взаимодействий относилась в основном к нуклонной части гамильтониана и базировалась на опытах по исследованию эффектов несохранения чётности в ядерных переходах <sup>/2-5/</sup>. Некоторая информация о  $(\bar{\nu}_e)(\bar{\nu}_e e)$  члене гамильтониана взаимодействия была получена из опытов с нейтрино высоких энергий (верхний предел эффективной константы взаимодействия, см., например, <sup>/6/</sup>), а также из астрофизических данных <sup>/7/</sup>.

Эксперименты по изучению реакции



с использованием в качестве источника антинейтрино мощного уранового реактора проводятся и планируются в настоящее время несколькими группами экспериментаторов <sup>/8,9/</sup>.

В этой заметке обсуждается процесс (1) при самых различных пред-

положениях о взаимодействии антинейтрино и электронов. Будут рассмотрены следующие возможности:

1). Процесс рассеяния антинейтрино на электронах обуславливается четырехфермионным слабым взаимодействием.

2). Процесс  $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния обуславливается "аномальными" электромагнитными свойствами нейтрино.

Мы вычислим спектр электронов отдачи в процессе (1) с антинейтрино от уранового реактора и покажем, что измерение этого спектра позволило бы сделать важные заключения о характере "диагонального"  $\nu_e e$ -взаимодействия.

2. Начнём с рассмотрения процесса рассеяния антинейтрино на электронах в случае, когда эффективный гамильтониан взаимодействия имеет следующий общий вид:

$$H = \sum_{i=S, V, T, A, P} (\bar{e} O_i \nu_e) (\bar{\nu}_e [O_i (G_i + \gamma_5 G'_i)] e). \quad (2)$$

Здесь  $e$  и  $\nu_e$  - операторы электронного и нейтринного полей,

$$O^S = 1, O^V_\alpha = \gamma_\alpha, O^T_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta}, O^A_\alpha = \gamma_\alpha \gamma_5, O^P = \gamma_5.$$

Из условия эрмитовости гамильтониана (2) следует, что

$$G^*_i = G_i, G^*_P = -G^*_S, G^*_A = G^*_V, G^*_T = -G^*_T. \quad (3)$$

Для сечения рассеяния полностью поляризованных (правых) антинейтрино на электронах получаем из (2) следующее выражение<sup>x/</sup>:

<sup>x/</sup> Отметим, что сечение  $\nu_e e$ -рассеяния может быть получено из (4), если в фигурных скобках выражения (4) заменить  $(pq) \rightarrow (pq')$ .

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt} = & \frac{1}{16\pi} \frac{1}{(pq)^2} \{ (pq)^2 [ |F_S|^2 + |F_P|^2 - 8|F_T|^2 ] + \\
& + 2[(pq')^2 + \frac{1}{4}t(t+2m^2)] [ |F_V|^2 + |F_A|^2 + 8|F_T|^2 ] + \\
& + 4[(pq')^2 - \frac{1}{4}t(t+2m^2)] \operatorname{Re}[F_V F_A^* - (F_S + F_P) F_T^*] + \\
& + m^2 t \operatorname{Re}[F_S F_V^* - F_P F_A^* + 6(F_V - F_A) F_T^*] \}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где

$$F_S = G_S - G_S', \quad F_P = G_P + G_S^{*'}, \quad F_V = G_V + G_V', \quad (5)$$

$$F_A = G_A + G_V^{*'}, \quad F_T = G_T - G_T' \dots$$

В выражении (4)

$$t = (q' - q)^2 = (p - p')^2, \quad pq' = pq + \frac{t}{2}$$

( $q$  и  $p$  ( $q'$  и  $p'$ ) — импульсы начальных (конечных) антинейтрино и электрона, а  $m$  — масса электрона). Очевидно, что

$$\begin{aligned}
t &= 2mE, \\
p \cdot q &= -mE_\nu, \quad (6)
\end{aligned}$$

где  $E$  — кинетическая энергия электрона в л.с., а  $E_\nu$  — энергия налетающего антинейтрино в л.с. Отметим, что при фиксированном значении  $E_\nu$  кинетическая энергия электрона  $E$  изменяется в интервале

$$0 \leq E \leq \frac{2E_\nu^2}{m + 2E_\nu} \quad (7)$$

Вычислим спектр электронов отдачи в процессе рассеяния антинейтрино на электронах для случая, когда источником антинейтрино является урановый реактор.

Спектр электронов отдачи в случае, когда падающие антинейтрино монохроматичны, дается следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \int_{E_\nu^{\min}(E)}^{E_\nu^{\max}} \frac{d\sigma}{dE} n(E_\nu) dE_\nu / \int_0^{E_\nu^{\max}} n(E_\nu) dE_\nu \quad (8)$$

Здесь  $n(E_\nu)$  - функция, характеризующая спектр антинейтрино, а

$$E_\nu^{\min}(E) = \frac{E}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2m}{E}} \right) \quad (9)$$

Вычислим спектр электронов отдачи для следующих вариантов четырех-фермионного взаимодействия:

- 1) V-A - варианта с константой взаимодействия  $G_D$ , которая может отличаться от обычной константы слабых взаимодействий  $G$ ;
- 2) векторного (аксиального) варианта взаимодействия;
- 3) скалярного (псевдоскалярного) варианта взаимодействия.

Полагая в выражениях (4) и (5)  $G_V = G_A = G'_V = \frac{G_D}{\sqrt{2}}$ ,  $G_I = G'_I = 0$  ( $i \neq V, A$ ), получаем следующее выражение для сечения  $\bar{\nu}_e$  -рассеяния в случае

V-A -варианта взаимодействия:

$$\left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{V-A} = \frac{G_D^2}{\pi} \frac{1}{(p \cdot q)^2} \left( p \cdot q + \frac{t}{2} \right)^2 \quad (10)$$

Для остальных рассматриваемых вариантов взаимодействия из (4) находим:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{V(A)} = \frac{G_{V(A)}^2}{8\pi} \frac{1}{(pq)^2} \left[ \left(pq + \frac{t}{2}\right)^2 + \frac{1}{4} t(t+2m^2) \right], \quad (11)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{S(P)} = \frac{G_{S(P)}^2}{16\pi}. \quad (12)$$

Вычисления величины  $\frac{d\bar{\sigma}}{dE}$  были проведены со спектром антинейтрино от уранового реактора, полученным в работе /10/. Результаты вычисления приведены в первых трех колонках таблицы. Как видно из таблицы, спектр электронов отдачи в случае V-A - взаимодействия существенно отличается от спектров электронов отдачи для остальных рассмотренных вариантов.

Таблица  
Спектр электронов отдачи  $d\bar{\sigma}/dE$  в процессе  $\bar{\nu}_e$  -рассеяния (антинейтрино от реактора). В таблице приведены значения  $d\bar{\sigma}/dE$  в единицах  $\sigma_0$

Взаимодействие	V-A	V	S	Электромагнитный радиус	Магнитный момент
$\sigma_0$	$\frac{2G_D^2 m}{\pi}$	$\frac{G_V^2 m}{4\pi}$	$\frac{G_S^2 m}{8\pi}$	$\frac{R^2 m e^4}{\pi}$	$\frac{e^2 \mu^2}{4\pi m} \left(\frac{e}{2m}\right)^2$
E					
1.0	$2 \cdot 10^{-1}$	$4.5 \cdot 10^{-1}$	$6.6 \cdot 10^{-1}$	$7.8 \cdot 10^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-1}$
1.5	$9.8 \cdot 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{-1}$	$4.7 \cdot 10^{-1}$	$5.1 \cdot 10^{-1}$	$6.8 \cdot 10^{-2}$
2.0	$4.8 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-1}$	$3.2 \cdot 10^{-1}$	$3.4 \cdot 10^{-1}$	$2.9 \cdot 10^{-2}$
3.0	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$
4.2	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$7.7 \cdot 10^{-4}$
5.5	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$5.6 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{-5}$
6.7	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$

Величина  $(\frac{d\bar{\sigma}}{dE})_{V-A}$  падает с ростом энергии значительно быстрее, чем  $(\frac{d\bar{\sigma}}{dE})_{V(A)}$  и  $(\frac{d\bar{\sigma}}{dE})_{S(P)}$ . Это связано с тем, что рассеяние антинейтрино на  $180^\circ$  в пределе  $m \rightarrow 0$  запрещено для  $V-A$  -варианта.

Так как сечение  $(\frac{d\bar{\sigma}}{dE})_{S(P)}$  не зависит от энергии электрона  $E$ , то из (8) очевидно, что величина  $(\frac{d\bar{\sigma}}{dE})_{S(P)}$  как функция энергии  $E$  ведет себя так же, как интеграл  $\int_{E_\nu^{min}(E)}^{E_\nu^{max}(E)} n(E_\nu) dE_\nu$ . Спектры элект-

ронов отдачи в случае векторного (аксиального) вариантов и в случае скалярного (псевдоскалярного) вариантов, как видно из таблицы, имеют сходное поведение. На основании этих расчётов можно заключить, что даже сравнительно грубое измерение спектра электронов отдачи в процессе (1) с антинейтрино от реактора позволило бы отличить  $V-A$  -вариант от остальных вариантов взаимодействия.

3. Рассмотрим теперь процесс (1), считая, что рассеяние происходит за счёт электромагнитного взаимодействия.

Обсудим следующие предположения<sup>x/</sup>.

1)  $\bar{\nu}_e$  - рассеяние обуславливается электромагнитным радиусом антинейтрино.

2)  $\bar{\nu}_e$  -рассеяние обуславливается магнитным моментом антинейтрино.

Сечение  $\bar{\nu}_e$  -рассеяния имеет в этих двух случаях следующий вид:

x/ Амплитуда электромагнитного  $\bar{\nu}_e$  -рассеяния, обусловленного виртуальными слабыми взаимодействиями, мала по сравнению с амплитудой рассеяния за счёт прямого слабого взаимодействия<sup>/11-12/</sup>. Мы рассматриваем здесь такой случай, когда антинейтрино обладает "аномально большими" магнитным моментом или радиусом. Как хорошо известно, магнитный момент двухкомпонентного нейтрино равен нулю<sup>/13-14/</sup>. Предполагая, что нейтрино обладает магнитным моментом, мы допускаем, следовательно, что масса нейтрино может быть отлична от нуля.



$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_R = \frac{R^2}{2\pi} \frac{e^4}{(pq)^2} \left[ (pq)^2 + \left(pq + \frac{t}{2}\right)^2 - \frac{1}{2} t m^2 \right], \quad (13)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\mu = \frac{1}{8\pi} e^2 \mu^2 \left(\frac{e}{2m}\right)^2 \frac{1}{(pq)^2 t} \left[ 2(pq)^2 + (pq)t \right]. \quad (14)$$

Здесь  $\mu$  — магнитный момент антинейтрино в магнетонах Бора  $e/2m$ , а

$$R = \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle,$$

где  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$  — среднеквадратичный радиус антинейтрино,  $e^2 = 4\pi\alpha$ .

Результаты вычисления спектра электронов отдачи для случаев, когда  $\bar{\nu}_e e$  — рассеяние происходит за счёт электромагнитного радиуса и магнитного момента антинейтрино, приведены в четвёртой и пятой колонках таблицы. Как видно из таблицы, в случае, когда  $\bar{\nu}_e e$  — рассеяние обуславливается магнитным моментом антинейтрино, спектр электронов отдачи существенно более мягкий, чем в случае, когда рассеяние обусловлено электромагнитным радиусом.

4. В заключение в связи с возможным отличием сечения  $\bar{\nu}_e e$  — рассеяния от того, что предсказывает универсальная "ток x ток" теория, сделаем следующее замечание. Если  $(\bar{e}\nu_e)(\bar{\nu}_e e)$  — взаимодействие не такое, как предсказывается "ток x ток" теорией, то это может свидетельствовать о нарушении  $\mu \rightarrow e$  симметрии, которая содержится в "ток x ток" гамильтониане. Если это действительно так, то  $(\bar{\mu}\nu_\mu)(\bar{\nu}_\mu\mu)$  взаимодействие может отличаться от  $(\bar{e}\nu_e)(\bar{\nu}_e e)$  — взаимодействия. Исследование процесса образования пар  $\mu$  — мезонов при взаимодействии мюонных нейтрино большой энергии с ядрами наряду с изучением  $\bar{\nu}_e e$  — рассеяния должно пролить свет на этот вопрос.

Мы выражаем глубокую благодарность Л.Б.Окуню, Г.Т. Зацепину, Л.А.Микаэляну и Л.Е.Чудакову за полезные обсуждения рассмотренных здесь вопросов, С.И.Биленькой и В.С. Киселёву за помощь в расчётах. Мы благодарим Ф.Райнса, любезно информировавшего нас о ходе экспериментальных исследований процесса  $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния, проводящихся его группой.

#### Литература

1. M. Gell-Mann, M. Goldberger, N. Kroll and F. Low. Phys.Rev., 179, 1518 (1969).
2. В.М. Лобашов, В.А.Назаренко, Л.Ф.Саенко, Л.М.Смотрицкий, Г.И.Харкевич. Письма ЖЭТФ, 3, 268 (1966), 5, 73 (1967).
3. Yu.C. Abov, P.A. Krupchitsky, M.I. Bulgakov, O.N. Ermakov and I.L. Karpikdin. Phys.Lett., 27,B, 16 (1968).
4. F. Boehm, E. Kankeleit. Nucl.Phys., A109, 467 (1968).
5. Waiming E.F. Stecher-Rasmussen, W. Ratumski and J. Kopecky. Phys.Lett., 25B, 200 (1967).
6. D.H. Perkins. Topical Conference on Weak Interactions, CERN, Geneva, 14-17 January (1969).
7. M.A. Ruderman, Topical VConference on Weak Interactions, CERN, Geneva, 14 - 17 January (1969). Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 36, 1615(1959).
8. F. Reines, H.S. Gurr, T.L. Jenkins, J.H. Munsee.  
Труды международного семинара по физике нейтрино и нейтринной астрофизике, 216. Москва (1968).
9. L.A. Mickaelian, P.E. Spivak, V.G. Tsinoev. Proc. of XII International Conference on High Energy, Dubna 1964, vol. 2, p. 29.
10. F.T. Avignone, S.M. Blakenship and C.W. Darden. Phys.Rev., 170, 931 (1968).
11. Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. ЖЭТФ 39, 1115 (1960).

12. J. Bernstein, T.D. Lee, Phys.Rev.Lett., 11, 512 (1963).
13. Л.Д. Ландау. ЖЭТФ 32, 407 (1957).
14. A. Salam, Nuovo Cim., 5, 299 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 февраля 1970 года.