

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



19/01-78

P2 - 11365

Б-611

2626/2-78

С.М.Биленький, Н.А.Дадаян, Е.Х.Христова

НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ  
И  $\nu$ - $\nu$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

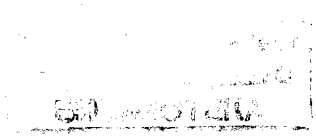
1978

P2 - 11365

С.М.Биленький, Н.А.Дааян, Е.Х.Христова

**НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ  
И  $\nu$ - $\nu$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ**

*Направлено в ЯФ*



Биленький С.М., Дадаян Н.А., Христова Е.Х.

P2 - 11365

Нейтринные процессы при высоких энергиях  
и  $\nu$ - $\nu$ -взаимодействие

Из анализа данных, полученных на пучках нейтрино высоких энергий, найдена верхняя граница эффективной константы взаимодействия между нейтрино,  $F_{\nu\nu}$ . Показано, что  $F_{\nu\nu} < 2,8 \cdot 10^4 G$ ; эта граница на порядок ниже существовавшей до сих пор верхней границы константы  $F_{\nu\nu}$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Bilenky S.M., Dadajan N.A., Khristova E.Ch.

P2 - 11365

Neutrino Processes at High Energies and  $\nu$ - $\nu$ -Interaction

Based on analysis of data obtained on high energy neutrino beams, an upper limit for effective constant of  $\nu$ - $\nu$  interaction  $F_{\nu\nu}$  has been determined. It is shown that  $F_{\nu\nu} < 2,8 \cdot 10^4 G$ : this limit is by an order lower, as compared to the existed hitherto limit for the constant  $F_{\nu\nu}$ .

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. Открытие в 1973 году нейтральных токов несомненно, свидетельствует о том, что взаимодействие нейтрино и адронов и нейтрино и лептонов является слабым. Что известно о взаимодействии нейтрино с нейтрино?

Несколько лет назад в работах<sup>/1,2/</sup> было обращено внимание на то, что данные опыта не позволяют исключить аномального весьма сильного взаимодействия между нейтрино. Анализ данных по распадам пионов и каонов, а также первых нейтринных данных ЦЕРНа показал<sup>/1/</sup> что

$$F_{\nu\nu} < 2 \cdot 10^6 G. \quad /1/$$

где  $F_{\nu\nu}$  - эффективная константа  $\nu$ - $\nu$  взаимодействия, а  $G$  - константа Ферми.

В 1973 году с целью поиска  $\nu$ - $\nu$  взаимодействия был поставлен специальный эксперимент. В этом опыте велся поиск распада

$$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \nu \bar{\nu}. \quad /2/$$

который мог бы наблюдаться, если бы между нейтрино имелось достаточно сильное взаимодействие. Распад /2/ не был наблюден и была получена следующая верхняя граница отношения  $B(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \nu \bar{\nu})$  вероятности распада /2/ к полной вероятности распада  $K^+$ -мезонов

$$B(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \nu \bar{\nu}) < 6 \cdot 10^{-6}. \quad /3/$$

Эти данные позволили понизить на порядок по сравнению с /1/ верхнюю границу эффективной константы  $\nu-\nu$  - взаимодействия. Именно, из /3/ следует, что

$$F_{\nu\nu} < 1.7 \cdot 10^5 \text{ Г} . \quad /4/$$

Граница /4/ оставалась до сих пор лучшей верхней границей  $F_{\nu\nu}$  /4/. В последнее время группой Стейнбергера в ЦЕРНе /4/ получены новые данные на пучках нейтрино высоких энергий. В настоящей работе с целью получения информации о  $\nu-\nu$  - взаимодействии эти данные анализируются. Мы покажем, что учет новых нейтринных данных позволяет приблизительно на порядок улучшить границу /4/.

2. Гамильтониан  $\nu-\nu$  - взаимодействия запишем в виде

$$H_{\nu\nu} = \frac{F_{\nu\nu}}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\mu O_a \nu_\mu) (\bar{\nu}_\mu O_a \nu_\mu) . \quad /5/$$

Здесь

$$O_a = \gamma_a (a + b \gamma_5) \quad /6/$$

/a и b - параметры/. Очевидно, что в порядке  $F_{\nu\nu} \text{ Г}$  возможен процесс /см. диаграмму/

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \nu_\mu + \text{адроны} . \quad /7/$$

В эксперименте /4/ велись поиски  $\mu^+$  - мезонов, которые могли бы образоваться при взаимодействии нейтрино с нуклонами. Мы используем результаты этой работы для получения верхней границы эффективной константы  $\nu-\nu$  - взаимодействия. Так как энергии нейтрино в эксперименте /4/ достигают  $\sim 200 \text{ ГэВ}$ , то из этих данных можно надеяться получить более жесткое ограничение на константу  $F_{\nu\nu}$ , чем /4/, /"нечувствительность" данных по распадам пионов и каонов к величине константы  $F_{\nu\nu}$  связана с малым статистическим весом соответствующих каналов распада/.

Перейдем к вычислению сечения процесса /7/. Интересующая нас часть гамильтониана слабого взаимодействия имеет вид

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\mu \gamma_a (1 + \gamma_5) \mu) j_a + \text{h.c.} , \quad /8/$$

где  $j_a$  - заряженный слабый ток. Матричный элемент процесса /7/ дается выражением /см. диаграмму/

$$\begin{aligned} \langle f | S | i \rangle = & 2 \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{F_{\nu\nu}}{\sqrt{2}} N [ (\bar{u}(k_2) O_a u(k)) \times \\ & \times (\bar{u}(k_1) O_a \frac{1}{\kappa} \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u(-k')) \\ & - (k_1 \leftrightarrow k_2) ] \langle p' | J_a | p \rangle (2\pi)^4 \delta(p' - p - q) . \quad /9/ \end{aligned}$$

Здесь  $k$  и  $k_1$ ,  $k_2$  - соответственно импульсы начального и конечных нейтрино,  $k'$  - импульс  $\mu^+$  - мезона,  $p$  - импульс начального нуклона,  $p'$  - суммарный импульс конечных адронов,  $\kappa = k_1 + k_2 - k$ ,  $q$  - переданный импульс ( $q = k - k_1 - k_2 - k'$ );  $N$  - произведение стандартных множителей, отвечающих внешним лептонным линиям диаграммы. Так как спиральность начального нейтрино равна -1, то

$$\begin{aligned} & (\bar{u}(k_2) O_a u(k)) (\bar{u}(k_1) O_a \frac{1}{\kappa} \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u(-k')) \\ & = \left( \frac{a+b}{2} \right)^2 (\bar{u}(k_2) \gamma_a (1 + \gamma_5) u(k)) (\bar{u}(k_1) \gamma_a (1 + \gamma_5) \times \\ & \times \frac{1}{\kappa} \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u(-k')) = \Gamma_\beta(k_2, k_1, \dots) . \quad /10/ \end{aligned}$$

Имеем также

$$\Gamma_\beta(k_2, k_1, \dots) = -\Gamma_\beta(k_1, k_2, \dots) . \quad /11/$$

Отметим, что это соотношение можно получить с помощью преобразования Фирца.

Вычисление лептонного шнура значительно упрощается, если использовать соотношение

$$\begin{aligned} & \gamma_a \gamma_\rho \gamma_a' (1+\gamma_5) \dots \gamma_a \gamma_\rho \gamma_a' (1+\gamma_5) = \\ & = 4 \delta_{\rho\rho} \gamma_\sigma (1+\gamma_5) \dots \gamma_\sigma (1+\gamma_5), \end{aligned} \quad /12/$$

справедливое также и в случае, если матрицы, расположенные до и после многоточия, действуют на разные переменные /в нашем случае находятся в разных шпурах/. Для сечения процесса /7/ получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \sigma &= \left(\frac{a+b}{2}\right)^4 F_{\nu\nu}^2 G^2 2^7 \frac{1}{(2\pi)^8} \frac{M}{|pk|} \times \\ & \times \frac{1}{2} \int L_{\alpha\beta}(k, k_1, k_2, k') \delta(k_1+k_2+k'-k+q) W_{\alpha\beta}(p, q) \times \\ & \times \frac{d\vec{k}_1}{k_{10}} \frac{d\vec{k}_2}{k_{20}} \frac{d\vec{k}'}{k'_0} dq. \end{aligned} \quad /13/$$

Здесь

$$\begin{aligned} L_{\alpha\beta}(k, k_1, k_2, k') &= \frac{2k_1 k_2}{\kappa^4} [2\kappa\kappa(k'_\alpha \kappa_\beta - k'_\kappa \delta_{\alpha\beta} + \\ & + \kappa_\alpha k'_\beta + e_{\alpha\beta\rho\sigma} k'_\rho \kappa_\sigma) - \kappa^2(k'_\alpha k_\beta - \delta_{\alpha\beta} k'_\kappa k + \\ & + k_\alpha k'_\beta + e_{\alpha\beta\rho\sigma} k'_\rho k_\sigma)], \end{aligned} \quad /14/$$

$W_{\alpha\beta}$  - стандартный тензор, характеризующий адронную часть сечения глубоконеупругого взаимодействия нейтрино с нуклоном. Имеем следующее общее разложение

$$\frac{1}{2} \int L_{\alpha\beta} \delta(k_1+k_2+k'-k+q) \frac{d\vec{k}_1}{k_{10}} \frac{d\vec{k}_2}{k_{20}} \frac{d\vec{k}'}{k'_0} =$$

$$\begin{aligned} &= b e_{\alpha\beta\rho\sigma} q_\rho k_\sigma + a_1 (\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2}) + \\ & + a_2 (k_\alpha - \frac{qk}{q^2} q_\alpha) (k_\beta - \frac{qk}{q^2} q_\beta) + a_3 q_\alpha q_\beta + a_4 (k_\alpha q_\beta + q_\alpha k_\beta). \end{aligned} \quad /15/$$

Здесь  $b$  и  $a_i$  - функции инвариантов  $qk$  и  $q^2$ .

При рассмотрении  $W_{\alpha\beta}$  мы ограничимся партонным приближением /партонная модель, как известно, позволяет удовлетворительно описать практически все имеющиеся нейтринные данные/. В этом приближении

$$W_{\alpha\beta} q_\alpha = W_{\alpha\beta} q_\beta = 0. \quad /16/$$

Из /16/ следует, что только первые три члена разложения /15/ дают вклад в сечение. Используя методы ковариантного интегрирования, для величин  $a_1, a_2$  получаем выражения

$$\begin{aligned} a_1 &= (2\pi)^2 \frac{qk}{12} [(2qk+q^2) \ln \frac{2qk}{q} + 2(-2qk+q^2)], \\ a_2 &= (2\pi)^2 \frac{1}{12} \frac{(-2qk+q^2)^2}{8qk}. \end{aligned} \quad /17/$$

Имеем также

$$b = \frac{a_1}{2qk}. \quad /18/$$

Используя партонное приближение для усредненного по  $p$  и  $n$  полного сечения процесса /7/, из /13/ и /14/ получаем

$$\begin{aligned} \sigma &= \left(\frac{a+b}{2}\right)^4 F_{\nu\nu}^2 G^2 2^5 \frac{1}{(2\pi)^7} \frac{1}{ME^2} \times \\ & \times \int \{ [\frac{1}{Mx} (1 - \frac{2M^2 x^2}{q^2}) a_1 + \frac{2E}{q^2} (EMx - qk) a_2] F_2(x) \\ & + (-2Ex + \frac{qk}{M}) b F_3(x) \} \frac{q^2}{x^2} dq^2 dx d(qk). \end{aligned} \quad /19/$$

В этом выражении  $E$  - энергия нейтрино в лабораторной системе,  $x = \frac{q^2}{2M\nu}$ . Переменные интегрирования меняются в пределах

$$\frac{1}{2} q^2 \leq qk \leq \frac{q^2}{2Mx} E \left[ \sqrt{1 + \frac{4M^2 x^2}{q^2}} - 1 \right].$$

$$\frac{q^2}{2ME} \leq x \leq 1, \quad 0 \leq q^2 \leq 2EM. \quad /20/$$

Структурные функции имеют вид

$$F_2(x) = q(x) + \bar{q}(x), \quad /21/$$

$$F_3(x) = -q(x) + \bar{q}(x)$$

/функции  $q(x)$  и  $\bar{q}(x)$  характеризуют, соответственно, распределения партонов и антипартонов в нуклоне/. Учитывая вклад только  $u$  и  $d$  кварков, имеем

$$q(x) = xu(x) + xd(x), \quad /22/$$

$$\bar{q}(x) = x\bar{u}(x) + x\bar{d}(x).$$

Вычисление трехкратного интеграла проводилось на ЭВМ. При этом для функций распределения партонов мы использовали параметризацию

$$xu(x) = (1-x)^3 \sum_{k=0}^3 (a_k + \sqrt{x} b_k) C_k(x),$$

$$xd(x) = (1-x)^4 \sum_{k=0}^3 (a'_k + \sqrt{x} b'_k) C_k(x) \quad /23/$$

$$x\bar{u}(x) = 0,17(1-x)^{10},$$

$$x\bar{d}(x) = 0,17(1-x)^7,$$

предложенные в работе<sup>/5/\*</sup>. Здесь  $C_k(x) = \cos(k \arccos(2x-1))$  - полиномы Чебышева. Значения параметров  $a_k, b_k, a'_k, b'_k$  приведены в таблице IV работы<sup>/5/</sup>.

Перейдем теперь к обсуждению экспериментальных данных. В работе<sup>/4/</sup> изучались нейтринные события на пучке нейтрино от ускорителя ЦЕРНа SPS. Было наблюдеено 36000  $\mu^-$ -событий и 23  $\mu^+$ -события. Все наблюдаемые  $\mu^+$ -события могут быть объяснены фоновыми процессами /примесь  $\bar{\nu}_\mu$  в пучке нейтрино, распады  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов, образованных в процессах с нейтральными токами и др./ . Из этих данных можно получить верхнюю границу отношения  $R$  сечения процесса /7/ к сечению процесса

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}. \quad /24/$$

Имеем

$$R < 2,5 \cdot 10^{-4}. \quad /25/$$

С учетом спектра нейтрино, из /25/ получаем следующую верхнюю границу константы  $\nu\nu$ -взаимодействия

$$F_{\nu\nu} < 10^4 G \quad /26a/$$

( $a=b=1$ , V-A взаимодействие)

$$F_{\nu\nu} < 2,8 \cdot 10^4 G \quad /26b/$$

( $b=0, a^2 = \sqrt{2}$ , V- взаимодействие)

Отметим, что для сечения процесса /24/ принималось выражение<sup>/7/</sup>

$$\sigma_\mu = 0,83 \cdot 10^{-38} \frac{E}{\text{ГэВ}} \text{ см}^2. \quad /27/$$

\* Вычисления были проделаны также и для параметризаций<sup>/6/</sup> функций  $q(x)$  и  $\bar{q}(x)$ . Значения сечения процесса /7/ при этом практически не изменялись.

Сравнивая /266/ с границей /4/, полученной из результатов эксперимента /3/ по поиску аномального  $\nu-\nu$  взаимодействия, мы заключаем, что данные нейтринных опытов при высоких энергиях позволяют приблизительно на порядок понизить верхнюю границу эффективной константы  $\nu-\nu$  взаимодействия.

3. В теории Вайнберга-Салама /8/ взаимодействие между нейтрино возникает за счет обмена нейтральным Z-бозоном. Эффективный гамильтониан  $\nu-\nu$  взаимодействия имеет при этом вид

$$H_{\nu\nu} = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{4} (\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \nu_\mu) (\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \nu_\mu) \quad /28/$$

Таким образом, в случае стандартной теории

$$(F_{\nu\nu})_{W.S.} = \frac{1}{4} G, \quad (a=b=1). \quad /29/$$

Проверка /28/ на опыте представляла бы большой интерес. Наши расчеты показывают, однако, что исследование  $\nu-\nu$  взаимодействия с константой /29/ даже на пучках нейтрино ультравысоких энергий - задача чрезвычайной трудности /напр., при  $E_\nu = 2000$  ГэВ  $R = 0,2 \cdot 10^{-9}$ /.

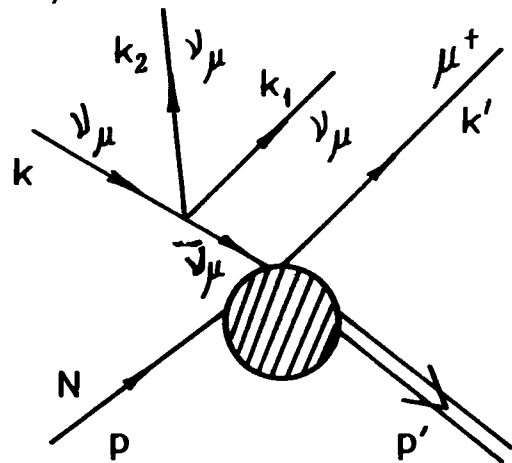


Диаграмма процесса  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \nu_\mu + \text{адроны}$ .

Мы хотели бы закончить следующим замечанием. В недавней работе /9/ была предложена альтернативная модель слабого взаимодействия, эквивалентная стандартной теории в том смысле, что она позволяет описать все существующие экспериментальные данные, включая данные по нейтральным токам. В такой теории эффективная константа взаимодействия между нейтрино может оказаться отличной от /29/.

Нам приятно поблагодарить С.И.Биленькую за большую помощь при проведении расчетов, а также Б.М.Понтекорво, Д.Ю.Бардина и Г.В.Мицельмахера за весьма полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bardin D.Y., Bilenky S.M., Pontecorvo B. *Phys. Lett.*, 1970, 32B, p.121.
2. Bialynicki-Birula Z. *Nuovo Cimento*, 1964, 33, p.1484.
3. Pang C.Y. e.a. *Phys.Rev.*, 1973, D8, p.1989.
4. Steinberger J. *Lectures at the Summer Institute, Cargese, preprint CERN*, 1977.
5. Field D.R., Feynman R.P. *Phys.Rev.*, 1977, D15, p.2590.
6. Buras A.J. *Preprint TH 2285, CERN*, 1977.
7. Perkins D.M. *Proc. 1975 Int. Symp. on Lepton and Proton Interactions. Stanford*, 1975, p.571.
8. Weinberg S. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, 19, p.1264. Salam A. "Elementary Particle Theory" *Almqvist and Wiksell, Stockholm*, 1969, p.367.
9. Bjorken J. *Proc. of Ben Lee Memorial Intern. Conf.*, October, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 марта 1978 года.