

Su8406064

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 83-175  
ОНФ (SERP-E-45)

С.В.Беликов, А.А.Волков, В.И.Кочетков, А.И.Мухин,  
Ю.М.Свиридов, К.Е.Шестерманов

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО  
ПО ДАННЫМ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
В НЕЙТРИННЫХ ПУЧКАХ ИФВЭ

Серпухов 1983

**С.В.Беликов, А.А.Волков, В.И.Кочетков, А.И.Мухин,  
Ю.М.Свиридов, К.Е.Шестерманов**

**ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО  
ПО ДАННЫМ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
В НЕЙТРИННЫХ ПУЧКАХ ИФВЭ**

**Направлено в Письма в ЖЭТФ**

Аннотация

Беликов С.В., Волков А.А., Кочетков В.И., Мухин А.И., Свиридов Ю.М., Шестерманов К.Е.

Ограничения на параметры осцилляции нейтрино по данным квазиупругого рассеяния в нейтринных пучках ИФВЭ. Серпухов, 1983.

8 стр. с рис. (ИФВЭ ОНФ 83-175, СКРП-Е-45).

Библиогр. 8.

Приводятся ограничения на параметры осцилляции мюонных нейтрино  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , полученные на основании анализа данных квазиупругого рассеяния в совместном эксперименте ИФВЭ-ИТЭФ на нейтринных пучках ИФВЭ. При значениях разности квадрата масс  $\Delta m^2 \geq 15 \text{ эВ}^2$  величина коэффициента смешивания  $\sin^2 2\theta \leq 9 \cdot 10^{-2}$  на уровне достоверности 90%.

Abstract

Belikov S.V., Kochetkov V.I., Mukhin A.I., Shestermanov K.E., Sviridov Yu.M., Volkov A.A.

Limitations on the Neutrino Oscillation Parameters from Quasielastic Scattering in the IHEP Neutrino Beams. Serpukhov, 1983.

p. 8. (IHEP 83-175, SKRP-E-45).

Refs. 8.

Results on the limitations of inclusive  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillation parameters have been derived from the analysis of the IHEP-ITEP data on quasielastic neutrino and antineutrino scattering obtained in the IHEP neutrino beams. The mixing parameter  $\sin^2 2\theta$  does not exceed  $9 \cdot 10^{-2}$  (90% CL) at  $\Delta m^2 \geq 15 \text{ eV}^2$ .

# I

Проблемы смешивания нейтрино, проявлением которого являются нейтринные осцилляции<sup>/1/</sup>, находятся сейчас в центре внимания экспериментальных исследований с нейтринными пучками. Наибольшее количество результатов было получено на ускорителях в экспериментах с мюонными нейтрино, в которых искались переходы в нейтрино другого типа  $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e (\bar{\nu}_e)$  и  $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\tau (\bar{\nu}_\tau)$ . Это направление исследований оказалось наиболее простым, так как примесь электронных нейтрино в пучках мюонных нейтрино находится на уровне одного процента, а возможная доля тау-нейтрино — ещё меньше. Этими экспериментами установлены ограничения на углы смешивания ( $\sin^2 2\theta \lesssim 10^{-2}$  при больших  $\Delta m^2$ ) и на разности квадратов масс ( $\Delta m^2 \lesssim 1 \text{ эВ}^2$  и  $\Delta m^2 \lesssim 3 \text{ эВ}^2$  при максимальном угле смешивания  $\sin^2 2\theta \simeq 1$  для  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  переходов соответственно)<sup>/2/</sup>.

Другая постановка экспериментов, в которых исследуется, какая доля  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$  исходных нейтрино остается после прохождения пути от источника до детектора, является более сложной. Она требует или хорошего количественного знания исходного спектра нейтрино и сечения взаимодействия анализируемого процесса, или использования двух идентичных по своим характеристикам нейтринных детекторов на разных расстояниях от источника. Такая "инклюзивная" постановка экспериментов может ответить на вопрос о том, какая доля исходного типа нейтрино переходит в "стерильные", т.е. не взаимодействующие  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ , одним из примеров которых может быть процесс  $\nu_L \rightarrow \bar{\nu}_L$ .

В выполненных в последнее время экспериментах с мюонными нейтрино в космических лучах<sup>/3/</sup> и с электронными антинейтрино от реактора<sup>/4/</sup> были получены новые ограничения на параметры углов смешивания и разности квадратов масс:  $\Delta m^2 \lesssim 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  при максимальном угле смешивания и  $\sin^2 2\theta \lesssim 0,65$  при больших разностях масс для мюонных нейтрино и  $\Delta m^2 \lesssim 0,016 \text{ эВ}^2$  при  $\sin^2 2\theta = 1$  и  $\sin^2 2\theta \lesssim 0,17$  при  $\Delta m^2 > 5 \text{ эВ}^2$  для электронных антинейтрино.

Планируются и проводятся новые эксперименты на ускорителях как в эксклюзивной, так и в инклюзивной постановках<sup>/2, 5/</sup>.

В настоящем сообщении приводятся ограничения на параметры осцилляции для мюонных нейтрино из определения  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$ , полученные на основании анализа результатов совместного ИФВЭ-ИТЭФ эксперимента по изучению квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино и антинейтрино нуклонами на нейтринных пучках ускорителя ИФВЭ<sup>/6/</sup>.

## II

В выполненном анализе результатов эксперимента мы опирались на два обстоятельства.

Первое: исходные энергетические спектры (абсолютные значения потоков в разных интервалах энергии) мюонных нейтрино и антинейтрино были определены экспериментально<sup>/7/</sup> по измерению мюонных потоков в железе защиты и использованию информации о выходах мезонов при взаимодействии 70 ГэВ протонов с мишенью нейтринного канала, на основании этих потоков были получены полные сечения квазиупругого рассеяния в соответствующих энергетических интервалах<sup>/6/</sup>.

Второе: величины полного сечения квазиупругого рассеяния в тех же интервалах энергии можно рассчитать, исходя из известных формфакторов этого процесса, определение которых не опирается на знание конкретного вида нейтринного спектра.

В стандартной теории<sup>/8/</sup>  $Q^2$ -распределение в квазиупругом рассеянии описывается тремя формфакторами  $F_V(Q^2)$ ,  $F_M(Q^2)$  и  $F_A(Q^2)$ :

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dQ^2} \sim \frac{1}{(s-m^2)} \left\{ [(s-m^2)^2 + \frac{1}{2}t(s-u)](F_V^2 + F_A^2) + M^2t(F_V^2 - F_A^2) + t(su + 2M^2t - M^4)F_M^2 + 2Mt^2F_VF_M \pm t(s-u)(F_V + 2MF_M)F_A \right\},$$

где  $Q^2 = -q^2 = -t$ ;  $s$ ,  $t$ ,  $u$  - обычные инварианты;  $M$  - масса нуклона. Знаки ( $\pm$ ) перед последним членом относятся к рассеянию нейтрино (верхний), и антинейтрино (нижний). Вкладом индуцированного псевдоскаляра пренебрегается, так как при наших энергиях он составляет доли процента.

Формфакторы  $F_V$  и  $F_M$  берутся в дипольной форме из экспериментов по рассеянию электронов с векторной массой  $M_V = 0,84 \text{ ГэВ}/c^2$ . В аксиальном формфакторе, для которого также обычно принимается дипольная параметризация

$$F_A(Q^2) = \frac{F_A(0)}{(1 + Q^2/M_A^2)^2}, \quad \text{где } F_A(0) = -1,2546 \pm 0,0069,$$

остаётся один неизвестный параметр - аксиальная масса  $M_A$ .

Значение  $M_A = (1,00 \pm 0,04) \text{ ГэВ}/c^2$  в нашем эксперименте<sup>/6/</sup> было получено из совместного анализа  $Q^2$ -распределений в процессах  $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p$  и  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ p$ -рассеяний. Оно совпадает в пределах ошибок со средним мировым значением этой величины, определенным в основном из данных по рассеянию нейтрино при более низких энергиях. Поэтому было проведено их усреднение, которое дало значение  $M_A = (0,99 \pm 0,02) \text{ ГэВ}/c^2$ . Эта величина аксиальной массы использовалась нами для получения полных сечений квазиупругого рассеяния расчётным методом.

Полученные таким образом значения сечений отражают величины потоков мюонных нейтрино и антинейтрино в месте расположения нейтринного детектора. В практических целях удобнее, однако, сравнивать сечения измеренные и вычисленные.

### III

Сравнение независимо полученных разными методами двух значений полного сечения квазиупругого рассеяния в соответствующих интервалах энергии позволяет установить, отличаются ли потоки нейтрино (антинейтрино), вызывающие взаимодействия в нейтринном детекторе, от исходных потоков. В принимаемом обычно приближении, что убывание нейтрино исходного типа определяется в основном одним переходом  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ , определяемая вероятность выражается в виде<sup>/1/</sup>

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left( 1,27 \frac{R}{E_\nu} \Delta m^2 \right).$$

здесь  $R$  - среднее расстояние от источника нейтрино до детектора.

В таблице приводятся величины отношений  $r_{\nu_\mu}$  и  $r_{\bar{\nu}_\mu}$  измеренных сечений  $\sigma_\nu(\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p)$  и  $\sigma_{\bar{\nu}_\mu}(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ p)$  к вычисленным  $\sigma_\nu^o$  и  $\sigma_{\bar{\nu}_\mu}^o$  в разных диапазонах энергии, средние значения которых  $E_\nu$  даются в первом столбце.

Таблица

$E_\nu$ (ГэВ)	$r_{\nu_\mu} = \frac{\sigma_\nu(\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p)}{\sigma_\nu^o}$	$r_{\bar{\nu}_\mu} = \frac{\sigma_{\bar{\nu}_\mu}(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ p)}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu}^o}$	$\langle r \rangle_\nu = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x)$
3,5	0,89±0,11	0,89±0,12	0,91±0,08
4,5	1,05±0,11	0,90±0,13	0,99±0,08
5,5	1,00±0,11	0,93±0,14	0,97±0,09
6,5	0,98±0,12	1,01±0,16	0,99±0,10
7,5	0,94±0,15	0,97±0,17	0,95±0,11
9,0	0,92±0,12	1,04±0,19	0,95±0,10
12,0	1,24±0,18	1,08±0,24	1,18±0,14
20,0	1,05±0,18	1,13±0,35	1,07±0,16

В анализе мы использовали усредненные данные нейтринного и антинейтринного экспериментов (четвертый столбец таблицы), предполагая CP-инвариантность в осцилляциях нейтрино. Получены значения  $\Delta m^2 = (4,1 \pm 1,9) \text{ эВ}^2$  при  $\sin^2 2\theta = 1$  и для больших значений разности масс ( $\Delta m^2 = 50 \text{ эВ}^2$ ) -  $\sin^2 2\theta = 0,02 \pm 0,05$ .

Результаты представлены на рисунках. На рис. 1 сплошной и пунктирной линиями приведены зависимости от энергии  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  при двух крайних значениях параметров осцилляции: для максимального угла смешивания ( $\sin^2 2\theta = 1$ ,  $\Delta m^2 = 4,1 \text{ эВ}^2$ ) и для больших значений разности масс ( $\Delta m^2 = 50 \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta = 0,02$ ) соответственно совместно с экспериментальными точками. На рис. 2 пунктирной линией показано полученное решение двумерной зависимости для параметров  $\Delta m^2$  и  $\sin^2 2\theta$ , а сплошной линией - ограничение на эти параметры на уровне достоверности 90%. На этом же рисунке приведено ограничение, полученное с космическими нейтрино на Баксанской подземной установке<sup>/3/</sup>.

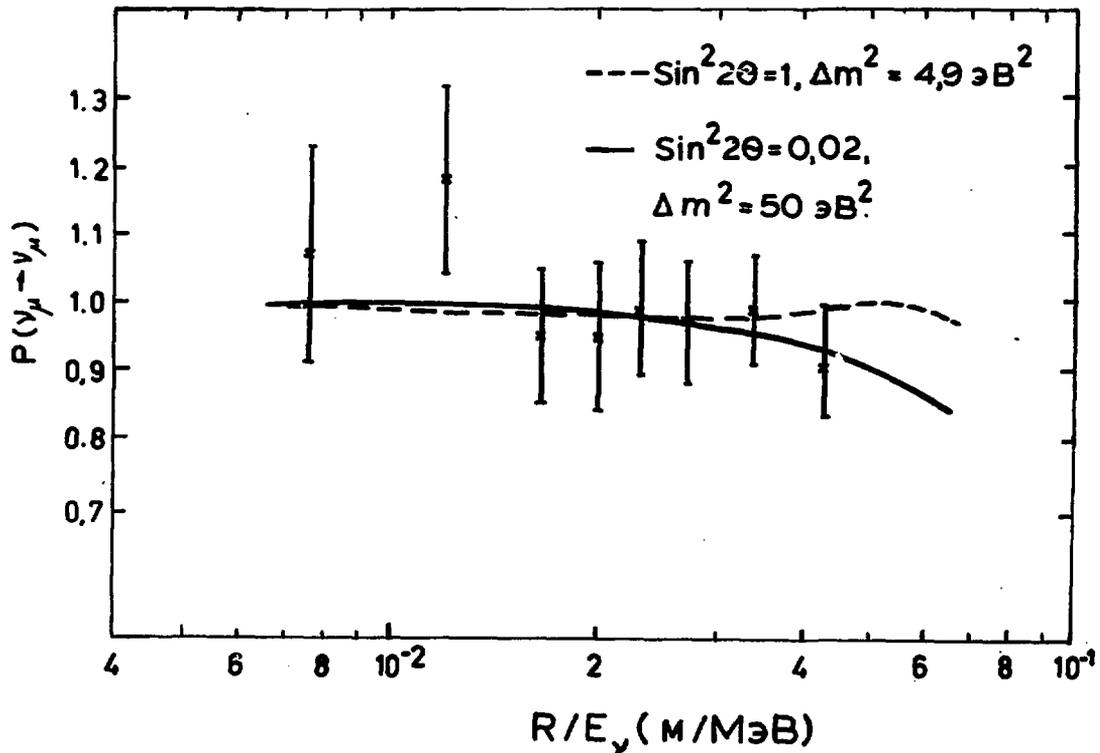


Рис. 1. Экспериментальные значения вероятности  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  в зависимости от величины отношения  $R/E_\nu$ . Сплошная и пунктирная кривые - два решения при крайних значениях параметров осцилляции.

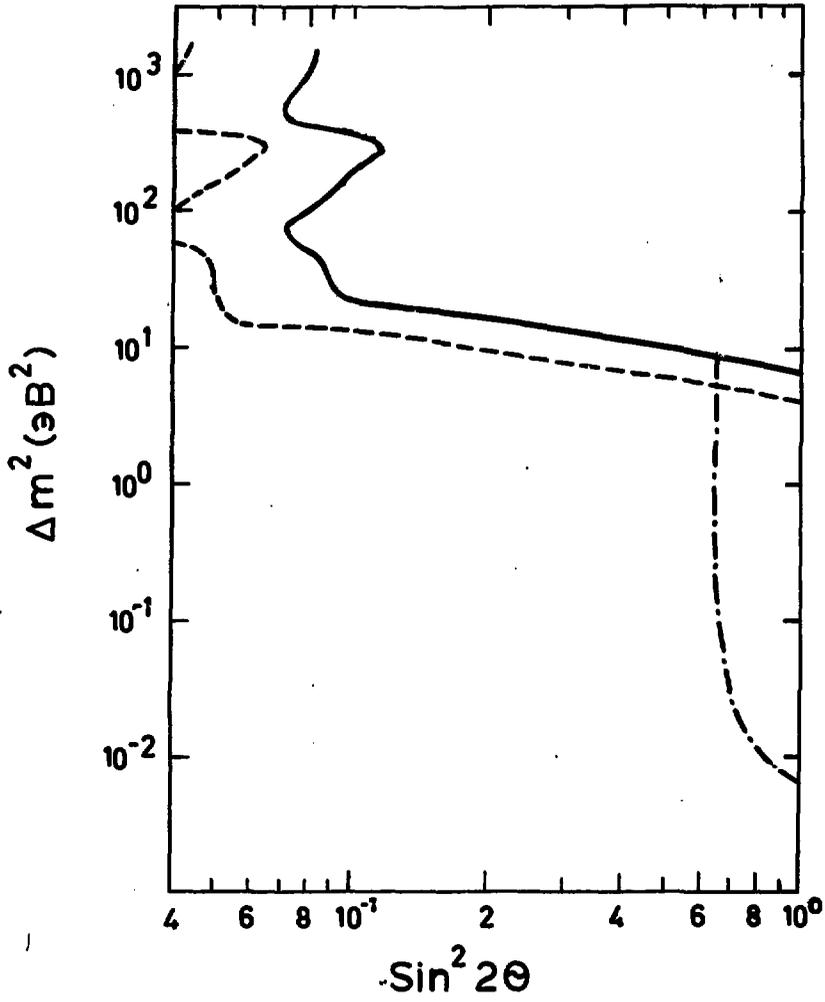


Рис. 2. Ограничения на параметры  $\nu_\mu + \nu_\tau$  осцилляций: сплошная линия - эта работа, штрих-пунктирная линия - работа<sup>[3]</sup>. Пунктирная кривая - решение по анализу данных настоящей работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Понтекорво Б. - ЖЭТФ, 1957, 33, с. 549; 1958, 34, с. 247; 1967, 53, с. 1717.  
См. также обзор Bilenky S.M., Pontecorvo B. - Phys. Rep., 1978, 41, p. 226.
2. См. например, Wachsmuth H. - In: Proceed. of the Intern. Conf, "Neutrino-82", Budapest, 1982, vol. 1, p. 13.  
Baltay C. *ibid.* Suppl. p. 9.
3. Болиев М.М. и др. - ЯФ., 1981, 34, с. 1418.
4. Mössbauer R.L. - In: Proceed. of the Intern. Conf. "Neutrino-82", Budapest, 1982, vol. 1, p. 1.
5. Buniyatov S.A. *ibid.*, vol. 2, p. 249.
6. Беликов С.В. и др. - ЯФ, 1982, 35, с. 59.  
Беликов С.В. и др. - Препринт ИФВЭ 82-107, Серпухов, 1982.  
Беликов С.В. и др. - Препринт ИФВЭ 83-156, Серпухов, 1983.
7. Бугорский А.П. и др. - ЯФ. 1979, 29, с. 1506.  
Бельков А.А. и др. - Препринт ИФВЭ 82-99, Серпухов, 1982.
8. См., например Llewellyn Smith C.H. Phys. Rep. 1972, 3С, p. 261.

Рукопись поступила в издательскую группу  
3 октября 1983 года.

Цена 9 коп.

Индекс 3624

С.В.Белikov и др.

Ограничения на параметры осцилляций нейтрино по данным квазиупругого рассеяния в нейтринных пучках ИФВЭ.

Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Л.П.Тимкина.  
Корректор Т.Д.Галкина.

---

Подписано к печати 14.10.83. Т-19771. Формат 70x100/16.  
Офсетная печать. Индекс 3624. Цена 9 коп.  
Заказ 3063. 0,6 уч.-изд.л. Тираж 270.

---

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов  
Московской обл.