

1014

V



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В.Б. Беляев

P - 1014

О ВОЗМОЖНОСТИ НАКОПЛЕНИЯ
ОПТИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО
В ЗАМКНУТЫХ ПОЛОСТЯХ

Дубна 1962 год

В.Б. Беляев

P-1014

1579/3 148-

О ВОЗМОЖНОСТИ НАКОПЛЕНИЯ
ОПТИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО
В ЗАМКНУТЫХ ПОЛОСТЯХ

Объединенный институт
теоретической и экспериментальной физики
Библиотека

Дубна 1982 год

В постановке эксперимента, связанного с изучением свойств элементарных частиц, вообще говоря, может быть два аспекта. 1) Изучаются, в некотором смысле, "частные" свойства частицы, т.е. динамика ее взаимодействия с другими частицами (сечения, вероятности переходов и др.); 2) Изучаются "общие" свойства, которыми частица обладает всегда, независимо от того, с чем она взаимодействует, например, волновые свойства, четность, спин и др. С этой точки зрения возможны, по крайней мере, 2 пути увеличения эффективности регистрации взаимодействия нейтрино с веществом. Первый путь, предложенный несколько лет назад и осуществляющийся сейчас, состоит в изучении сечений слабых процессов в бэвной области энергий, так как современная теория слабых взаимодействий дает рост этих сечений с энергией. Второй путь связан с использованием волновых свойств нейтрино, а именно - явления полного внутреннего отражения. Действительно, пусть на границу 2-х сред падает пучок мягких нейтрино с энергией k_0 . Тогда, если существует $(\nu\nu)(\nu\nu)$ - взаимодействие, мы будем наблюдать преломление нейтринного пучка с коэффициентом преломления $n^{(1)}$, равным:

$$n = 1 + \frac{2\pi N Z}{k_0^2} f = 1 + \gamma, \quad (1)$$

где N - плотность вещества, Z - заряд ядра, f - амплитуда $\nu\nu$ - рассеяния. Для оптических нейтрино $E_\nu \ll mc^2$ и $^{(2)}$

$$f = \sqrt{2} g \cdot \frac{k_0}{\hbar c}, \quad (2)$$

где m - масса покоя электрона, g - константа слабого взаимодействия.

Пусть пучок нейтрино падает из более плотной среды на границу с менее плотной средой; тогда, начиная с некоторого угла α , будет происходить полное внутреннее отражение нейтринного пучка, причем $\cos \alpha = \frac{1}{n}$,

откуда для α получаем

$$\alpha = \sqrt{2\gamma} = \sqrt{\frac{4\pi N Z}{k_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{g}{\hbar c}}. \quad (3)$$

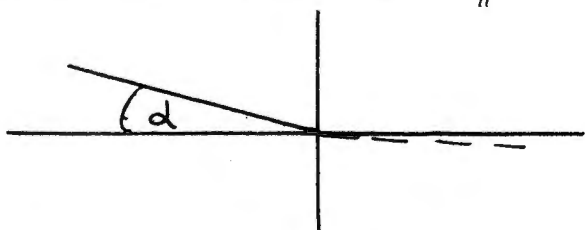
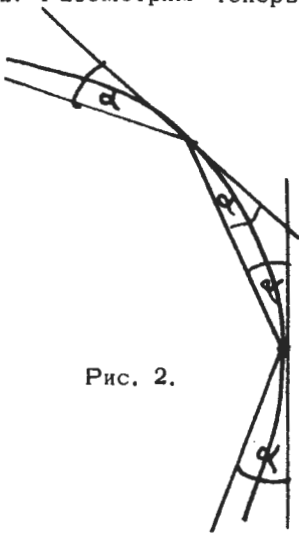


Рис. 1.

Таким образом, если мы возьмем замкнутую поверхность без изломов, например, сферу или эллипсоид, изготовленную из β -активного вещества, то все нейтрино, падающие на поверхность под углом α или меньше, будут испытывать полное внутреннее отражение и не выйдут из сферы, т.е. может происходить накопление нейтрино в тонком поверхностном слое

плотности. Рассмотрим теперь механизмы, из-за которых нейтрино будет выбывать из процесса накопления. Во-первых, нейтрино будут выбывать из-за неидеальности поверхности, т.е. из-за дифракции нейтрино на шероховатостях поверхности. В каждом отдельном отражении этот эффект ничтожен, однако, из-за малости угла α число отражений велико / для сферы оно равно $\frac{\pi}{\alpha}$ / и на величине максимального потока этот эффект может сказаться. Рассматривая шероховатости поверхности в виде сфер для интенсивности I , дифрагировавших нейтрино, получим:

Рис. 2.



$$I_1 = I_0 (1 - n)^2 (k_0 r)^4 \frac{8}{9} \quad (4)$$

где I_0 - интенсивность падающего потока нейтрино, n - показатель преломления, r - радиус шероховатости,

Во-вторых, даже при идеальном изготовлении отражающей поверхности, выбывание нейтрино будет происходить из-за отклонений от геометрической оптики, т.е. из-за дифракции на большой сфере. Интенсивность I_2 дифрагировавших нейтрино в этом случае (для сферы радиуса R) равна :

$$I_2 = I_0 \frac{(1 - n)^2}{k_0 R} \quad (5)$$

И, наконец, третий механизм, приводящий к выбыванию нейтрино из процесса накопления - это рассеяние в промежутках между отражениями^{x/}.

Оценим роль каждого из этих механизмов.

Длина свободного пробега нейтрино за счет рассеяния на электронах в промежутках между отражениями равна:

$$l = 2\pi R \nu_1,$$

или

$$\nu_1 = \frac{l}{2\pi R} = \frac{1}{NZ\sigma_{\nu} \cdot 2\pi R} \quad (6)$$

ν_1 - число оборотов.

С другой стороны, число оборотов ν_2 , необходимое для полного выбывания нейтрино из-за дифракции на шероховатостях поверхности определяется из условия:

$$\nu_2 \cdot \frac{8}{9} (k_0 r)^4 (1 - n)^2 \frac{\pi}{\alpha} = 1 \quad (7)$$

При современной точности обработки поверхностей ($r \approx 10^{-7}$ см) для $E_{\nu} \approx 10$ эв из (6) и (7) получаем

$$\nu_1 \approx \nu_2$$

^{x/} Вообще говоря, дифракция будет происходить также на флуктуациях плотности, возникающих в промежутках между отражениями нейтрино от поверхности; однако этот эффект мал из-за малости размеров флуктуаций.

Таким образом, для оптических нейтрино выбывание из-за дифракции на шероховатостях одного порядка с выбыванием из-за рассеяния на электронах в промежутках между отражениями. Из (5) видно, что дифракция на большой сфере много меньше дифракции на шероховатостях. Это означает, что все нейтрино данной энергии будут рассеиваться на электронах и приводить к оптическим переходам в атомах, что позволит зарегистрировать эффект. Для оценки количества накопившихся в полости нейтрино составим уравнение баланса.

Пусть $N(E, t)$ — число нейтрино с энергией E , находящихся в полости в момент t , тогда имеем:

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} = S(E, t) - \mu(E) N(E, t) + \int K(E, E') N(E', t) dE'. \quad (8)$$

Здесь S — интенсивность источника нейтрино, μ — сумма вероятностей выбывания за счет всех 3-х механизмов, указанных выше.

$K(E, E')$ пропорционально сечению $e\nu$ — рассеяния. Имея в виду в дальнейшем численное решение кинетического уравнения (8), мы ограничимся приближением, необходимым для оценки $N(E, t)$. Приближение состоит в том, что отбрасывается интегральный член. Это можно сделать для получения нижней границы $N(E, t)$. Приближенное уравнение легко решается, в результате получаем

$$N(E, t) = e^{-\mu t} \int_0^t e^{\mu t'} S(t') dt'. \quad (9)$$

Пусть источником нейтрино будут β — активные ядра, тогда

$$S(t) = \lambda N_1 e^{-\lambda t}$$

и

$$N(t) = \frac{\lambda N_1}{\mu - \lambda} [e^{-\lambda t} - e^{-\mu t}]. \quad (10)$$

Далее из условия $\frac{\partial N}{\partial t} = 0$ найдем время t_0 , за которое концентрация нейтрино достигнет максимума. Получаем:

$$t_0 = \frac{1}{\mu - \lambda} \ln \frac{\mu}{\lambda}, \quad (11)$$

а также N_{max} :

$$N = N_1 x^{\frac{1}{1-x}}, \quad \text{где} \quad x = \frac{\lambda}{\mu}.$$

Теперь определим величину N_1 . Имеем:

$$N_1 = \frac{\alpha}{4\pi} \Gamma N_0. \quad (12)$$

Здесь Γ — относительная ширина оптической области, N_0 — число β — активных ядер.

Если $\mathcal{W}(p)$ — спектр электронов, то для Γ имеем

$$\Gamma = \frac{\int_{p_1}^{p_0} W(p) dp}{\int_0^{p_0} W(p) dp} \quad p_0 - \text{верхняя граница } \beta \text{-спектра} \quad (13)$$

Для простоты оценки возьмем $W(p)$ в виде обычного фермиевского статистического множителя:

$$W(p) = c p^2 (E - E_0)^2, \quad (14)$$

тогда для Γ получаем следующие выражения

$$\begin{aligned} \Gamma &= 30 \frac{p_0 - p_1}{p_0} & p_0 \gg m \\ \Gamma &= \frac{p_0 - p_1}{p_0} & p_0 < cm \\ \Gamma &= 3,6 \frac{p_0 - p_1}{p_0} & p_0 \approx m. \end{aligned} \quad (15)$$

Во всех 3-х случаях в области оптических энергий нейтрино Γ расположено в интервале $10^{-4} - 10^{-5}$. Далее обычно реализуются случаи, когда $\lambda \gg \mu$, $x \gg 1$. В этом случае $\frac{1}{x} \frac{1}{1-x} \rightarrow 1$, и если для оценки взять 1 см^3 β -активных ядер для плотности ρ -нейтрино (случай сферы), то получаем:

$$\rho = \frac{a \Gamma N_0}{4\pi \Delta V} = 10^{14} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3} \quad (16)$$

что соответствует потоку $10^{24} - 10^{25} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Ясно, что при более точном вычислении плотности, ее величина может оказаться меньше приведенной, однако, сам процесс накопления, по-видимому, всегда имеет место.

Следует отметить также, что для существования процесса накопления нейтрино, кроме необходимости взаимодействия, следует предположить, что окружающее пространство не заполнено вырожденным нейтринным газом с поверхностью Ферми $E_F > 10 \text{ эв}^{1/3}$.

В заключение автор выражает благодарность Р.А. Асанову, в дискуссии с которым возникла тема данной работы, а также проф. Я.А. Смородинскому за полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. D.J.Hughes, Neutron Optics, New York, 1954.
2. И.В. Полубаринов, Сборник "К физике нейтрино высоких энергий". Препринт ОИЯИ, Д-577, 1960 г.
3. S.Weinberg, Universal Neutrino Degeneracy, Preprint.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июня 1962 года.