

КАК МИНИМИЗИРОВАТЬ ЭФФЕКТЫ, МАСКИРУЮЩИЕ ВОЗМОЖНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО?

Э.Е.Берлович

Рассмотрено влияние факторов, затрудняющих наблюдение нейтринных осцилляций в выполненных до настоящего времени опытах. Предлагается подземный низкофоновый радиохимический эксперимент с источником моноэнергетических нейтрино (К-захват), чем исключается нарушение когерентности нейтринного пучка, обусловленное непрерывным характером спектра нейтрино; минимизируются и другие причины, маскирующие эффект осцилляций.

Наблюдение осцилляций нейтрино, рассмотренных в работах Б.М.Понтекоро^{1, 2}, – имело бы фундаментальное значение для понимания природы этих частиц и однозначно свидетельствовало бы о наличии у них массы покоя. Поэтому важно понять, не связана ли безуспешность поисков осцилляций в реакторных и ускорительных экспериментах с нарушением условий, требуемых для наблюдения эффекта и указанных в работах ^{1, 2}, в частности, неравенств:

$$R \gg L > d, \quad (1)$$

где R , L и d – длина базы, длина осцилляций и сумма размеров источника d_1 и детектора d_2 , соответственно.

В обычно рассматриваемом упрощенном случае двух типов нейтрино, длина осцилляций в метрах равна

$$L = 2,47 E_\nu / \Delta m^2, \quad (2)$$

где E_ν – энергия нейтрино в МэВ, $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ – разность квадратов масс в эВ² нейтрино ν_1 и ν_2 , суперпозиция которых с весами, определяемыми углом смешивания θ , дает нейтрино наблюдаемого аромата (ν_e, ν_μ, ν_τ).

Условие $R \gg L$ вытекает из выражений для вероятности наблюдения нейтрино определенного типа, например, ν_μ на расстоянии R от источника, в котором рождаются нейтрино другого типа, например, ν_e :

$$W_{\nu_\mu \nu_e}(R) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1,27 \Delta m^2 R}{E_\nu} = \sin^2 \frac{\pi R}{L} \quad (3)$$

или того же типа:

$$W_{\nu_\mu \nu_\mu}(R) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1,27 \Delta m^2 R}{L}. \quad (4)$$

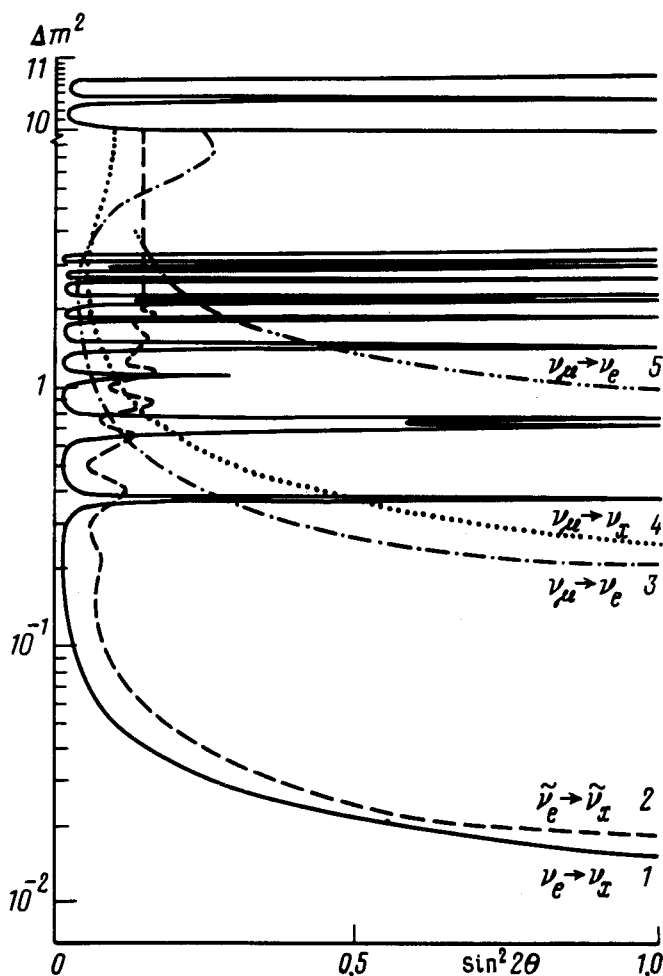
Однако, это неравенство требует уточнения. Очевидно, что при малых значениях отношения R/L и при R/L близких к целым числам $n = 0, 1, 2, 3 \dots$, осцилляции ненаблюдаемы. При R/L близких к полуцелым числам $n = 1/2, 3/2, 5/2 \dots$, осцилляции наблюдаемы, хотя при $R/L = 1/2$ условие $R \gg L$ и нарушается.

Условие $d < L$ следует из требования когерентности нейтринного пучка.

Когерентность нарушается также вследствие непрерывного характера энергетического спектра нейтрино, использующихся во всех выполненных до сих пор опытах по поиску осцилляций.

Роль указанных требований особенно существенна, если реализующийся в природе угол смешивания собственных значений ν_1 и ν_2 заданной пары типов нейтрино окажется малым.

Уникальную возможность полностью исключить нарушение когерентности обусловленное непрерывностью спектра нейтрино и минимизировать нарушение требований, вытекающих



Сравнение кривых, ограничивающих запрещенные (справа) области параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, в разных опытах. Кривая 1 – предлагаемый опыт; кривая 2 – работа ³; кривая 3 – работа ⁴; кривая 4 – работа ⁵; кривая 5 – работа ⁶

щих из условий (1), дает использование в подземной лаборатории интенсивного радиоактивного источника, ядра которого, испытывая K -захват, испускают моноэнергетические нейтрино. Наиболее подходящим по периоду полураспада представляется источник ^{65}Zn ($T_{1/2} = 245$ дн), который можно получить в реакции $n + ^{64}\text{Zn} \rightarrow ^{65}\text{Zn}$, облучая изотоп ^{64}Zn (предпочтительно обогащенный с 49 до 90 %) в активной зоне современных исследовательских реакторов с плотностью потока нейтронов $(3 - 4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Источник ^{65}Zn испускает нейтрино с энергией 1,35 МэВ; активность в насыщении при массе образца 7 кг может быть близкой к одному мзгакюри. Для детектирования наиболее выгодна реакция $\nu_e + ^7\text{Li} \rightarrow$

→ ${}^7\text{Be} + e^-$ (сечение $\sigma = 4,9 \cdot 10^{-44}$ см², порог 0,86 МэВ). Атомы ${}^7\text{Be}$ (K -захват, $T_{1/2} = 53$ дня), после облучения металлического лития массой в несколько тонн, извлекаются из растворенной литиевой мишени известными радиохимическими методами (добавлением малых количеств носителя) и вводятся внутрь низкофонового пропорционального счетчика.

Ожидаемая скорость счета актов K -захвата ${}^7\text{Be}$ (электроны Оже) в предположении, что при облучении литиевой мишени массой в одну тонну, ее расстояние от источника ${}^6\text{Zn}$ активностью в 1 мзакюри, равнялось одному метру, составляет порядка 100 отсчетов в сутки.

При ожидаемых скоростях счета все источники фона, существенные в радиохимическом эксперименте Дэвиса, где скорость счета, в пересчете на одну тонну C_2Cl_4 , составляла 0,0026 отсчета в сутки, здесь не играют роли. Главным источником фона оказываются солнечные нейтрино (если именно они регистрируются в установке Дэвиса): ожидаемый от них фон составляет в литиевом детекторе 0,3 отсчета в сутки на одну тонну (при расчете фона учитывались нейтрино от всех реакций на солнце). Фон счетчика может быть снижен применением весьма избирательных методов лазерной ионизационной спектроскопии в сочетании с позиционно чувствительным счетчиком.

На рисунке, сплошная линия изображает, в координатах $\sin^2 2\theta$ и Δm^2 , рассчитанную кривую, разграничивающую запрещенную (справа) и разрешенную области в предположении, что отношение чисел событий, зарегистрированных в двух тонких (0,1 – 0,15 м) детекторах сферической формы, расположенных на расстояниях 2 и 7 м от центра сферического же источника (диаметром 0,1 м), т. е. при базе в 5 м, отличается от единицы менее чем на 0,5%. Наблюдаемые на кривой узкие провалы обусловлены моноэнергетичностью нейтринного спектра. Кривая захватывает область малых углов смешивания ($\sin^2 2\theta = 0,01$).

С учетом неравенства (1) реальная область чувствительности данного метода составляет $0,7 < \Delta m^2 < 20$ эВ². Ввиду моноэнергетичности нейтрино эта область достаточно определена. Из сравнения этих чисел с данными рисунка следует, что низкие значения величины Δm^2 при больших углах смешивания, приведенные на кривой 1, лежат далеко за пределами области чувствительности. Этот же вывод относится и ко всем другим кривым рисунка. Так, для наилучшей кривой (с наименьшим значением параметра Δm^2), полученной на реакторе в Гесгене³ (кривая 2), с $R = 64,7$ м, $d = d_1 + d_2 = 4$ м, $E_\nu = 3,5$ МэВ, чувствительный интервал $0,13 < \Delta m^2 < 2,2$ эВ². Для работ, выполненных на протонном синхротроне в ЦЕРН, соответствующие пределы составляют, в случае группы CDHSW⁴ ($R = 755$ м, $d = 52$ м, $E_\nu = 3 \cdot 10^3$ МэВ), $10 < \Delta m^2 < 140$ эВ² (сравни с кривой 3); в случае группы CHARM⁵ ($R = 890$ м, $d = 48$ м, $E_\nu = 1,5 \cdot 10^3$ МэВ) $4,2 < \Delta m^2 < 78$ эВ² (сравни с кривой 4).

Напомним, что во всех выполненных работах, вследствие непрерывности спектра, картина осцилляций должна размываться и обнаружить эффект для каждого участка спектра значительно труднее, чем в случае моноэнергетического пучка нейтрино.

Автор благодарит Я.И.Азимова, Л.А.Микаэляна и Л.Б.Окуню за ознакомление с рукописью и полезные замечания.

Литература

1. Понтекорво Б.М. ЖЭТФ, 1967, 53, 1717; 1957, 33, 549; 1958, 34, 247.
2. Биленский С.М., Понтекорво Б.М. УФН, 1977, 123, 181.
3. Zacek V. et al. Phys. Lett., 1985, 164B, 193.
4. Bergsma F. et al. Phys. Lett., 1984, 142B, 103.
5. Dydak F. et al. Phys. Lett., 1984, 134B, 281.
6. Nemethy P. et al. Phys. Rev. D., 1981, 23, 262.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 октября 1988 г.