

теза об осцилляциях Н. была выдвинута в 1957 Понтекорво в связи с возможностью несохранения лептонного числа и по аналогии с осцилляциями $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (см. К-мезоны, Осцилляции элементарных частиц). В ультрарелятивистском пределе длина осцилляций — расстояние, на к-ром Н. возвращается в исходное состояние, равна: $l_\nu = 4\pi E_\nu / \Delta m^2$, где $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$. Глубина осцилляций $a = \sin^2 2\theta$, вероятность осцилляц. перехода $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ на расстоянии x от источника ν_e : $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2(\pi x / l_\nu)$; среднее значение вероятности: $\bar{P} = 1/2 \sin^2 2\theta$.

Выделяют два осн. типа осцилляций — осцилляции по аромату: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ и осцилляции в стерильные состояния (осцилляции $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$). В первом случае с расстоянием изменяются взаимодействия пучка Н., обусловленные заряд. токами, и не меняются, согласно теории ВГС, взаимодействия, обусловленные нейтральными токами. Напр., исходный ν_e -пучок в процессе распространения будет рождать μ или τ и т. д. Во втором случае подавляются оба типа взаимодействий.

Поиски осцилляций осуществляются в экспериментах на «исчезновении» и на «появлении». Измеряется полное число и спектр заряд. лептонов, рождаемых пучком Н. на разных расстояниях от источника. В первом случае (на «исчезновении») — это лептоны того же типа l , что и исходные Н. ν_l , т. е. ведётся поиск ослабления ν_l -потока. Во втором случае — это лептоны, не соответствующие типу исходного Н. Результаты экспериментов носят отрицат. характер, и это означает в предельных случаях малость либо величины угла смешивания, при к-рой глубина осцилляций меньше чувствительности установки (Δm^2 — любая), либо — Δm^2 (θ — любой), когда l_ν много больше расстояния источник — детектор и осцилляции не успевают развиться. Область исключённых значений $\sin^2(2\theta)$ и Δm^2 характеризуется $\sin^2(2\theta_{гр})$ — верхней границей для Δm^2 при больших Δm^2 и $\Delta m^2_{гр}$ — верхней границей для Δm^2 при макс. смешивании ($\theta = 45^\circ$). Реакторные эксперименты дают для осцилляций $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_x$, где $\nu_x = \nu_\mu, \nu_\tau$ или стерильное состояние $\sin^2 2\theta_{гр} = 0,16$, $\Delta m^2_{гр} = 0,008$ эВ². В экспериментах на ускорителях для осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ получаются соответственно значения $3 \cdot 10^{-3}$ и $0,1$ эВ²; для $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$: $4 \cdot 10^{-3}$ и $0,9$ эВ². Подземные эксперименты (Баксанский нейтринный телескоп, детектор IMB,

США) для моды $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ дали $\sin^2 2\theta_{гр} = 0,6$, $\Delta m^2_{гр} = 10^{-2}$ эВ². Кроме того, исключается область параметров $\Delta m^2 = (0,3-3) \cdot 10^{-4}$ эВ² и $\sin^2 2\theta \geq 0,3$.

Результаты экспериментов с солнечными Н. содержат указания на осцилляции $\nu_e \rightarrow \nu_x$, где $\nu_x = \nu_\mu, \nu_\tau$ или стерильное Н. Эксперименты чувствительны к $\Delta m^2 \geq 10^{-12}$ эВ² и $\sin^2 2\theta \geq 0,1$; с учётом резонансной конверсии нейтрино они становятся чувствительными к существенно меньшим значениям $\sin^2 2\theta$, вплоть до $10^{-3}-10^{-4}$ в диапазоне $\Delta m^2 = (10^{-8}-10^{-4})$ эВ². Регистрация Н. от гравитацион. коллапсов позволяет исследовать ещё больший диапазон Δm^2 , $\sin^2 2\theta$.

Распад Н. Если $m(\nu) \neq 0$, то, вероятно, все Н., кроме самого лёгкого, нестабильны. Допустимы след. моды распада.

а) $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + e^+ + e^-$. Н. ν_2 с массой $m_2 > 2m_0$ может рождаться [при учёте ограничений на $m(\nu_l), l = e, \mu, \tau$] либо как осн. составляющая ν_e , либо как малая примесь в ν_e, ν_μ . Вероятность распада в единицу времени:

$$\Gamma = \Gamma_\mu |u_{2e}|^2, \text{ где } \Gamma_\mu = G^2 m^6 / 192\pi^3.$$

Эксперим. поиски распада на реакторе и ускорителях дают ограничение на параметр смешивания $|u_{2e}|^2 \lesssim 10^{-3}$ в диапазоне масс (2-8) МэВ. Более строгие ограничения следуют из космологии и астрофизики.

б) Радиационный распад $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \gamma$: в теории ВГС его вероятность также пропорц. m_2 в 5-й степени:

$$\Gamma \cong \Gamma_\mu(m_2) \cdot \frac{27\alpha}{32\pi} \left(\frac{m_l}{m_W}\right)^4 |u_{2l}|^2, \quad (16)$$

u_{2l} — параметр смешивания, m_W и m_l — массы W-бозона и заряд. лептона l . В модифициров. моделях с правыми заряд. токами и др. Γ_ν пропорц. m_2^5 и может оказаться значительно большей, чем в (16). Поиски радиацион. распада в реакторных экспериментах позволили поставить нижний предел: $\tau/m_2 \geq 20$ с/эВ (τ — время жизни Н.). Наиб. сильные ограничения дают астрофизика и космология. В частности, из наблюдений сверхновой 1987А получена величина отношения $\tau/m_2 \geq 8 \cdot 10^{14}$ с/эВ. Измерения спектра реликтовых фотонов, к-рый мог бы быть искажён γ -квантами от распада ν_2 , чувствительны к величинам τ/m_2 , превышающим возраст Вселенной (\mathcal{E} — энергия Н.).

в) Распад $\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma \gamma$ может быть значительно быстрее предыдущего: его вероятность не содержит фактора $(m_l/m_W)^4$. Для этого распада справедливы те же ограничения, что и для однофотонного.

Кроме обсуждавшихся выше т. н. обнаружимых распадов, могут быть «невидимые» распады: г) $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \bar{\nu}_1 + \nu_1$ с $\Gamma \sim \Gamma_\mu$; д) $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \phi$, где ϕ — лёгкая или безмассовая скалярная частица (напр., майоров). Этот распад может оказаться наиб. быстрым ($\Gamma \sim h^2 m_2 / 16\pi$, где h — константа связи Н. с ϕ), и устранить космологич. ограничение (11) на массы Н.

О спектре масс Н. Возможное объяснение малости масс Н. по сравнению с массами заряд. частиц из соответствующих поколений фермионов предложили М. Гелл-Манн (M. Gell-Mann), П. Рамон (P. Ramond), Р. Сланский (R. Slansky) и Т. Янагида (T. Yanagida) в 1980. Неравенство (9) объясняется тем, что Н. — единств. частица из поколения фермионов, у к-рой все сохраняющиеся заряды равны нулю: $Q_T = Q_C = 0$, поэтому только Н. может иметь кроме дираковской массы майоровские массовые члены. На основании этого было получено соотношение: $m(\nu_l) = m_D^2 / m_R$, где m_D — типичная дираковская масса для данного поколения фермионов, m_R — майоровская масса правой компоненты Н., к-рая много больше m_D и, возможно, соизмерима с наиб. масштабом масс в теории, напр. с масштабом великого объединения.

Существование конечных масс у Н. в конкретных калибровочных теориях, за исключением мн. вариантов $SU_2 \times U(1)$ и SU_5 , представляется практически неизбежным.

Лит.: 1) Паули В., К старой и новой истории нейтрино, пер. с нем., в кн.: Теоретическая физика XX в., М., 1962; 2) Понтекорво Б. М., Страницы развития нейтринной физики, «УФН», 1983, т. 141, с. 675; 3) Алиханов А. И., Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β -распада, М., 1980; 4) Лелен Дж., Нейтрино, пер. с англ., М., 1960; 5) Reines F., Cowan C. L. Jr., Detection of the free neutrino, «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 830; 6) Рейнес Ф., Коуэн К. Л. мл., Нейтрино, пер. с англ., «УФН», 1957, т. 82, с. 391; 7) Марков М. А., Нейтрино, М., 1964; 8) Данбу Г. и др., Observation of high energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos, «Phys. Rev. Lett.», 1962, v. 9, p. 36; 9) Фейнберг Дж., Ледерман Л. М., Мюон и мюонное нейтрино, в кн.: Нейтрино, пер. с англ., М., 1970; 10) Перл М. Л. и др., Properties of anomalous events produced in e^+e^- annihilation, «Phys. Lett.», 1976, v. 63B, p. 466; 11) Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А., Новая частица в e^+e^- аннигиляции — тяжелый лептон t^\pm , «УФН», 1978, т. 124, с. 459; 12) Козик В. С. и др., Об оценке массы ν_e по спектру β -распада трития в валине, пер. с англ., «Ядерная физика», 1980, т. 32, с. 301; 13) Герштейн С. С., Зельдович Я. Б., Масса покоя мюонного нейтрино и космология, «Письма в ЖЭТФ», 1986, т. 4, с. 174; 14) Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю., Масса нейтрино в физике элементарных частиц и космология ранней Вселенной, «УФН», 1981, т. 135, с. 45; 15) Окуно Я. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; 16) Виленький С. М., Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., 1981; 17) Боровой А. А., Нейтринные эксперименты на реакторах, «ЭЧАЯ», 1980, т. 11, с. 92; 18) Эрмольев П. Ф., Мухин А. И., Нейтринные эксперименты при высоких энергиях, «УФН», 1978, т. 124, с. 385; 19) Виленький С. М., Понтекорво Б. М., Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино,