

Существует т. н. космологич. ограничение на сумму масс стабильных Н. всех типов [8]:

$$\sum_i m(\nu_i) = m(\nu_e) + m(\nu_\mu) + m(\nu_\tau) + \dots < 40 \text{ эВ.} \quad (11)$$

Оно следует из нижнего ограничения на возраст Вселенной и наблюдаемой скорости её расширения. Космологич. ограничение значительно сильнее верхних лаб. пределов для  $m(\nu_\mu)$  и  $m(\nu_\tau)$ . Но если Н. нестабильны, ограничение (11) ослабляется и при достаточно быстрых распадах может исчезнуть.

Предположения о том, что Н. смешиваются и/или являются истинно нейтральными частицами (для к-рых частица и античастица тождественны), открывают дополнит. возможности измерений их масс [поиск двойного бета-распада, осцилляций Н. (см. ниже) и т. д.]. Получаемые при этом результаты неоднозначны: ограничения на массы зависят от параметров нарушения закона сохранения лептонных чисел (см. ниже).

Уравнения свободного движения Н. Свойства симметрии Н. Существуют три возможности описания свободного движения Н. — нейтральной спинорной частицы с не установленной пока величиной массы. Эти описания соответствуют Н. с отличающимися свойствами, к-рые должны проявляться во взаимодействиях.

Дираковским и наз. массивные ( $m_\nu \neq 0$ ) Н., свободное движение к-рых описывается Дирака уравнением. Эти Н. имеют 4 независимые компоненты: Н. с проекциями спина  $s = +1/2$  и  $s = -1/2$  на заданную ось и антинейтриво с  $s = +1/2$  и  $s = -1/2$ . Ур-ния движения и соответствующий лагранжиан обладают  $C$ -,  $P$ -,  $CP$ -, а также глобальной  $U(1)$ -симметриями (см. Зарядовое сопряжение, Пространственная инверсия,  $CP$ -инвариантность, Унитарная симметрия). Последнюю симметрию в случае Н. и лептонов связывают с сохранением лептонного числа ( $L$ ).  $L$  позволяет описать различие между Н. и антинейтриво:  $L(\nu) = +1$ ,  $L(\bar{\nu}) = -1$ .

Вейлевскими и наз. двухкомпонентные безмассовые Н., свободное движение к-рых описывается ур-нием Вейля. Релятивистски ковариантные ур-ния для двухкомпонентных волновых ф-ций  $\psi$ , отвечающих частицам со спином  $1/2$  и массой 0, были построены Г. Вейлем (H. Weyl) в 1929. Они не обладают ни  $C$ -, ни  $P$ -симметрией, но инвариантны относительно  $CP$ -преобразований. Решения ур-ний Вейля имеют строго фиксированную спиральность. В 1957 Л. Д. Ландау, Ли (Lee Tsung Dao), Ч. Янг (Yang Chen Ning), А. Салам (A. Salam) предложили в связи с открытием несохранения чётности использовать одно из ур-ний Вейля, а именно:  $i\partial\psi/\partial t = i(\sigma\nabla)\psi$ , для описания Н. (здесь  $\sigma$  — Паули матрицы). Это ур-ние определяет левое Н.:  $\lambda = -1/2$ . Античастица описывается сопряжённым ур-нием и имеет спиральность  $+1/2$ . Ур-ние Вейля инвариантно относительно  $U(1)$ -преобразований, связанных в данном случае с сохранением лептонного числа (обладает  $L$ -симметрией):  $L(\nu) = +1$ ,  $L(\bar{\nu}) = -1$ ; различие  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  — абсолютно.

Майорановскими и наз. истинно нейтральные Н. Они описываются ур-нием Дирака с дополнит. условием:

$$\psi^c = \eta_c \psi, \quad (12)$$

где  $\psi^c$  — зарядово-сопряжённая волновая ф-ция, а фактор  $\eta_c$  удовлетворяет равенству  $|\eta_c|^2 = 1$  и наз.  $C$ -фазой. Такие Н. впервые исследовались Э. Майораной (E. Majorana, 1937) в связи с отрицат. результатами поиска магн. момента Н. ( $\mu_\nu$ ). У истинно нейтральных Н. вследствие (12)  $\mu_\nu = 0$ . Условие (12) сокращает число независимых решений ур-ния Дирака до двух, отличающихся только проекциями спина (спиральностями). Т. о., майорановские Н. двухкомпонентны, Н. и антинейтриво в силу (12) совпадают, все сохраняющиеся заряды равны нулю. Ур-ние и лагранжиан свободного

движения  $C$ -,  $P$ -, а также  $CP$ -инвариантны.  $CP$ -инвариантность позволяет ввести  $CP$ -фазу  $\eta_{CP}$ :  $\hat{C}\hat{P}\psi = \eta_{CP}\gamma^0\psi$ , где  $\gamma^0$  — Дирака матрица, а  $\eta_{CP} = \pm i$  является физически наблюдаемой величиной, определяющей вероятность безнейтринного двойного  $\beta$ -распада, ширины распадов самого Н. (если оно вообще распадается) и др.

Дираковские, вейлевские и майорановские Н. отличаются структурой массовых членов в лагранжиане ( $\mathcal{L}_m$ ). В первом случае  $\mathcal{L}_m^D = -m\psi_L\psi_R$ , во втором —  $\mathcal{L}_m^W = 0$ , в третьем, в силу условия (12),  $\mathcal{L}_m^M = -1/2 \eta_{CP} m \bar{\psi}_L \psi_L^c$  (где  $\psi_L$  и  $\psi_R$  — левые и правые компоненты волновых ф-ций; черта над  $\psi$  означает дираковское сопряжение). Дираковское Н. можно представить как совокупность двух майорановских Н. с равными массами и противоположными  $CP$ -чётностями. Вейлевское Н. [при  $(Y - A)$ -структуре нейтринных токов] совпадает с безмассовым майорановским Н. Т. о., дираковские и вейлевские Н. являются частными случаями майорановских Н.

С точки зрения феноменологии (см. ниже), удобно ввести лептонное число и для майорановского Н. Аналогично дираковским и вейлевским Н. им приписывают:  $L(\psi_L) = +1$ ,  $L(\psi_L^c) = -1$ . Но в этом случае лептонное число не сохраняется, причём его нарушение обусловлено массовыми членами:  $L(\mathcal{L}_m^M) = 2$ . Осуществить выбор между разл. описаниями Н. позволяет в принципе эксперименты по измерению масс Н. и поиску эффектов нарушения лептонного числа,  $|\Delta L| = 2$ .

Нетождественность Н. и антинейтриво. Понятие о Н. и антинейтриво для любого из рассмотренных выше случаев можно ввести на основе взаимодействий. Частица, рождающаяся в распадах вместе с заряд. антилептоном (позитроном,  $\mu^+$  или  $\tau^+$ ), называется Н. Антинейтриво определяют как частицу, возникающую вместе с заряд. лептоном (электроном,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ ); Н. рождается при захвате лептона, антинейтриво — при поглощении антилептона и т. д. Введённые так Н. и антинейтриво различаются: во взаимодействиях с др. частицами  $\nu$  рождают лептоны и не рождают антилептоны,  $\bar{\nu}$ , напротив, рождают  $e^+$ ,  $\mu^+$ ,  $\tau^+$  и не рождают  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ . Впервые различие Н. и антинейтриво было установлено в эксперименте Р. Дейвиса (R. Davis, Брукхейвен, 1955), к-рый основывался на хлор-аргоновом методе (Понтекорво, 1946) и состоял в следующем. Источником  $\bar{\nu}$  являлся атомный реактор, мишенью — бак с 10 т перхлорэтилена  $C_2Cl_4$ . Если  $\bar{\nu}$  совпадает с  $\nu$  и, значит, может рождать электрон, то должна происходить реакция  $\bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ . Образующийся атом  ${}^{37}\text{Ar}$  со временем  $T_{1/2} = 35$  сут испытывает  $K$ -захват, переходя в возбуждённый атом хлора:  ${}^{37}\text{Ar} + e^- \rightarrow {}^{37}\text{Cl}^* + \nu_e$ . Возбуждение  $\text{Cl}^*$  снимается испусканием электрона с энергией 2,8 кэВ. Этот электрон детектируют пропорц. счётчиком. Была разработана методика, позволявшая из 10 т  $C_2Cl_4$  извлекать десятки атомов аргона. Оказалось, что кол-во атомов  ${}^{37}\text{Ar}$  по крайней мере в 20 раз меньше ожидаемого при  $\bar{\nu} \equiv \nu$ ; эффект перекрытия состояний  $|\bar{\nu}_e\rangle$  и  $|\nu_e\rangle$ ,  $|\langle \bar{\nu}_e | \nu \rangle|^2$  составил не более 5%.

Др. метод проверки нетождественности  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  реализуется в ускорит. экспериментах. Источником  $\nu_e$  является распад  $K \rightarrow e^+\nu_e$ ; в пузырьковых камерах мишенях ведётся поиск позитронов. Избыток  $e^+$ , обусловленного реакцией  $\nu_e + N \rightarrow e^+ + X$  (здесь  $X$  — совокупность остальных частиц), не было обнаружено, что дало ограничение на  $|\langle \bar{\nu}_e | \nu_e \rangle|^2$  на уровне долей процента.

Наибольшую чувствительность к перекрытию состояний  $|\nu_e\rangle$  и  $|\bar{\nu}_e\rangle$  имеют эксперименты по поиску безнейтринного двойного  $\beta$ -распада. При таком распаде Н., испущенное одним из нейтронов ядра,