

щий ν_e, ν_μ с ν_{1m}, ν_{2m} , не равен θ и является ф-цией плотности среды $\rho \approx m_N N_e (m_N - \text{масса нуклона}), a$ также энергии нейтрино \mathcal{E} . Зависимость параметра смешивания $\sin^2 2\theta_m$ от ρ (а также от \mathcal{E}) имеет резонансный характер (рис. 1, а). При т. н. резонансной плотности

$$m_N(N_e)_R \equiv \rho_R = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)m_N}{2\sqrt{2}G_F \mathcal{E}} \quad (2)$$

($\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$) $\sin^2 2\theta_m$ достигает максимума — единицы. Смешивание в резонансе при произвольно малом θ становится максимальным. Полуширина резонанса равна $\Delta \rho_R = \rho_R \text{tg} 2\theta$. Величины ρ_R и $\Delta \rho_R$ определяют резонансный слой $\rho_R \pm \Delta \rho_R$, где в осн. и происходит конверсия.

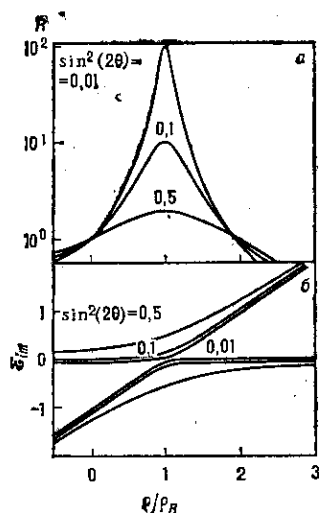


Рис. 1. Резонанс в системе смешанных нейтрино в веществе. Зависимости резонансного фактора $R \equiv \sin^2 2\theta_m / \sin^2 2\theta$ (а) и энергий уровней \mathcal{E}_{im} от плотности среды для разных значений $\sin^2 2\theta$ (б) (цифры у кривых). Верхние кривые на рис. б относятся к $i = 2$, нижние — к $i = 1$.

слабом изменении или постоянстве примесей самих $|\nu_{im}\rangle$ в данном нейтринном состоянии. Аромат $|\nu_{im}\rangle$ определяется углом смешивания θ_m аналогично (1). При уменьшении ρ от $\rho \gg \rho_R$ до $\rho \ll \rho_R$ угол смешивания θ_m уменьшается от $\approx \pi/2$ до $\approx \theta$ и соответственно, если θ мал, аромат ν_{im} меняется практически полностью (у ν_{2m} , напр., от $\approx \nu_e$ до $\approx \nu_\mu$). Это изменение происходит в осн. в резонансном слое. Вариации примесей $|\nu_{im}\rangle$ в данном состоянии $|\nu(t)\rangle$ контролируются условием адиабатичности, к-рое устанавливает верхний предел на скорость изменения плотности с расстоянием $d\rho/dr$. Если условие адиабатичности выполнено (ρ изменяется медленно), то вероятности переходов между собств. состояниями пренебрежимо малы и примеси $|\nu_{im}\rangle$ в $|\nu(t)\rangle$ сохраняются.

Конверсия в среде, переходы в разных режимах. Р. к. н. — это по существу изменение аромата нейтринного состояния при адиабатическом (или слабо неадиабатическом) пересечении резонансного слоя. В зависимости от нач. условий и характера распространения нейтрино выделяют 3 типа переходов.

Безосцилляционный переход реализуется, когда нейтрино возникает при $\rho \gg \rho_R$ и распространяется адиабатически. В этом случае нейтринное состояние $|\nu(t)\rangle$, рождаемое как $|\nu_e\rangle$, $|\nu(0)\rangle = |\nu_e\rangle$, будет практически совпадать с $|\nu_{2m}\rangle$ и это совпадение сохранится в силу адиабатичности в процессе всей эволюции. Если ρ уменьшается до $\rho \ll \rho_R$, то $|\nu_{2m}\rangle$, а вместе с ним и $|\nu(t)\rangle$ изменяют аромат практически полностью. Вероятность

обнаружить ν_e на выходе (вероятность «выживания») $P = \sin^2 \theta$ (рис. 2).

Осцилляционный адиабатический переход реализуется, когда адиабатичность выполнена, но нейтрино рождаются близко к резонанс-

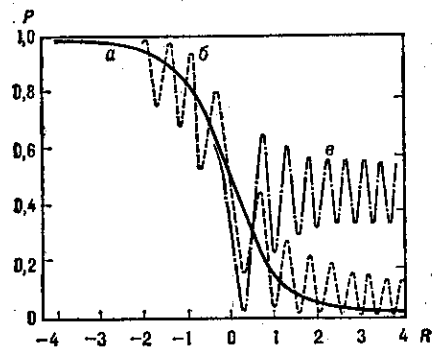


Рис. 2. Пространственная картина резонансной конверсии. Зависимость вероятности выживания от расстояния до резонансного слоя для безосцилляционного (сплошная линия), осцилляционного адиабатического (штриховая линия) и неадиабатического (штрих-пунктирная линия) переходов. Резонанс реализуется при $R = 0$; интервал $R = (-1 \div 1)$ соответствует резонансному слою.

ному слою или в самом резонансном слое. В этом случае нейтринное состояние содержит сравнимые примеси обоих собств. состояний, причём в силу адиабатичности эти примеси будут сохраняться. Наличие примесей $|\nu_{im}\rangle$ в $|\nu(t)\rangle$ приводит к осцилляциям. Осцилляции накладываются на конверсию (рис. 2), однако ср. значение вероятности будет изменяться в соответствии с величиной плотности [см. ниже ф-лу (3) с $P_{21} = 0$].

Неадиабатический переход. Примеси собств. состояний изменяются. Даже если в нач. момент $|\nu\rangle$ совпадало с $|\nu_{2m}\rangle$, то в процессе распространения с нек-рой вероятностью P_{21} в нём появится примесь $|\nu_{1m}\rangle$. Ср. вероятность выживания при этом имеет вид

$$P = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_{21} \right) \cos 2\theta_m^0 \cos 2\theta_m(\rho), \quad (3)$$

где θ_m^0 — угол смешивания в точке рождения. С ростом P_{21} конверсия ослабляется (рис. 2) [4].

Р. к. н. аналогична многим известным явлениям в разных областях физики [5] — передаче колебаний в системе связанных маятников, повороту спина электрона во вращающемся магн. поле, переходам между уровнями атомов и молекул под действием внеш. возмущения и др.

Обобщения. Типы резонансной конверсии. Условия резонансной конверсии — смешивание, резонанс (пересечение уровней), адиабатичность — имеют ряд разл. реализаций. В зависимости от свойств нейтринных состояний, к-рые смешиваются, выделяют 3 типа конверсии. При т. н. флэверной конверсии (от англ. flavor — аромат), обсуждавшейся выше, измеряется аромат нейтринного состояния, но не меняется спиральность. В общем случае смешиваются 3 типа нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , и такая система обладает 3 резонансами. Если массы m_1, m_2, m_3 достаточно сильно различаются, так что резонансы разделены на шкале плотностей, то их прохождение можно рассматривать независимо: трёхнейтринная конверсия сводится к двухнейтринной.

Спиновая конверсия реализуется между левой (ν_L) и правой (ν_R) компонентами дираковского нейтрино ($\nu_L \leftrightarrow \nu_R$). Смешивание ν_L и ν_R обусловлено взаимодействием магн. момента нейтрино μ_ν с магн. полем. Как расщепление уровней, так и их пересечение связаны с рефракцией в неоднородной среде. При спин-флэверной конверсии