Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 6, стр. 280 - 282 25 марта 1991 г.

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФАЗА И РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ СПИНА НЕЙТРИНО

А.Ю.Смирнов

Институт ядерных исследований АН СССР
117312, Москва

Поступила в редакцию 20 февраля 1991 г.

Показано, что геометрическая фаза, появляющаяся при распространении нейтрино в магнитном поле, может вызывать резонансную конверсию спина: $\nu_L \to \nu_R$. Рассмотрено приложение этого эффекта к солнечным нейтрино.

Появление геометрической (топологической) фазы [1] в прецессии спина нейтрино в магнитном поле связано с поворотом поля, $\vec{B}$, на пути нейтрино в поперечной плоскости [2-4]. Геометрическая фаза может существенно повлиять на поток солнечных нейтрино [2-4]. В этой статье обсуждается новый эффект - резонансная конверсия спина нейтрино, обусловленная геометрической фазой.

Рассмотрим систему правого и левого нейтрино, $\vec{\nu}_S = (\nu_R, \nu_L)$, с магнитным моментом μ, эволюционирующую в веществе и поперечном магнитном поле. Пусть поле поворачивается на пути нейтрино в поперечной плоскости: $\vec{B} = Be^{i\Phi}$, $\Phi(t)$ - угол поворота. Уравнение эволюции $\vec{\nu}_S$ имеет вид

$$i\frac{d\vec{\nu}_S}{dt} = \hat{H}\vec{\nu}_S, \quad \hat{H} = \begin{bmatrix} V/2 & \mu B e^{-i\Phi} \\ \mu B e^{i\Phi} & -V/2 \end{bmatrix}, \tag{1}$$

где V - расщепление энергий уровней ν_L и ν_R, обусловленное различием во взаимодействиях этих компонент с веществом и, в общем, разностью их масс:

$$V = \sqrt{2}G_F n^{eff} - \frac{\Delta m^2}{2E}. \tag{2}$$

Здесь G_F - константа Ферми, $\Delta m^2 = m^2(\nu_L) - m^2(\nu_R)$, E - энергия нейтрино, n^{eff} - эффективная концентрация частиц, с которыми взаимодействует нейтрино, $n^{eff} = (n_e - n_n)$ для системы $(\nu_{eL}, \bar{\nu}_{\mu R})$ и $n^{eff} = (n_e - n_n/2)$ для (ν_{eL}, ν_{eR}), n_e и n_n - концентрации электронов и нейтронов соответственно. Мнимая часть $\hat{H}$ исключается преобразованием $\vec{\nu}_S = \hat{U}\vec{\nu}'_S$, где $\hat{U} = \mathrm{diag}\{e^{-i\Phi/2}, e^{i\Phi/2}\}$, а уравнение движения для $\vec{\nu}'_S$ имеет вид

$$i\frac{d\vec{\nu}'_S}{dt} = \begin{bmatrix} (V - \dot{\Phi})/2 & \mu B \\ \mu B & -(V - \dot{\Phi})/2 \end{bmatrix} \vec{\nu}'_S \tag{3}$$

$\dot{\Phi} \equiv d\Phi/dt$ - скорость геометрической фазы. Поскольку $\hat{U}$ - диагональна, вероятности переходов для $\vec{\nu}_S$ и $\vec{\nu}'_S$ одинаковы.

При постоянных параметрах V (т.е. n^{eff}), B и $\dot{\Phi}$ система (3) решается аналитически. Вероятность выживания ($\nu_L \to \nu_L$ - перехода) равна $P = \bar{P} + (A_P/2)\cos(2\pi t/l_P)$, где A_P - глубина прецессии

$$A_P = \sin^2 2\theta_m = \frac{(2\mu B)^2}{(V - \dot{\Phi})^2 + (2\mu B)^2} \tag{4}$$

θ_m - угол смешивания ν_R' и ν_L', l_P - длина прецессии:

$$2\pi l_P^{-1} = \left[(V - \dot{\Phi})^2 + (2\mu B)^2\right]^{1/2} \tag{5}$$

$\bar{P} = 1 - A_P/2$ - усредненная вероятность. Формулы (4), (5) являются обобщением на случай прецессии в веществе результатов [3].

Рассмотрим зависимость глубины прецессии от $\dot{\Phi}$. При $\dot{\Phi} \gg V$ она может быть записана в виде: $A_P = \dot{\Phi}^2_{\text{дин}}/(\dot{\Phi}^2 + \dot{\Phi}^2_{\text{дин}})$, где $\dot{\Phi}_{\text{дин}} = 2\mu B$ скорость обычной динамической фазы. Если $\dot{\Phi} \gg \dot{\Phi}_{\text{дин}}$ (случай рассмотренный в [4]), то глубина сильно подавлена: $A_P \simeq (\dot{\Phi}_{\text{дин}}/\dot{\Phi})^2 \ll 1$. И вследствие этого вероятность перехода $\nu_L \to \nu_R$ оказывается малой, хотя полная фаза прецессии намного больше динамической и, возможно, достигает $\pi : \Phi_{\text{прец}} = 2\pi t/l_P \simeq \dot{\Phi} t \simeq \pi$. В [4] зависимость A_P от $\dot{\Phi}$ пропущена и утверждение о том, что геометрическая фаза позволяет решить проблему солнечных нейтрино при малых полях и малых μ не верно.

При $V = \dot{\Phi}$ или в явном виде

$$\sqrt{2} G_F n^{eff} - \frac{\Delta m^2}{2E} = \dot{\Phi} \tag{6}$$

смешивание (4) становится максимальным, и таким образом (6) является условием резонанса (пересечения уровней) [5]. Качественно новый случай реализуется при $\Delta m^2 = 0$, т.е. для дираковских нейтрино или нейтрино Зельдовича - Конопинского - Махмуда (особый интерес к последнему связан с калибровочными теориями, воспроизводящими большие μ). В этом случае при $\dot{\Phi} = 0$ пересечения уровней в Солнце не происходит: $n^{eff} > 0$, вещество подавляет прецессию [6]. Однако изменение геометрической фазы, $\dot{\Phi} \neq 0$, может скомпенсировать эффект вещества и резонансное условие окажется выполненным. Следовательно, при монотонном изменении плотности среды (и не слишком быстром изменении $\dot{\Phi}$) будет происходить резонансная конверсия спина $\nu_L \to \nu_R$. Резонансное условие (6) при $\Delta m^2 = 0$ не зависит от энергии и реализуется лишь при определенном направлении вращения поля: $\dot{\Phi} > 0$. Такая асимметрия связана с разницей во взаимодействиях ν_L и ν_R. Эффективность конверсии зависит от степени адиабатичности. Условие адиабатичности [5], обеспечивающее наиболее полный переход, имеет в резонансе ($V = \dot{\Phi}$) вид:

$$\frac{2(2\mu B)^2}{\sqrt{2} G_F \dot{n}^{eff} - \ddot{\Phi}} \gg 1. \tag{7}$$

При $\dot{n}^{eff} < 0$ отрицательная $\ddot{\Phi} < 0$ улучшает адиабатичность; при $\dot{\Phi} = 0$ зависимость условия (7) от фазы исчезает.

Приведем оценки для Солнца. Вращение $\vec{B}$ на пути нейтрино может быть связано с тем, что в конвективной зоне магнитные силовые линии образуют спирали, накручивающиеся на тор [3]. Если полный угол поворота для нейтрино, пересекающего тор, $\Delta\Phi \simeq \pi$ (что реализуется для плотной спирали) на пути $\Delta R = 0,2 R_\odot$ ($R_\odot$ - радиус Солнца), то $\dot{\Phi} \simeq \Delta\Phi/\Delta R = 2,2 \cdot 10^{-10}$ см$^{-1}$ и резонансная плотность в соответствии с (6) равна 0,06 г/см^3. Аналогично, для $\Delta\Phi = \pi/4$ получаем 0,015 г/см^3. Слои с такими плотностями расположены на глубине $0,2 R_\odot$ и $0,1 R_\odot$, где поле может оказаться достаточно сильным (6). Для постоянной $\dot{\Phi}$ эффект конверсии, обусловленный геометрической фазой, совпадает с тем, что дает спин-флэверная конверсия [7] при $\Delta m^2/2E = \dot{\Phi}$.

Соответствующие вероятности равны: $P_{\text{геом}}(\Phi) = P_{\text{c}-\phi}(E/\Delta m^2 = 1/2\dot{\Phi})$, причем $P_{\text{геом}}$ не зависит от E.

При $\Delta m^2 \neq 0$ геометрическая фаза сдвигает согласно (6) резонанс спин-флэверной прецессии [7] по энергии, или $\Delta m^2/E$, или плотности.

Другое приложение - нейтрино от гравитационных коллапсов.

Автор признателен Я.А.Смородинскому, который в 1986 г. первым обратил внимание на возможность эффектов топологической фазы в системе смешанных нейтрино.

Литература

1. Berry M. Proc. Roy. Soc., 1984, A392, 45.
2. Wudka J., Vidal J. Univ. of California preprint UCD-88-40, 1988.
3. Aneziris C., Schechter J. Syracuse Univ. preprint SU-4228-449, 1990.
4. Vidal J., Wudka J. Phys. Lett., 1990, B249, 473.
5. Михеев С.П., Смирнов А.Ю. ЯФ, 1985, 42, 1441;Smirnov A.Yu. "Neutrino-88", (Boston, eds. T.Kafka et al.) 1988, 123.
6. Волошин М.Б., Высоцкий М.И. ЯФ, 1986, 44, 845; Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. ЖЭТФ, 1986, 91, 754.
7. Lim C.-S., Marciano W.J. Phys. Rev. D, 1988, 37, 1368; Akhmedov E.Kh. Phys. Lett., 1988, B213, 64.