УДК 530.145

МАГНИТНОТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПАРЫ НЕЙТРИНО В МОДЕЛИ ВАЙНБЕРГА—САЛАМА С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОНА

И. М. Тернов, В. Н. Родионов, А. И. Студеникин

(кафедра квантовой теории)

Магнитнотормозное излучение электроном пары нейтрино хорошо изучено. В нескольких работах [1, 2, 3] на основе локального четырехфермионного лагранжиана слабых взаимодействий проведено исследование данного процесса и показано, что вероятность излучения нейтринной пары пропорциональна χ^5 при $\chi \ll 1$ и $\chi^2 \ln \chi$ при $\chi \gg 1$, где $\chi = Hep_0/m^3$ — параметр скрещенного поля, которое является хорошим приближением для любого не быстро меняющегося поля в случае ультрарелятивистских энергий частиц (H — напряженность поля, e, m, p_0 — заряд, масса и энергия электрона). В работе [3], кроме того, учтена зависимость вероятности от поляризации электрона.

В связи с указанием [4] на возможность существования нейтральных токов появились исследования магнитнотормозного излучения пары нейтрино, в которых слабые взаимодействия описывались по модели Вайнберга — Салама [5, 6].

В данной работе в рамках модели Вайнберга—Салама для слабых взаимодействий вероятность излучения пары нейтрино электроном в постоянном поле представлена в виде трехкратного интеграла, а в предельных случаях $\chi \ll 1$ и $\chi \gg 1$ получены приближенные значения для полных вероятностей.

Лагранжиан процесса имеет вид

$$\mathscr{L} = \frac{G^2}{\sqrt{2}} \bar{e} \gamma_\mu (g_V + \gamma_5 g_A) e \bar{\nu} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu,$$

где G — константа слабого взаимодействия, g_V и g_A — константы V и A теорий взаимодействия соответственно, причем отличие g_A/g_V от единицы связано с существованием в модели Вайнберга—Салама нейтральных токов.

Влияние внешнего поля будем учитывать точно, т. е. в матричные элементы войдут решения уравнения Дирака во внешнем поле для электронов и свободные нейтринные функции. Если в качестве постоянного поля выбрать магнитное поле **H**, направленное вдоль оси z системы декартовых прямоугольных координат, то волновые функции электронов будут иметь вид

$$\Psi = \frac{1}{L} \begin{pmatrix} A_1 U_{n-1}(\eta) \\ A_2 U_n(\eta) \\ A_3 U_{n-1}(\eta) \\ A_4 U_n(\eta) \end{pmatrix} e^{-i(p_0 t - p_2 y - p_3 z)},$$

где $\eta = x\sqrt{\gamma} + p_2(\sqrt{\gamma})$, $\gamma = eH$, p_0 — энергия электрона в магнитном поле, p_2 и p_3 — компоненты импульса электрона, A_i — спиновые коэффициенты:

$$A_{1,3} = \frac{1}{2}(1 + \xi m/\tilde{p}_\perp)^{1/2} (1 \pm \xi \tilde{p}_\perp / p_0)^{1/2},$$

$$A_{2,4} = \mp \frac{i}{2}\xi(1-\xi\, m/\tilde{p}_\perp)^{1/2}(1 \mp \xi\tilde{p}_\perp/p_0)^{1/2},$$

$$\tilde{p}_\perp = (2\gamma n + m^2)^{1/2}, \quad \xi = \pm 1,$$

что соответствует поляризации электрона вдоль направления магнитного поля. (Выбрана система единиц, в которой $c=\hbar=1$.)

Стандартные вычисления с учетом симметрии задачи относительно вращения вокруг оси z приводят к следующей формуле для вероятности процесса [1]:

$$W = \frac{G^2}{3(2\pi)^4}\sum_n \int d^3 f\, [f_0^2 H_{00} - f^2(H_{00} - H_{11} - H_{22} - H_{33}) +$$

$$+ |\mathbf{f}|^2 (H_{22}\sin^2\theta + H_{33}\cos^2\theta) - 2f_0|\mathbf{f}|(H_{20}\sin\theta + H_{30}\cos\theta) +$$

$$+ 2H_{32}|\mathbf{f}|^2\cos\theta\sin\theta], \tag{1}$$

где суммирование ведется по состояниям конечного электрона, $\mathbf{f} = \mathbf{p}_\nu + \mathbf{p}_{\bar\nu}$ — суммарный импульс нейтринной пары, θ — азимутальный угол вектора $\mathbf{f}$ и $f_0 = p'_0 - p_0$ — разность между начальной и конечной энергиями электрона. Функции H_{ij} зависят от квадратичных комбинаций функций Лагерра с аргументом $x_1 = |\mathbf{f}|^2\sin^2\theta/(2\gamma)$.

Считая электрон ультрарелятивистским, можно перейти от внешнего магнитного поля к скрещенному полю, которое, как уже говорилось, является хорошим приближением для любого постоянного поля. Для удобства введем новые переменные $u = (\alpha'-\alpha)/\alpha$, $\lambda = (f^2_0 - |\mathbf{f}|^2)/m^2$, $\tau = (\alpha'/m)\cos\theta$ ($\alpha' = p'_0 - p'_3$, $\alpha = p_0 - p_3$, штрихованные величины относятся к начальному электрону, нештрихованные — к конечному) и разложим выражение для вероятности (1) по малому параметру $m/\alpha \ll 1$.

Удерживая лишь главные члены разложения и используя правила аппроксимации функций Лагерра через функции Эйри [7], на основе формулы (1) можно получить выражение для вероятности излучения нейтринной пары в скрещенном поле с учетом поляризационных состояний электрона. Для упрощения формул в выражении (1) в одном случае проведем суммирование по поляризациям конечного электрона, в другом — усредним по поляризациям начального электрона. В результате приходим к формулам (полагаем, что в начальном состоянии $p_3=0$):

$$W_1(\xi') = W + W(\xi'), \tag{2}$$

$$W_2(\xi) = \frac{1}{2}W + \frac{1}{2}W(\xi), \tag{3}$$

где

$$W = \frac{G^2 m^6}{48\pi^5 p'_0}\int_0^\infty du \int_0^\infty d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \frac{1}{(1+u)^2}\left(\frac{u}{2\chi}\right)^{1/3} \times$$

$$\times \left\{\frac{g_V^2+g_A^2}{2}\left[(\lambda-\lambda^2)\Phi^2 + \left(\frac{2\chi}{u}\right)^{2/3}\left[\lambda\frac{u^2+2u+2}{u+1} + \frac{u^2}{u+1}\right)(t\Phi^2+\Phi'^2)\right] -\right.$$

$$\left. - \frac{g_V^2-g_A^2}{2}\left[3\lambda\Phi^2 + \left(\frac{2\chi}{u}\right)^{2/3}\frac{u^2}{u+1}(t\Phi^2+\Phi'^2)\right]\right\},$$

$$W(\xi') = \frac{G^2 m^6}{48\pi^5 p_0'}\xi' \int_0^\infty du \int_0^\infty d\lambda \int_{-\infty}^\infty d\tau \frac{1}{(u+1)^2} \times$$

$$\times \left\{ \frac{g_V^2 + g_A^2}{2}(-f_1 + f_2) + \frac{g_V^2 - g_A^2}{2} f_1 \right\} \Phi\Phi',$$

$$W(\xi) = \frac{G^2 m^6}{48\pi^5 p_0'}\xi \int_0^\infty du \int_0^\infty d\lambda \int_{-\infty}^\infty d\tau \frac{1}{(u+1)^2} \times$$

$$\times \left\{ \frac{g_V^2 + g_A^2}{2}(f_1 + f_2(u+1)) - \frac{g_V^2 - g_A^2}{2} f_1 \right\} \Phi\Phi',$$

$$f_1 = 4\lambda + 2\frac{u^2}{u+1}, \; f_2 = 2\lambda \frac{u}{u+1},$$

Φ и Φ' — функция Эйри и ее производная от аргумента

$$t = (u/2\chi)^{2/3}[1 + \tau^2 + \lambda(u+1)/u^2].$$

Формула (2) соответствует нейтринному излучению поляризованного электрона, при котором поляризация конечного электрона не фиксируется. Формула (3) описывает процесс, при котором неполяризованный электрон переходит в состояние с определенной поляризацией. Отметим, что в этих формулах опущены линейные по τ члены, которые не дают вклада в полные вероятности $W_1(\xi')$ и $W_2(\xi)$.

Если провести усреднение по поляризациям начального электрона в формуле (2) или просуммировать по поляризациям конечного электрона в формуле (3) и положить $g_V = g_A = 1$, то выражение для вероятности в точности совпадает с формулой, полученной в работе [2].

Проводя интегрирование по τ и λ и заменяя переменную интегрирования u на $z = (u/\chi)^{2/3}$, приходим к интегральному представлению для вероятностей, из которого в случае $\chi \ll 1$ и $\chi \gg 1$ можно получить

$$W = \frac{G^2 m^6}{288\pi^3 \sqrt{3}\, p_0'} \begin{cases} \chi^5 \left(119 \dfrac{g_V^2 + g_A^2}{2} - \dfrac{189}{2} \dfrac{g_V^2 - g_A^2}{2}\right), & \chi \ll 1 \\ \dfrac{8}{\sqrt{3}} \chi^2 \left(\ln\chi - c - \dfrac{1}{2}\ln 3 - \dfrac{5}{6}\right) \dfrac{g_V^2 + g_A^2}{2}, & \chi \gg 1 \end{cases};$$

$$W(\xi') = \frac{G^2 m^6 \xi'}{36\pi^3 p_0'} \begin{cases} 7\chi^5 g_A^2; & \chi \ll 1 \\ 0; & \chi \gg 1 \end{cases};$$

$$W(\xi) = \frac{G^2 m^6 \xi}{72\pi^3 p_0'} \begin{cases} -14\chi^5 g_A^2, & \chi \ll 1 \\ -\sqrt{3}\,\chi^2 \dfrac{g_V^2 + g_A^2}{2}, & \chi \gg 1 \end{cases},$$

где постоянная Эйлера $c = 0{,}577$.

В модели слабых взаимодействий Гелл-Манна—Фейнмана $g_V = g_A = 1$, тогда как в схеме Вайнберга—Салама $g_A = 1/2$, $g_V = (1/2) + 2x$, $x = \sin^2\theta_W$ (θ_W — угол Вайнберга), так что величины вероятностей, вычисленные по этим двум теориям, могут существенно отличаться друг от друга. Любопытно, что при $\chi \ll 1$ зависимость от начальной или конечной поляризации электрона обусловлена только аксиальной частью электронного тока, что ведет к четырехкратному уменьшению спиновых членов $W(\xi')$, $W(\xi)$ в схеме Вайнберга—Салама по сравнению с соответствующими членами вероятности, вычисленной по модели Гелл-Манна—Фейнмана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Байер В. Н., Катков Н. М. ДАН СССР, 1966, 171, с. 313. [2] Ритус В. И. Тр. ФИАН, 1978, 111, с. 96. [3] Лоскутов Ю. М., Захарцов В. М. Изв. вузов. Сер. Физика, 1969, № 8, с. 98. [4] Вайнберг С. УФН, 1976, 118, с. 505. [5] Вшивцев А. С. Изв. вузов. Сер. Физика, 1980, № 4, с. 59. [6] Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. Изв. вузов. Сер. Физика, 1980, № 8, с. 119. [7] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974.

Поступила в редакцию
01.12.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 5

УДК 538.115:536.63

ТЕПЛОЕМКОСТЬ СОЕДИНЕНИЙ $Ni_xCo_{1-x}Cl_2$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М. О. Кострюкова, Т. Г. Соколовская

(кафедра физики низких температур)

В работе исследовалась теплоемкость смешанных соединений слоистых антиферромагнетиков $NiCl_2$ и $CoCl_2$ в области температур 2—27 К.

Антиферромагнитные превращения исходных хлоридов происходят у $NiCl_2$ при $T_N=52{,}3$ К [1] и у $CoCl_2$ при $T_N=24{,}7$ К [2]. В низкотемпературной области теплоемкость $CoCl_2$ и $NiCl_2$ исследовалась ранее [3, 4].

Хлориды $NiCl_2$ и $CoCl_2$ обладают изоморфной кристаллической структурой D^5_{3d} с близкими параметрами, гексагональные слои ионов металла в них разделены двумя слоями ионов Cl, перпендикулярно слоям направлена главная ось симметрии c_3. Подобная структура и у смешанных соединений $Ni_xCo_{1-x}Cl_2$.

В этих веществах ферромагнитное взаимодействие между ионами металла в слое существенно превосходит антиферромагнитное взаимодействие между слоями [5]. При этом в $CoCl_2$ имеет место сильная анизотропия обменного взаимодействия и спины ориентированы в плоскости базиса. В $CoCl_2$ изотропная (A) и анизотропная (D_1) части ферромагнитного взаимодействия в слое по величине одного порядка, равно как близки между собой изотропная (B) и анизотропная (D_2) части антиферромагнитного взаимодействия между слоями [6, 7]. $NiCl_2$ в отличие от $CoCl_2$ практически изотропен (D мало) и спины в нем также ориентированы в плоскости базиса.

Энергетический спектр $CoCl_2$ и $NiCl_2$ рассматривался теоретически в работе Иошимори [8], в которой получена также температурная зависимость магнитной теплоемкости. Спектр наряду с низкочастотной ветвью содержит высокочастотную ветвь со щелью $\Delta = 2s\sqrt{BD}$, где в случае $CoCl_2$ $D=D_1+D_2$. Если A существенно больше B и анизотропия D мала, спиновые волны с волновым вектором, направленным по главной оси oz, достигают границы зоны при меньших энергиях, чем в других направлениях, и уже при низких температурах осуществляется переход к двумерному ферромагнетизму; закон T^3 для магнитной теплоемкости при этом переходит в линейный.