Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. В. Скобелев, Излучение нейтрино одномерным водородоподобным атомом, *ТМФ*, 2009, том 161, номер 1, 74–82

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6420>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.147.182.235

26 апреля 2023 г., 16:35:40

© 2009 г.

В. В. Скобелев*

ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИНО ОДНОМЕРНЫМ ВОДОРОДОПОДОБНЫМ АТОМОМ

Найдены вероятность и интенсивность нейтринного излучения, испускаемого водородоподобным атомом в сильном магнитном поле. Анализируется зависимость интенсивности нейтринного излучения от температуры ансамбля атомов.

Ключевые слова: нейтрино, одномерный атом, магнитное поле.

Наблюдающийся в последние десятилетия устойчивый интерес к процессам взаимодействия в сильных магнитных полях объясняется как возможным существованием полей порядка и больше характерного швингеровского поля $B_0 = m^2/e = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс в астрофизических объектах (белых карликах и нейтронных звездах), так и возможностью построения непротиворечивой (без расходимостей) теории поля в двумерном подпространстве (0,3) (ось 3 направлена вдоль поля) [1]–[3] (при конкретном расчете в работе [1] допущена неточность: не указано дополнительное условие на величину поля $|eB| \gg \kappa_m^2$, где $\kappa_m \sim r_n^{-1}$ – максимальный переданный ядру импульс, r_n – радиус ядра).

Эффект “двумеризации” в магнитном поле (в нерелятивистском варианте – “одномеризации”) достигается следующим образом. Релятивистское выражение для энергии заряженной частицы без учета спина имеет вид

$$E^2 = m^2 + p_3^2 + 2\gamma \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad \gamma = |eB|, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

В низшем квантовом состоянии $n = 0$ зависимость от магнитного поля в выражении (1) остается (аналог энергии нулевых колебаний). Эта зависимость исчезает в случае частиц со спином 1/2 за счет отрицательного вклада в выражение для E^2 при ориентации спинового магнитного момента по направлению поля:

$$\Delta E_m^2 = -\gamma. \quad (2)$$

В нерелятивистском варианте эта формула имеет вид

$$\Delta E_m = -\frac{\gamma}{2m}. \quad (3)$$

*Московский государственный индустриальный университет, Москва, Россия.
E-mail: v.skobelev@inbox.ru

Это и является физической причиной упрощения математического аппарата и имеет место только для частиц со спином $1/2$, например и для кварков в сильном хромомагнитном поле.

В случае электрона, находящегося в поле ядра и в сильном магнитном поле и подчиняющегося уравнению Шредингера, эффект “одномеризации” также частично реализуется (см. ниже).

Если рассматривать задачу об электроном в поле ядра с энергией, которая в отсутствие магнитного поля имеет вид

$$E_n = -\frac{(Z\alpha)^2 m}{2n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

то эффект “одномеризации” может иметь место, если уровень (3) будет лежать значительно ниже основного уровня (4), т. е.

$$|\Delta E_m| \gg |E_1|, \quad (5)$$

или, в явном виде,

$$\left| -\frac{\gamma}{2m} \right| \gg \left| -\frac{(Z\alpha)^2 m}{2} \right|. \quad (6)$$

Иначе говоря, энергия взаимодействия электрона с магнитным полем доминирует над кулоновской.

Из неравенства (6) получаем следующее ограничение на величину поля

$$B \gg Z^2 \alpha^2 B_0, \quad \alpha = e^2 = \frac{1}{137}, \quad B_0 = \frac{m^2}{e} = 4.41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}. \quad (7)$$

При выполнении этого же условия поперечные степени свободы подавлены, а уравнение Шредингера имеет вид

$$\left[-\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dz^2} \mp \frac{Z\alpha}{z} \right] \Psi = E\Psi, \quad (8)$$

где верхний знак соответствует области $z > 0$, а нижний – области $z < 0$.

Собственные значения энергии при этом такие же, как в случае отсутствия поля (4), а состояния с данной энергией двукратно вырождены по четности с собственными функциями [4]:

$$\Psi_{Sn}^{(\pm)} = \begin{cases} \chi_n, & z > 0, \\ \pm \chi_n, & z < 0, \end{cases} \quad (9)$$

$$\chi_n(z) = K_n e^{-\xi/2} \xi \Phi(1-n, 2; \xi), \quad \xi = \frac{2Z}{n} \frac{|z|}{z_0}, \quad K_n = \left(\frac{Z}{2nz_0} \right)^{1/2}, \quad z_0 = \frac{1}{m\alpha},$$

где Φ – вырожденная гипергеометрическая функция

$$\Phi(\alpha, \beta; t) = 1 + \frac{\alpha}{\beta} \cdot \frac{t}{1!} + \frac{\alpha(\alpha+1)}{\beta(\beta+1)} \cdot \frac{t^2}{2!} + \frac{\alpha(\alpha+1)(\alpha+2)}{\beta(\beta+1)(\beta+2)} \cdot \frac{t^3}{3!} + \dots,$$

а z_0 – боровский радиус. “Одномеризация” в этом случае все же является лишь частичной, поскольку в дополнение к кулоновским уровням (4) появляется уровень с энергией $\mathcal{E}_0$ [4], которая зависит от величины магнитного поля.

В дальнейшем мы рассматриваем лишь переходы между кулоновскими уровнями дискретного спектра, а уровень с энергией $\mathcal{E}_0$, очевидно, вклада не дает. Таким образом, наши расчеты являются эффективно одномерными.

Использование стандартного лагранжиана взаимодействия

$$L = -\frac{C}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}_e \gamma^\alpha (C_V + C_A \gamma^5) \Psi_e] \times F_\alpha, \quad (10)$$

$$F_\alpha = [\bar{\Psi}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma^5) \Psi_\nu], \quad C_V^{(e)} = \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W, \quad C_A^{(e)} = \frac{1}{2},$$

где θ_W – угол Вайнберга, предполагает знание решения двумерного “уравнения Дирака” в координатном представлении для электрона в поле ядра.

При выполнении условия (7) это уравнение в области $z > 0$ имеет вид (см. также [1], [2], где “уравнение Дирака” приведено в импульсном представлении)

$$D_- \Psi = 0, \quad (11)$$

$$D_\mp = \left[\left(E_r + \frac{Z\alpha}{z} \right) \gamma^0 - i\gamma^3 \frac{d}{dz} \mp m \right], \quad (12)$$

где

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 \equiv \gamma^0 \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

E_r – релятивистская энергия. Введем обозначения $E = E_r - m$, $\varepsilon = E/m$, $x = z/z_0$ и перепишем оператор (12) в виде

$$D_\mp = \left[\left(\varepsilon + 1 + \frac{Z\alpha^2}{x} \right) \gamma^0 - i\alpha\gamma^3 \frac{d}{dx} \mp 1 \right], \quad (13)$$

причем мы опускаем несущественный общий множитель. Ищем решение уравнения (11) в виде

$$\Psi = D_+ \varphi, \quad (14)$$

где спинор φ удовлетворяет уравнению ($|\varepsilon| \ll 1$)

$$\left[\frac{2\varepsilon}{\alpha^2} + \frac{2Z}{x} + \frac{d^2}{dx^2} + \frac{(Z\alpha)^2}{x^2} - i\frac{Z\alpha}{x^2} \gamma^5 \right] \varphi = 0. \quad (15)$$

Далее считаем $Z\alpha \ll 1$ и, вводя обозначение $\varphi = \begin{pmatrix} \sigma \\ \rho \end{pmatrix}$, ищем решение уравнения (15) в виде разложения

$$\sigma = \sum_{k=0}^{\infty} \sigma_k, \quad \rho = \sum_{k=0}^{\infty} \rho_k, \quad \sigma_k, \rho_k \sim (Z\alpha)^k. \quad (16)$$

В нулевом и первом порядках имеем соответственно

$$\left[\frac{2\varepsilon}{\alpha^2} + \frac{2Z}{x} + \frac{d^2}{dx^2} \right] \sigma_0(\rho_0) = 0, \quad (17a)$$

$$\left[\frac{2\varepsilon}{\alpha^2} + \frac{2Z}{x} + \frac{d^2}{dx^2} \right] \sigma_1(\rho_1) = i \frac{Z\alpha}{x^2} \rho_0(\sigma_0), \quad (17b)$$

т.е. в основном порядке по $Z\alpha$ величины σ и ρ действительны и подчиняются уравнению (17a).

Ограничиваясь нулевым порядком по $Z\alpha$, сделаем замену

$$\xi = \frac{2\sqrt{-2\varepsilon}}{\alpha} x, \quad \lambda = \frac{Z\alpha}{\sqrt{-2\varepsilon}}, \quad (18)$$

после чего уравнение (17a) записывается в виде

$$\left[-\frac{1}{4} + \frac{\lambda}{\xi} + \frac{d^2}{d\xi^2} \right] \sigma = 0. \quad (19)$$

При $\lambda = n = 1, 2, 3, \dots$ этому же уравнению удовлетворяет решение одномерного уравнения Шредингера (9).

В том же нулевом порядке по $Z\alpha$ оператор D_+ равен

$$D_+ \approx \frac{1}{2}(1 + \gamma^0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (20)$$

так что решение двумерного уравнения Дирака, справедливое при всех $-\infty < z < \infty$, имеет вид

$$\Psi_n^{(\pm)} = \Psi_{Sn}^{(\pm)} u, \quad u = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

с нормировкой

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz \bar{\Psi}_n \Psi_n = 1 \quad (22)$$

и свойствами

$$\bar{u} \equiv u^\dagger \gamma^0 = (1, 0), \quad \bar{u}u = (\bar{u}\gamma^0 u) = 1, \quad \bar{u}\gamma^3 u = \bar{u}\gamma^5 u = 0. \quad (23)$$

Решение (21) соответствует подпространству $(0, 3)$ реального четырехмерного пространства, в котором поперечное по отношению к полю движение нейтрального массивного атома является свободным и волновая функция должна быть собственной функцией оператора поперечных компонент импульса атома с собственными значениями $p_{1,2}$. Формально это соответствует учету поперечной отдачи излучения на атом.

Таким образом, при расчете эффекта излучения нейтрино волновую функцию следует брать в виде

$$\Psi_n \rightarrow \Psi'_n = \Psi_n \frac{1}{\sqrt{L_1 L_2}} e^{i(p_1 x + p_2 y)}. \quad (24)$$

Обозначив импульсы нейтрино через q и q' , имеем для матричного элемента

$$\langle f|S|i\rangle = i \frac{(2\pi)^3 \delta(\Delta E - Q_0) \delta^{(1,2)}(p - Q)}{L_1 L_2 V \sqrt{2q_0 2q'_0}} M, \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned} M &= \frac{G}{\sqrt{2}} \langle n'|e^{-iQ_3 z}|n\rangle F^{(e)\alpha} F_\alpha^{(\nu)}, \quad F^{(e)\alpha} = [\bar{u}_e \gamma^\alpha (C_V + C_A \gamma^5) u_e], \\ F_\alpha^{(\nu)} &= [\bar{u}_\nu(q) \gamma_\alpha (1 + \gamma^5) u_\nu(q')], \quad Q = q + q', \quad \Delta E = E_n - E'_n, \\ \langle n'|e^{-iQ_3 z}|n\rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{S n'} e^{-iQ_3 z} \Psi_{S n} dz, \end{aligned} \quad (26)$$

$\Psi_{S n}$ определяется формулами (9), а матрицы в нейтринной скобке $F_\alpha^{(\nu)}$, разумеется, четырехрядные.

Поскольку $|Q_3 z_0| \ll 1$, то в приближении, эквивалентном дипольному, последнее выражение равно:

$$\langle n'|e^{-iQ_3 z}|n\rangle = -iQ_3 z_{n'n}, \quad z_{n'n} = \int_{-\infty}^{\infty} z \Psi_{S n'} \Psi_{S n} dz. \quad (27)$$

Выражение для вероятности в единицу времени получается стандартными методами, если использовать соотношения (массой нейтрино пренебрегаем):

$$\begin{aligned} \int \frac{d^3 q}{2q_0} \frac{d^3 q'}{2q'_0} \delta(\Delta E - Q_0) F_\alpha^{(\nu)} F_\beta^{(\nu)*} &= \frac{4\pi}{3} \int_{(\Gamma)} (Q_\alpha Q_\beta - Q^2 g_{\alpha\beta}) d^3 \vec{Q}, \\ F^{(e)\alpha} &= C_V g^{\alpha 0} + C_A g^{\alpha 3}, \end{aligned} \quad (28)$$

причем последнее следует из свойств (23), а область интегрирования имеет вид

$$\Gamma = \begin{cases} Q_0 = \Delta E, \\ |\vec{Q}| \leq Q_0. \end{cases}$$

С учетом этого получаем для вероятности излучения пары $(\nu \bar{\nu})$ в единицу времени

$$A_{nn'} = \frac{4\pi}{3} \frac{G^2}{2} z_{n'n}^2 J, \quad J = \int_{(\Gamma)} Q_3^2 [\vec{Q}^2 C_V^2 + (Q_0^2 - \vec{Q}^2 + Q_3^2) C_A^2] d^3 \vec{Q}. \quad (29)$$

Элементарное интегрирование дает

$$J = \frac{8\pi \Delta E^7}{5} (C_V^2 + C_A^2), \quad A_{nn'} = \frac{16\pi^2}{15} (C_V^2 + C_A^2) G^2 \Delta E^7 z_{n'n}^2. \quad (30)$$

Для вычисления $z_{n'n}$ перейдем к переменной $t \equiv \xi$ с учетом вида волновой функции (9) и отличного от нуля вклада переходов между состояниями с разной четностью. Это дает

$$\begin{aligned} z_{n'n} &= \frac{1}{4} \left(\frac{z_0}{Z} \right) \frac{n^{5/2}}{n'^{3/2}} \int_0^\infty t^3 e^{-s_{nn'} t} \Phi(1 - n, 2; t) \Phi\left(1 - n', 2; \frac{n}{n'} t\right) dt, \\ s_{nn'} &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{n}{n'} \right). \end{aligned} \quad (31)$$

Значение этого интеграла, который обозначим через I , можно получить из следующего интегрального соотношения [5]:

$$\int_0^\infty e^{-st} t \Phi(a, 2; t) \Phi(\alpha, 2; \lambda t) dt = A(s) F(a, \alpha; 2; \lambda(s-1)^{-1}(s-\lambda)^{-1}), \quad (32)$$

$$A(s) = (s-1)^{-a} (s-\lambda)^{-\alpha} s^{a+\alpha-2},$$

где

$$F(\alpha, \beta; \gamma; x) = 1 + \frac{\alpha\beta}{\gamma} \frac{x}{1!} + \frac{\alpha(\alpha+1)\beta(\beta+1)}{\gamma(\gamma+1)} \frac{x^2}{2!} + \frac{\alpha(\alpha+1)(\alpha+2)\beta(\beta+1)(\beta+2)}{\gamma(\gamma+1)(\gamma+2)} \frac{x^3}{3!} + \dots$$

– гипергеометрический ряд.

Формула (32) справедлива при любых $\operatorname{Re} s > 0$, если Φ и F – конечные ряды, когда a и α целые и неположительные, как в нашем случае (31):

$$a = 1 - n, \quad \alpha = 1 - n', \quad \lambda = \frac{n}{n'}. \quad (33)$$

Как видно, значение I можно получить с помощью операции дифференцирования по параметру:

$$I = \frac{d^2}{ds^2} (AF) \Big|_{s=s_{nn'}}. \quad (34)$$

Вычисления значительно упрощаются, если представить функцию $A(s)$ (32) с учетом (33) в виде

$$A(s) = B(s)C(s), \quad B(s) = \left(1 - \frac{1}{s}\right)^n \left(1 - \frac{n}{n'} \frac{1}{s}\right)^{n'}, \quad C(s) = \frac{1}{(s-1)\left(s - \frac{n}{n'}\right)}, \quad (35)$$

причем $\arg F = \lambda C(s)$. С учетом соотношений

$$(s_{nn'} - 1) = -\left(s_{nn'} - \frac{n}{n'}\right), \quad \frac{dC}{ds} \Big|_{s=s_{nn'}} = \frac{dB}{ds} \Big|_{s=s_{nn'}} = 0 \quad (36)$$

легко получить

$$I = (-1)^{n'} 2^5 \left(\frac{n-n'}{n+n'}\right)^{n+n'} \frac{n'^4}{(n-n')^4} \tilde{F}, \quad (37)$$

$$\tilde{F} = \left[\left(\frac{2nn'}{n+n'} - 1 \right) F(1-n, 1-n'; 2; -x) + xF' \right], \quad x = \frac{4nn'}{(n-n')^2},$$

а производная F' берется по аргументу $(-x)$. С учетом значения I получаем для $z_{n'n}$ (31)

$$z_{n'n} = 8(-1)^{n'} \left(\frac{z_0}{Z}\right) \frac{(nn')^{5/2}}{(n-n')^4} \left(\frac{n-n'}{n+n'}\right)^{n+n'} \tilde{F}. \quad (38)$$

Подстановка в формулу (30) приводит к следующему результату для вероятности перехода $n \rightarrow n'$ в единицу времени с излучением пары $(\nu\bar{\nu})$:

$$A_{nn'} = \frac{2^{10}\pi^2}{15} (C_V^2 + C_A^2) (Gm_p^2)^2 \left(\frac{m}{m_p}\right)^4 \frac{\Delta E^7 z_0^2}{Z^2 m^4} I(n, n'), \quad (39)$$

$$I(n, n') = (nn')^5 \left(\frac{n-n'}{n+n'}\right)^{2(n+n')} (n-n')^{-8} \tilde{F}^2.$$

Выражение для $A_{nn'}$ перепишем, подставив явное выражение $\Delta E = ((Z\alpha)^2 m/2) \times ((n')^{-2} - n^{-2})$:

$$A_{nn'} = \frac{8\pi^2}{15} (C_V^2 + C_A^2) (Gm_p^2)^2 \left(\frac{m}{m_p}\right)^4 (Z\alpha)^{12} \left(\frac{c}{\lambda_C}\right) J(n, n'), \quad (40)$$

$$J(n, n') = \frac{1}{(nn')^9} \left(\frac{n-n'}{n+n'}\right)^{2(n+n')} (n-n')^{-1} (n+n')^7 \tilde{F}^2,$$

λ_C – комптоновская длина волны электрона. Интенсивность нейтринного излучения при переходе $n \rightarrow n'$ равна

$$W_{nn'} = N_n \Delta E A_{nn'}, \quad (41)$$

а полная интенсивность

$$W = \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{n'=1}^{n-1} W_{nn'}, \quad (42)$$

где N_n – число атомов в возбужденном состоянии “ n ”.

Предположим, что система водородоподобных атомов находится в термодинамическом равновесии с электромагнитным излучением. Число возбужденных атомов с электронами, перешедшими с уровня n' на уровень $n > n'$, равно числу поглощенных фотонов соответствующей частоты, которое пропорционально общему числу таких фотонов в поле излучения, причем оно будет поддерживаться неизменным за счет обратных переходов $n \rightarrow n'$ с излучением фотонов. Ситуация практически не меняется, если малая часть переходов $n \rightarrow n'$ будет происходить с излучением нейтрино.

Тогда распределение по числу атомов $N_n(T)$ будет приблизительно повторять распределение по числу фотонов

$$dN_{\text{ph}} \sim \rho(\omega) d\omega, \quad \rho(\omega) \sim \frac{\omega^2}{e^{\omega/T} - 1}. \quad (43)$$

При переходе к дискретному распределению следует заменить

$$\omega \rightarrow \frac{(Z\alpha)^2 m}{2} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad d\omega \rightarrow \Delta\omega \sim \left(\frac{\Delta n'}{n'^3} - \frac{\Delta n}{n^3}\right), \quad (44)$$

причем, очевидно, $\Delta n' = \Delta n = 1$.

Из сделанного выше предположения следует, что

$$N_n = K \sum_{n'=1}^{n-1} f_{nn'}(T), \quad f_{nn'}(T) = \frac{(n^2 - n'^2)^2 (n^3 - n'^3)}{(nn')^7 \left[\exp\left(\frac{(Z\alpha)^2 m}{2T} \cdot \frac{n^2 - n'^2}{n^2 n'^2}\right) - 1 \right]}, \quad (45)$$

где K – нормировочный коэффициент, равный, очевидно,

$$K = N \left\{ \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{n'=1}^{n-1} f_{nn'}(T) \right\}^{-1}, \quad (46)$$

N – число атомов с электронами на возбужденных кулоновских уровнях¹⁾. Введя безразмерную температуру $t = T/((Z\alpha)^2 m)$, перепишем выражение для полной интенсивности (42) в виде

$$W = \frac{4\pi^2}{15} N(C_V^2 + C_A^2)(Gm_p^2)^2 \left(\frac{m}{m_p}\right)^4 (Z\alpha)^{14} (mc^2) \left(\frac{c}{\lambda_C}\right) w(t), \quad (47)$$

где

$$w(t) = \frac{F(t)}{f(t)}, \quad f(t) = \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{n'=1}^{n-1} f_{nn'}(t), \quad f_{nn'}(t) = \frac{(n^2 - n'^2)^2 (n^3 - n'^3)}{(nn')^7 [\exp(\frac{n^2 - n'^2}{2tn^2 n'^2}) - 1]},$$

а

$$F(t) = \sum_{n=2}^{\infty} \left(\sum_{n'=1}^{n-1} f_{nn'} \right) \left(\sum_{n'=1}^{n-1} \frac{1}{(nn')^{11}} \left(\frac{n - n'}{n + n'} \right)^{2(n+n')} (n + n')^8 \tilde{F}^2 \right), \quad (48)$$

причем в выражении для $\tilde{F}$ (37) величина F – конечный в нашем случае гипергеометрический ряд

$$F(n-1)!(n'-1)! \cdot \sum_{k=0}^{n'-1} \frac{(-x)^k}{(n-k-1)!(n'-k-1)!k!(k+1)!}, \quad x = \frac{4nn'}{(n-n')^2}. \quad (49)$$

Зависимость $w(t)$, полученная численными методами, представлена на рисунке.

¹⁾ Оно может быть выражено через общее число атомов N_0 из соотношений

$$N = \sum_{n=2}^{\infty} f(E_n, \mu), \quad f(E, \mu) = [e^{(E-\mu)/T} + 1]^{-1}, \quad N_0 = f(\varepsilon_0, \mu) + \sum_{n=1}^{\infty} f(E_n, \mu),$$

причем последнее в принципе определяет значение химического потенциала μ как функцию N_0 и T . Реализовать эту программу по нахождению N нам не удалось.

Как видно из графика, в большом диапазоне температур функция w имеет порядок 10^{-5} , достигая максимума при $t \sim 0.1$, а при $t > 2$ выходит на константу $w \approx 2 \cdot 10^{-5}$. Результат численного расчета можно интерпретировать следующим образом. В диапазоне температур $0 \lesssim T \lesssim |E_2|$ ($0 \lesssim t \lesssim 0.1$) происходит переход электронов с нижних на верхние возбужденные уровни с последующим излучением нейтрино. Число таких переходов, а значит, и интенсивность нейтринного излучения растут с ростом температуры. Таким образом, зависимость, представленная на рисунке, в области $0 \lesssim t \lesssim 0.1$ адекватно описывает реальную физическую ситуацию. В области $T \gtrsim |E_2|$ ($t \gtrsim 0.1$) на самом деле происходит ионизация атомов с возбужденных уровней, что в наших расчетах не учитывается. Таким образом, в области $t \geq 0.1$ наша зависимость является нефизической.

Отметим, что выражение для интенсивности (47) помимо стандартных “слабых” факторов $(Gm_p^2)^2 \sim 10^{-10}$ и $(m/m_p)^4 \sim 10^{-13}$ содержит дополнительные малые множители $(Z\alpha)^{14}$ и w . Поэтому предложенный принципиально новый механизм излучения нейтрино из магнитосферы звезд, по-видимому, следует рассматривать лишь как поправочный к основному [1].

Благодарности. Автор благодарен А. В. Кондратьеву и Ю. О. Яковлевой, а также Е. В. Жуковой и Д. И. Илюхину за техническую помощь.

Список литературы

- [1] В. В. Скобелев, *ЯФ*, **64**:8 (2001), 1557–1562.
- [2] В. В. Скобелев, *ЖЭТФ*, **120**:4(10) (2001), 786–796.
- [3] В. В. Скобелев, *ЖЭТФ*, **132**:5(11) (2007), 1121–1126.
- [4] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, М., 1974.
- [5] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Наука, М., 1971.

Поступила в редакцию 3.10.2008,
после доработки 26.11.2008