ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 5

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.165.8:537.636:524.354.6

АСИММЕТРИЯ ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРИНО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И САМОУСКОРЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. I

Ю. М. Лоскутов, К. В. Парфенов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Анализируется индуцируемая внешним магнитным полем асимметрия испускания нейтрино в УРКА-процессах с учетом влияния плотной нуклонной среды. Результаты применяются для изучения эффекта самоускорения нейтронной звезды.

Возможность макроскопического проявления несохранения пространственной четности в асимметрии углового распределения нейтринного излучения нейтронных звезд уже неоднократно обсуждалась ранее [1—4]. Астрономические наблюдения показывают, что коллапсирующая звезда на ранних этапах эволюции самоускоряется, приобретая дополнительную скорость $v \sim 100$ км/с [5]. В работах [1, 2] было указано на возможность такого самоускорения за счет отдачи от нейтринного излучения β-процессов, протекающих в магнитном поле звезды $H \geqslant H_c = m_e^2/|e| = 4{,}41 \cdot 10^{13}$ Гс [6]. Затем были проведены расчеты [4] углового распределения нейтрино (антинейтрино), родившихся в УРКА-процессах на невырожденных нуклонах в магнитном поле. В этом случае преобладает вылет нейтрино и антинейтрино против поля. Была получена оценка скорости, приобретаемой звездой за счет отдачи, возникающей в результате нейтринной вспышки, которая связана с процессом нейтронизации вещества.

Однако, как будет показано ниже, эта задача требует более подробного исследования. В предлагаемой статье вводится ряд дополнений и уточнений. Во-первых, учитываются захват нейтрино в веществе нейтронной звезды, который становится существенным при плотности $\rho > 3 \cdot 10^{11}$ г/см³ [7], и последующее вырождение нейтрино. Так как вероятность захвата зависит от направления движения нейтрино, эффекты непрозрачности могут сильно ослабить асимметрию выходящего излучения [8]. Во-вторых, учитывается влияние нуклонной среды и вырождение нуклонов на заключительной стадии нейтронизации. Несмотря на то что эти эффекты существенны лишь при довольно высокой плотности ($\rho \geqslant 10^{13}$ г/см³), они играют важную роль, так как индуцирующее асимметрию магнитное поле нарастает с увеличением плотности. Кроме того, в следующей статье будет рассмотрено приобретение звездой дополнительной скорости за счет отдачи от нейтринного излучения, испускаемого в ходе остывания образовавшейся нейтронной звезды. Как мы увидим в дальнейшем, эти уточнения могут существенно изменить результат — вплоть до изменения знака эффекта.

При вычислениях будем считать нуклоны нерелятивистскими, а электроны ультрарелятивистскими, не будем учитывать аномальные магнитные моменты нуклонов и наличие у нейтронной квазичастицы эффективного заряда по отношению к магнитному полю.

На этапе нейтронизации вещества основной вклад в нейтринную светимость вносит процесс $ep \to n\nu$, матричный элемент которого имеет вид

$$\mathcal{M}_{ep} = \frac{\widetilde{G}}{\sqrt{2}} \int d^4x \, [\overline{\Psi}_n \gamma^\mu (1 + \widetilde{g}_A \gamma^5) \Psi_p] [\overline{\Psi}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma^5) \Psi_e].$$

Здесь $\widetilde{G} = G\gamma_V$ — константа Ферми, а $\tilde{g}_A = g_A \gamma_A / \gamma_V$ — аксиальная константа, скорректированные с учетом нуклонных корреляций, γ_V, γ_A — параметры корреляций в вершине слабого взаимодействия. Они определяются из уравнения для этой вершины $\mathcal{T}_1^\beta$ [9]:

$$\mathcal{T}_1^\beta(x) = \mathcal{T}_0^\beta(x) + \int d^4y \, d^4z \, \mathrm{Sp} \, [\mathcal{F}(x, y) \, G(y-z) \, \mathcal{T}_1^\beta(z) \, G(z-x)], \tag{1}$$

где $\mathcal{T}_0^\beta$ — «затравочная» вершина пустотного взаимодействия, $G(x)$ — пропагатор нуклона, $\mathcal{F}(x, y)$ — локальное взаимодействие нуклонов в ядерном веществе [9]:

$$\mathcal{F} \frac{dn}{d\varepsilon_F}\bigg|_{p_F = p_0} = [f + f' \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2 + (g + g' \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2) \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2] \, \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}),$$

$\boldsymbol{\sigma}_i$, $\boldsymbol{\tau}_i$ — спиновые и изоспиновые матрицы нуклонов, $p_0 = p_F(\rho_0)$, $\rho_0 = 2{,}8 \cdot 10^{14}$ г/см^3. В (1) мы пренебрегли вкладом однопионного обмена в межнуклонное взаимодействие — в нерелятивистском приближении его влияние сводится здесь к небольшому изменению константы f'. Для γ_V, γ_A получаем

$$\gamma_V \simeq [1 - 2f' p_F^n p_0^{-1} \Phi_1(\omega, q)]^{-1},$$

$$\gamma_A \simeq [1 - 2g' p_F^n p_0^{-1} \Phi_1(\omega, q)]^{-1},$$

где $\Phi_1(\omega, q) = m_n^{*2} \{(a^2 - b^2) \ln [(a + b)/(a - b)] - 2ab\} / (4 p_F^n q^3)$, $a = \omega - q^2/(2m_n^*)$, $b = q v_F$, ω, q — энергия и импульс лептонной пары, m_n^* — эффективная масса нейтронной квазичастицы.

Волновая функция электрона в магнитном поле дается выражением

$$\Psi_e(\rho, \varphi, z, t) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{|eH|}{\pi}} \, \widehat{B} \exp \left\{ -i \left[Et - q_3 z - \left(l + \frac{1}{2} \right) \varphi \right] \right\},$$

$$\widehat{B} = \begin{pmatrix} f_+ (\chi_+ + \zeta\chi_-) I_{n-1,s}(x) \exp\{-i\varphi/2\} \\ -i\zeta f_- (\chi_+ - \zeta\chi_-) I_{n,s}(x) \exp\{i\varphi/2\} \\ f_+ (\chi_+ - \zeta\chi_-) I_{n-1,s}(x) \exp\{-i\varphi/2\} \\ i\zeta f_- (\chi_+ + \zeta\chi_-) I_{n,s}(x) \exp\{i\varphi/2\} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Здесь $f_\pm = (1 \pm \zeta m / E_\perp)^{1/2}$, $\chi_\pm = (1 \pm q_3/E)^{1/2}$, $E_\perp^2 = m^2 + 2|eH|n$, $E^2 = E_\perp^2 + q_3^2$, $x = |eH|\rho^2/2$; l, s, ζ, $n = l + s$ — квантовые числа электрона, $I_{n,s}$ — присоединенные функции Лагерра. Волновая функция протона получается из (2) с помощью зарядового сопряжения.

Записывая $\mathcal{M}_{ep}$ в виде

$$\mathcal{M}_{ep} = i(2\pi)^2 \delta(E^e + E^p - E^n - E^\nu) \, \delta(q_3^e + p_3^p - p_3^n - q_3^\nu) \, \mathcal{T}_{ep},$$

получим для излучения из единицы объема

$$\frac{d\mathscr{E}_{ep}^{\nu}}{d\mathbf{q}^{\nu}}=\frac{q^{\nu}}{(2\pi)^3}\int\frac{d^3\mathbf{p}^n}{(2\pi)^3}\,\frac{dq_3^e}{2\pi}\,\frac{dp_3^p}{2\pi}\sum_{p,e}(2\pi)^2\,\delta\,(E^e+E^p-E^n-E^{\nu})\times$$

$$\times\delta\,(q_3^e+p_3^p-p_3^n-q_3^{\nu})\,n_pn_e\,(1-n_n)\,(1-n_{\nu})\,|\mathscr{F}_{ep}|^2, \tag{3}$$

где $n_i=\{1+\exp[(E^i-\mu_i)/T]\}^{-1}$ — функция распределения частиц i-го сорта, а $q^{\nu}=|\mathbf{q}^{\nu}|$. Вычисления существенно упрощаются в случае слабого ($|eH|\ll p_F^{e^2}$) или сильного ($|eH|>p_F^{e^2}/2$) поля. Для нас наиболее важен случай слабого поля, так как для нейтронных звезд $p_F^{e^2}/|e|\sim$ $\sim 10^{16}\div 10^{19}$ Гс. В низшем порядке по $|eH|/p_F^{e^2}$, T/μ_n получаем из (3)

$$\frac{d\mathscr{E}_{ep}^{\nu}}{d\mathbf{q}^{\nu}}\simeq\frac{\widetilde{G}^2m_n^*m_p^*}{32\pi^6}\,p_F^eq^{\nu}\,(1-n_{\nu})\,[(q^{\nu}-\delta\mu)^2+\pi^2T^2]\,f\left(\frac{p_F^n}{2p_F^e},\ \frac{q^{\nu}}{2p_F^e}\right)\times$$

$$\times\{1+\exp[(q^{\nu}-\delta\mu)/T]\}^{-1}\,\{1+3\widetilde{g}_A^2+(1-\widetilde{g}_A^2)\,|eH|\,p_F^{e^{-2}}\cos\vartheta\}, \tag{4}$$

$$f\,(x,\ y)=\begin{cases}1, & x+y<1 \quad (y<x),\\ [1-|x-y|]/(2y), & x+y\geqslant 1,\quad (x-y)^2\leqslant 1,\\ 0, & (x-y)^2>1,\end{cases}$$

$\delta\mu=m_p^*+\mu_p+\mu_e-m_n^*-\mu_n$ (при $\delta\mu\to 0$ существен вклад процесса $n\to$ $\to pe\bar{\nu}$, который сравнивается с (4) при $\delta\mu=0$).

Удельная нейтринная светимость равна

$$\mathscr{E}_{ep}^{\nu}\simeq\frac{457\pi}{20\,160}\,\widetilde{G}^2m_n^*m_p^*p_F^eT^6\,(1+3\widetilde{g}_A^2)\,\Theta\,(1-p_F^n/(2p_F^e))$$

для слабого вырождения нейтрино при $\delta\mu\ll T$ ($\Theta(x)$ — функция Хэвисайда, описывающая подавление однонуклонных процессов в нейтронном веществе за счет множителя $\sim\exp[(2p_F^e-p_F^n)/T]$) и

$$\mathscr{E}_{ep}^{\nu}\simeq\frac{\widetilde{G}^2m_n^*m_p^*}{8\pi^5}\,p_F^eTp_F^{\nu^3}\,[(p_F^{\nu}-\delta\mu)^2+\pi^2T^2]\,f\left(\frac{p_F^n}{2p_F^e},\ \frac{p_F^{\nu}}{2p_F^e}\right)\times$$

$$\times\exp[(\delta\mu-p_F^{\nu})/T]\,(1+3\widetilde{g}_A^2)$$

в случае сильного вырождения ($p^{\nu}{}_F\gg T$). Наличие вырожденного нейтринного газа несколько замедляет нейтронизацию и сопровождающее ее сжатие.

Угловое распределение нейтринного излучения асимметрично:

$$\frac{d\mathscr{E}_{ep}^{\nu}}{d\Omega}=\mathscr{E}_{ep}^{\nu}\,(4\pi)^{-1}\,[1+k_{ep}\cos\vartheta].$$

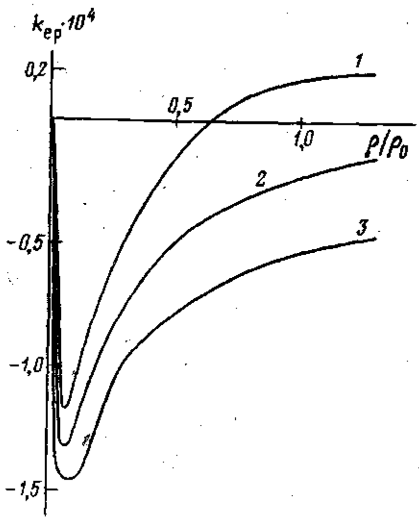
Как видно из (4), параметр асимметрии k_{ep} существенно зависит от плотности: при $\rho\gg\rho_0$ он может даже поменять знак! На рисунке показана зависимость $k_{ep}(\rho)$, полученная в предположении линейной связи магнитного поля с плотностью: $H=H_0\rho/\rho_0$, $H_0=10^{15}$ Гс. Кривая *1* построена для $f'=0{,}5$, $g'=1{,}1$; кривая *2* — для $f'=0{,}7$, $g'=1{,}1$; кривая *3* — для $f'=0{,}7$, $g'=0{,}9$.

Перейдем теперь к учету свойств непрозрачности. Длина пробега нейтрино в веществе нейтронной звезды зависит от направления движения [8]:

$$\lambda=\lambda_0(1+k_n\cos\vartheta)^{-1}$$

и связана с удельной светимостью соотношением [10]

$$\lambda_0^{-1}\simeq 2\pi^2[1+\exp(q^\nu/T)](q^\nu)^{-3}\,\frac{d\mathscr{E}^\nu}{dq^\nu}.$$



Поэтому будем считать, что $\mathscr{E}^\nu$ (и λ^{-1}) отличны от нуля только в пределах плотной и горячей «активной области» звезды с радиусом $R_a\simeq(0{,}4\div 0{,}7)\,R$, R — радиус звезды. Тогда спектрально-угловое распределение выходящего излучения определяется выражением

$$\frac{dI^\nu}{d\mathbf{q}^\nu}=\int\frac{d\mathscr{E}^\nu}{d\mathbf{q}^\nu}\times$$

$$\times\exp\left[-\int\limits_0^{d(\mathbf{r},\mathbf{n})}\frac{ds}{\lambda(\mathbf{r}+\mathbf{n}s,\mathbf{q}^\nu)}\right]d^3\mathbf{x}\simeq$$

$$\simeq\frac{d\mathscr{E}^\nu}{d\mathbf{q}^\nu}\,R_a^3F(\vartheta),$$

где $\mathbf{n}=\mathbf{q}^\nu/q^\nu$, $d(\mathbf{r},\mathbf{n})$ — расстояние вдоль $\mathbf{n}$ от точки $\mathbf{r}$ до поверхности звезды, а

$$F(\vartheta)=\int\limits_0^1 dx\,x^2\int d\mathbf{n}'\exp\left\{a\left[(\mathbf{n}\mathbf{n}')\,x-\sqrt{(\mathbf{n}\mathbf{n}')^2x^2+1-x^2}\right]\right\}=$$

$$=\frac{\pi}{a^2}\{a+e^{-2a}-(1-e^{-2a})/(2a)\},$$

$$a=R_a(1+k_n\cos\vartheta)/\lambda_0.$$

Для случая слабого поля $k_n\ll 1$ и параметр асимметрии выходящего излучения равен

$$\bar{k}\simeq k-k_n[2x^2-3+(4x^2+6x+3)\exp(-2x)]\,[2x^2-1+$$

$$+(2x+1)\exp(-2x)]^{-1},$$

$x=R_a/\lambda_0$, k — параметр асимметрии в условиях прозрачности. Видно, что при $k_n\simeq k$, $\lambda_0\ll R_a$ асимметрия излучения сильно подавлена: $\bar{k}\simeq\simeq k\,(\lambda_0/R_a)^2$.

Для получения численной оценки скорости отдачи звезды, приобретаемой в ходе нейтронизации, используем следующее грубое описание коллапса [7]: нейтронизация вещества начинается при $\rho\sim 10^{10}$—10^{11} г/см^3, $T\simeq 5\cdot 10^9$ К и сопровождается быстрым сжатием. При $\rho>3\cdot 10^{11}$ г/см^3 существенную роль начинают играть эффекты непрозрачности, нейтрино задерживаются и становятся сильно вырожденными.

Они покидают звезду за время $t_d \sim 1$ с. К моменту окончания нейтронизации $\rho \sim 10^{14}$ г/см^3, $p^\nu_F < T \sim 10^{11}$ К и однонуклонные процессы сильно подавлены. В этом случае при линейной связи магнитного поля с плотностью $H = H_0 \rho/\rho_0$, $H_0 \ll 10^{18}$ Гс

$$v_H^{ep} \simeq +0{,}09 H_{0_{15}} \text{ км/с}.$$

Знак показывает направление скорости относительно магнитного поля, $H_{15} = H/10^{15}$ Гс. При разумных предположениях о величине поля величина $v_H{}^{ep}$ оказывается слишком малой. В следующей статье будет показано, что значительно больший вклад в самоускорение звезды может вносить отдача от нейтринного излучения, испускаемого на стадии ее остывания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Чугай Н. Н.//Письма в Астрон. журн. 1984. **10**. С. 210. [2] Лоскутов Ю. М. Препринт физ. фак. МГУ № 4/1984. М., 1984. [3] Лоскутов Ю. М.// //Письма в ЖЭТФ. 1984. **39**. С. 438; ДАН СССР. 1984. **275**. С. 1396; ТМФ. 1985. **65**. С. 141. [4] Дорофеев О. Ф., Родионов В. Н., Тернов И. М.//Письма в Астрон. журн. 1985. **11**. С. 302. [5] Корнилов В. Г., Липунов В. М.//Астрон. журн. 1984. **61**. С. 686. [6] Липунов В. М.//Астрон. журн. 1982. **59**. С. 888. [7] Шапиро С. Л., Тьюколски С. А. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. Физика компактных объектов. М., 1985. [8] Дорофеев О. Ф. и др. Препринт физ. фак. МГУ № 7/1986. М., 1986. [9] Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1983. [10] Воскресенский Д. Н., Сенаторов А. В.//ЖЭТФ. 1986. **90**. С. 1505.

Поступила в редакцию
03.06.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 5

УДК 530.145

ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ КВАРКОВ В НЕАБЕЛЕВЫХ ХРОМОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А. С. Вшивцев, Б. В. Магницкий

(НИИЯФ)

Рассмотрено влияние химического потенциала на термодинамический потенциал равновесной системы кварков и антикварков в неабелевых хромомагнитных полях. Показано, что термодинамический потенциал является гладкой функцией температуры, поля и химического потенциала.

В данной работе рассмотрено влияние отличного от нуля химического потенциала μ на термодинамический потенциал Ω равновесной системы кварков и антикварков в неабелевых хромомагнитных полях. Интерес к такой постановке задачи связан с изучением температурных эффектов в калибровочных теориях с учетом свойств непертурбативного вакуума. Температурные эффекты в квантовой хромодинамике могут играть существенную роль при изучении свойств вещества, находящегося в экстремальных условиях высокой плотности и/или температуры. Так, например, в литературе рассматривается возможность образования кварк-глюонной плазмы в результате столкновения высокоэнергетичных тяжелых ионов [1—3].

Используя технику мнимого времени [2], квантовополевой аналог термодинамического потенциала кварк-антикваркового газа можно