第 47 卷 第 3 期 天 文 学 报 Vol.47 No.3
2006 年 7 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA Jul., 2006

弱磁场及甚强磁场下奇异夸克物质 Urca 过程的中微子能量损失率*

刘学文 康 缈 俞云伟 周 霞 郑小平 †

(华中师范大学天体物理研究所 武汉 430079)

摘要 研究了磁场对奇异星模型中夸克直接 Urca 过程的中微子能量损失率的影响, 首先改进了弱场条件下的近似计算方法, 这一方法可以推广到其他弱作用过程. 在甚强磁场下, 严格地计算 Urca 过程的中微子能量损失率, 结果显示辐射率强烈地依赖于磁场, 与磁场的二次方成正比, 更重要的是对温度的依赖关系不同于弱场及没有磁场时的情形.

关键词 磁场, 致密物质, 核反应, 中微子, 恒星: 中子星

中图分类号: P 144; **文献标识码**: A

1 引言

人们普遍相信如果由中子物质组成的中子星核的密度超过几倍普通核物质密度时, 中子星的核将发生到夸克物质的退禁闭相变. 相变将使得普通的中子星变成由奇异夸克物质的核组成的混合星或者整个星体都由奇异夸克物质组成的奇异星 [1].

研究奇异夸克物质的组分及反应过程的一个不可忽略的参数是磁场. 脉冲星表面都是带有磁场的, 普通射电脉冲星的表面磁场为 10^{11-12} G, 而磁星的表面磁场高达 10^{14-15} G. Shapiro 等 [2] 指出, 如果脉冲星的表面磁场为 $B \sim 10^{14}$ G, 则中子星的内部磁场可以达到 $B \sim 10^{14-18}$ G. 在磁场中, 由于带电粒子与磁场的相互作用, 人们预计系统的热力学性质和相关反应截面与没有磁场的情况时有很大地不同 [3,4]. 由于磁场跨度很大, 我们在计算中子物质和奇异夸克物质的内部反应过程时没有一个统一和简洁的处理方法. 严格地做法应该是考虑带电粒子在磁场中各个朗道能级对反应的贡献, 然而这种方法非常复杂, 并非对任何反应过程皆适用 [5]. Goyal[6] 1998 年在弱场近似和强场极限下计算了中子 Urca 过程, 在那里相较于电子而言, 中子和质子动量近似看成为零. 对于夸克物质而言, 这一近似条件不易满足.

在本文中, 我们改进 Goyal 的方法计算了夸克 Urca 过程的中微子能量损失率.

2005-07-12 收到

* 国家自然科学基金 (10373007, 90303007), 高等学校博士学科点专项科研基金 (20040511005) 资助项目

†E-mail: zhxp@phy.ccnu.edu.cn

2 磁场中的奇异夸克物质

在奇异星内部，因为密度很高，夸克和电子都是相对论性的．为了求磁场中奇异夸克物质的状态方程和相关反应的矩阵元，我们需要求解磁场中 Dirac 方程的精确解．一个质量为 m 的粒子，在无磁场的情况下，其哈密顿量可以写为

$$\hat{H} = \alpha \cdot \boldsymbol{p} + \beta m \,. \tag{1}$$

若粒子在电磁场中运动，这时我们以四维矢势 A^μ 标识电磁场．根据最小耦合原理，在自由的哈密顿量中以 $\hat{p}^\mu - q\hat{A}^\mu$ 代替 $\hat{p}^\mu$, 就可以得到电磁场中粒子的哈密顿量，其中 q 是带电粒子的电量，所以 Dirac 哈密顿量变成

$$\hat{H} = \alpha \cdot (\boldsymbol{p} - q\boldsymbol{A}) + \beta m + q\phi \,. \tag{2}$$

这里我们令静电势 $\phi = 0$, 考虑带电粒子在沿 z 轴方向的稳恒、均匀的磁场中运动，我们选择朗道规范

$$\boldsymbol{A} = (0, Bx, 0) \,. \tag{3}$$

根据对称性选择一个任意形式的波函数

$$\psi(t, \boldsymbol{x}) = f(x) \exp(-i\epsilon\varepsilon t + i\epsilon p_y y + i\epsilon p_z z) \,, \tag{4}$$

其中 $\epsilon = \pm$ 表示正能解以及负能解， ε 是能量的幅度．把该任意的波函数代入 Dirac 方程

$$(i\partial t - \hat{H})\psi(t, \boldsymbol{x}) = 0 \,, \tag{5}$$

可以得到能量的表达式以及波函数．能量为

$$\varepsilon = \sqrt{p_z^2 + m^2 + 2\nu|q|B} \,, \tag{6}$$

式中 ν 是朗道能级．它是简并的并且可以以轨道部分和自旋部分的量子数 l, s 来表示，

$$\nu = l + \frac{1}{2}(1 \pm s) \,, \tag{7}$$

需要指出的是上式中的 $\pm$ 号与能量相反，分别表示的是对应负电荷和正电荷的情形．对于正电荷，有 $q = |q|$, 自旋向上波函数为

$$\psi_+^\epsilon(t, \boldsymbol{x}) = \frac{\exp[-i\epsilon\varepsilon t + i\epsilon p_y y + i\epsilon p_z z]}{\sqrt{2\varepsilon(\epsilon\varepsilon + m)L_y L_z}} \begin{pmatrix} (\epsilon\varepsilon + m) I_{\nu, p_z}(x) \\ 0 \\ \epsilon p_z I_{\nu, p_z}(x) \\ -i\sqrt{2\nu|q|B} I_{\nu-1, p_z}(x) \end{pmatrix} , \tag{8}$$

相应的自旋向下的解为

$$\psi_{-}^{\epsilon}(t,\boldsymbol{x})=\frac{\exp[-i\epsilon\varepsilon t+i\epsilon p_y y+i\epsilon p_z z]}{\sqrt{2\varepsilon(\epsilon\varepsilon+m)L_yL_z}}\begin{pmatrix}0\\(\epsilon\varepsilon+m)I_{\nu-1,p_z}(x)\\i\sqrt{2\nu|q|B}I_{\nu,p_z}(x)\\-\epsilon p_z I_{\nu-1,p_z}(x)\end{pmatrix}. \tag{9}$$

在方程 (8) 和 (9) 中，L_y 和 L_z 分别是 y 方向和 z 方向的尺度. 对于带负电的粒子, $q=-|q|$, 波函数稍微有点区别：

$$\psi_{q+}^{\epsilon}(t,\boldsymbol{x})=\frac{\exp[-i\epsilon\varepsilon t+i\epsilon p_y y+i\epsilon p_z z]}{\sqrt{2\varepsilon_q(\epsilon\varepsilon_q+m)L_yL_z}}\begin{pmatrix}(\epsilon\varepsilon+m)I_{\nu-1,p_z}(x)\\0\\\epsilon p_z I_{\nu-1,p_z}(x)\\i\sqrt{2\nu|q|B}I_{\nu,p_z}(x)\end{pmatrix}, \tag{10}$$

$$\psi_{q-}^{\epsilon}(t,\boldsymbol{x})=\frac{\exp[-i\epsilon\varepsilon t+i\epsilon p_y y+i\epsilon p_z z]}{\sqrt{2\varepsilon_q(\epsilon\varepsilon_q+m)L_yL_z}}\begin{pmatrix}0\\(\epsilon\varepsilon+m)I_{\nu,p_z}(x)\\-i\sqrt{2\nu|q|B}I_{\nu-1,p_z}(x)\\-\epsilon p_z I_{\nu,p_z}(x)\end{pmatrix}. \tag{11}$$

在方程 (8)-(11) 中

$$I_{\nu p_z}=\left(\frac{|q|B}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}}\exp[-\frac{1}{2}|q|B\left(x-\frac{p_y}{qB}\right)^2]\times\frac{1}{\sqrt{2^\nu\nu!}}H_\nu[\sqrt{|q|B}\left(x-\frac{p_y}{qB}\right)], \tag{12}$$

其中 H_ν 是厄米多项式. 为了后面的计算方便和简洁，这里定义一个量：

$$\xi=(\mid q\mid B)^{1/2}\left(x-\frac{p_y}{qB}\right), \tag{13}$$

于是方程 (12) 可以改写成更为简洁的形式：

$$I_{\nu,p_z}=\left(\frac{|q|B}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}}\exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right)\times\frac{1}{\sqrt{2^\nu\nu!}}H_\nu(\xi). \tag{14}$$

在后面的计算中，需要知道奇异夸克物质中各粒子的组分，我们知道系统应保持平衡：

$$d\to u+e^-+\bar{\nu}_e, \tag{15}$$

$$u+e^-\to d+\nu_e, \tag{16}$$

$$s\to u+e^-+\bar{\nu}_e, \tag{17}$$

$$u+e^-\to s+\nu_e, \tag{18}$$

$$u+d\to s+u. \tag{19}$$

中微子与物质的相互作用很弱，几乎无作用地逃逸出系统，这意味着中微子的化学势可以取为零. 反应 (15)—(18) 导致奇异星损失能量，反应 (19) 维持夸克味数的平衡. 这些反应达到的平衡意味着：

$$\mu_d = \mu_s = \mu\,, \tag{20}$$

$$\mu_u + \mu_e = \mu\,, \tag{21}$$

电中性要求：

$$2n_u - n_d - n_s - 3n_e = 0\,, \tag{22}$$

重子数守恒：

$$n_B = \frac{n_d + n_s + n_u}{3}\,. \tag{23}$$

上面几式中的 μ_i 和 n_i 分别为粒子的化学势和数密度. 磁场中零温极限下的夸克物质系统的巨热力学势由文 [3] 给出

$$\begin{aligned}\Omega_i &= -\frac{g_i q_i B}{8\pi^2}\sum_{\nu=0}^{\nu_{\max}} b_\nu \\ &\left\{\mu_i\sqrt{\mu_i^2 - m_i^2 - 2\nu q_i B} - (m_i^2 + 2\nu q_i B)\ln\left[\frac{\mu_i + \sqrt{\mu_i^2 - m_i^2 - 2\nu q_i B}}{\sqrt{m_i^2 + 2\nu q_i B}}\right]\right\}\,,\end{aligned} \tag{24}$$

其中 g_i 是自由粒子的简并度，对于夸克 $g_i = 6$, 对于电子 $g_e = 2$, $b_\nu = 2 - \delta_{\nu,0}$. 由热力学关系

$$n_i = -\left(\frac{\partial\Omega_i}{\partial\mu_i}\right)\,, \tag{25}$$

可以得到粒子 $i(i = u, d, s, e)$ 的粒子数密度

$$n_i(B,\mu) = \frac{g_i q_i B}{4\pi^2}\sum_{\nu=0}^{\left[\frac{\mu_i^2 - m_i^2}{2q_i B}\right]} b_\nu\left\{\sqrt{\mu_i^2 - m_i^2 - 2q_i B\nu}\right\}\,. \tag{26}$$

我们在图 1 中给出了不同磁场下夸克和电子的组分，从中可见随着磁场的增加，电子的丰度很快地增长 [3].

3 弱磁场下夸克 Urca 过程的中微子能量损失率

我们以反应 (15) 为例，讨论中微子能量损失率. 在弱磁场下，即 $\dfrac{\mu_i^2 - m_i^2}{2eB} \gg 1$, 带电粒子占有较多的朗道能级. 这时反应的不变矩阵元几乎不受磁场影响，改变主要来自带电粒子的相空间 [6]. 反应 (15) 在弱场下不变矩阵元取磁场为零时的表达式 [7]:

$$|M|^2 = 64 G_F^2\cos^2\theta_c(p_d\cdot p_{\bar{\nu}_e})(p_u\cdot p_e)\,, \tag{27}$$

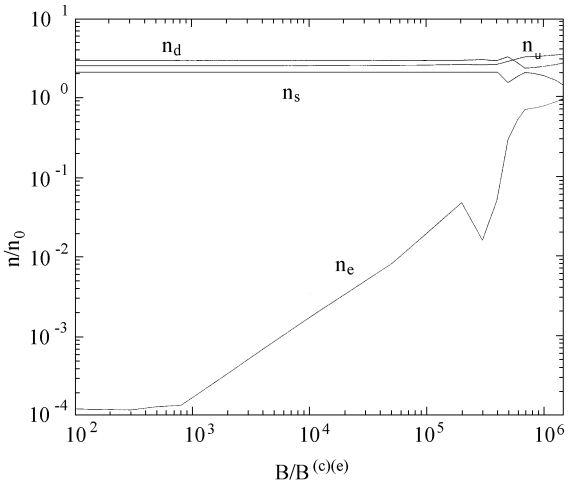

图 1　u, d, s 夸克和电子的粒子数密度随磁场的变化，　$B^{(c)(e)} = 4.4 \times 10^{13}$ G 是电子的临界磁场，　$n_B = 2.5n_0$ ($n_0 = 0.168fm^{-3}$ 是核物质的饱和密度)

Fig. 1　The variation of u, d, s quarks and electron number density with the magnetic field, $B^{(c)(e)} = 4.4 \times 10^{13}$ G is the strength of electron critical field $n_B = 2.5n_0$ ($n_0 = 0.168fm^{-3}$ is the saturation density of nuclear matter)

其中 $p_d, p_{\bar{\nu}_e}, p_u, p_e$ 分别代表 d, $\bar{\nu}_e$, u 和 e 的四动量. 对于 u, d 夸克以及电子，其费米能比质量大得多，所以我们略去它们的质量；而中微子本身质量很小，也可以忽略. 所以 $\varepsilon_u = p_u, \varepsilon_d = p_d, \varepsilon_e = p_e, \varepsilon_{\bar{\nu}_e} = p_{\bar{\nu}_e}, \varepsilon_s = \sqrt{p_s^2 + m_s^2}$. 因此四动量的点乘给出：

$$(p_d \cdot p_{\bar{\nu}_e})(p_u \cdot p_e) = \varepsilon_d \varepsilon_{\bar{\nu}_e} \varepsilon_u \varepsilon_e (1 - \cos\phi_{d\bar{\nu}_e})(1 - \cos\phi_{ue}) \,. \tag{28}$$

中微子能量损失率的表达式为：

$$\dot{\varepsilon}_{\bar{\nu}_e} = 6 \left[\prod_i \int \frac{1}{(2\pi)^3 2E_i} \mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_i \right] \sum |M|^2 \varepsilon_{\bar{\nu}_e} (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) S \,, \tag{29}$$

其中

$$S = n(\varepsilon_d)[1 - n(\varepsilon_u)][1 - n(\varepsilon_e)] \,, \tag{30}$$

$$n(\varepsilon_i) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \mu_i}{T} \right) \right]^{-1} \,, \tag{31}$$

因为电子的质量比夸克小很多，所以我们这里认为弱磁场只是影响电子的相空间，作替换：

$$2 \int \frac{\mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_e}{(2\pi)^2} \longrightarrow \frac{eB}{(2\pi)^3} \sum_{\nu=0}^{\nu_{\max}} (2 - \delta_{\nu,0}) \int \mathrm{d}p_{ez} \,, \tag{32}$$

Goyal 等 [6] 曾经通过相空间的替换成功计算了中子 Urca 过程，在那里他们认为中子，质子为非相对论情形，取中子，质子的零动量极限，因而横动量与纵动量积分退耦. 可

是我们这里夸克为相对论粒子，不能忽略他们的动量，因此不变矩阵元存在夹角 $\phi_{d\bar{\nu}_e}$ 和 ϕ_{ue}. 我们认为不变矩阵元近似等于自由粒子行为，那么也可近似认为粒子运动方向不受磁场影响，因而 (32) 式可替换为：

$$2\int\frac{\mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_e}{(2\pi)^3}\longrightarrow\frac{eB}{(2\pi)^3}\sum_{\nu=0}^{\nu_{\max}}(2-\delta_{\nu,0})\int\mathrm{d}p_{ez}\mathrm{d}\Omega_e\,, \tag{33}$$

这显然类似于计算涨落模式相互作用的随机位相近似. 我们立即得到反应 (15) 中微子能量损失率的最终表达式为

$$\dot{\varepsilon}_{\bar{\nu}_e}=\frac{457}{1680}G_F^2\cos^2\theta_c P_{Fd}P_{Fu}eBT^6\sum_{\nu=0}^{\nu_{\max}}(2-\delta_{\nu,0})\frac{J}{\sqrt{\mu_e^2-m_e^2-2\nu eB}}\,. \tag{34}$$

其中 J 为

$$J=\int\frac{\mathrm{d}x}{x}\{\sin(P_{Fd}x)\sin(P_{Fu}x)\sin(P_{Fe}x)+\sin(P_{Fd}x)f(P_{Fe}x)f(P_{Fu}x)\}\,, \tag{35}$$

$$f(P_{Fi}x)=\cos(P_{Fi}x)-\frac{\sin(P_{Fi}x)}{P_{Fi}x}\,, \tag{36}$$

当 $B\to 0$ 时， (34) 式回到无磁场情形

$$\dot{\varepsilon}_{\bar{\nu}_e}(B=0)\approx 8.8\times10^{26}\alpha_c(n_b/n_0)Y_e^{1/3}T_9^6\,. \tag{37}$$

4 甚强磁场下夸克 Urca 过程的中微子能量损失率

脉冲星的表面磁场很强，磁星的表面磁场高达 10^{14-15} G, 内部磁场为 10^{14-19} G. 下面我们将考虑强磁场下的中微子产能率. 在强磁场下，参加反应的带电粒子都被磁场极化. 在本节中，我们将考虑磁场足够强，使得所有参加反应的带电粒子都处于最低朗道能级，这时反应的矩阵元改变，应该用精确的 Dirac 方程的解计算. 我们在合理的近似下将给出中微子产能率的一个比较简单的表达式.

u,d 夸克以及电子处于沿 z 方向的均匀磁场中时，它们的能级是朗道量子化的. 这时中微子的能量损失率由下式给出，

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon}_{\bar{\nu}_e}(B) \;=\;& 3\int_{-|q|BL_x/2}^{|q|BL_x/2}\frac{L_y\mathrm{d}p_{dy}}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{L_z\mathrm{d}p_{dz}}{2\pi}\int_{-|q|BL_x/2}^{|q|BL_x/2}\frac{L_y\mathrm{d}p_{ey}}{2\pi}\\ &\int_{-\infty}^{\infty}\frac{L_z\mathrm{d}p_{uz}}{2\pi}\int_{-|q|BL_x/2}^{|q|BL_x/2}\frac{L_y\mathrm{d}p_{ey}}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{L_z\mathrm{d}p_{ez}}{2\pi}\int_{\infty}^{\infty}\frac{V\mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_\nu}{(2\pi)^3}\times\\ &\varepsilon_\nu W_{fi}f(\varepsilon_d)(1-f(\varepsilon_e))(1-f(\varepsilon_u))\,.\end{aligned} \tag{38}$$

这里我们认为所有的带电粒子都处于最低朗道能级，因子 3 是考虑了 d 夸克的色简并. $f(\varepsilon_i)$ 为第 i 个粒子的费米 - 狄拉克分布函数. 中微子单位体积内的反应速率可由费米黄

金规则给出 $W_{fi}=\langle\mid S_{fi}\mid^2\rangle/tV$. 这里的 t 表示时间， $V=L_xL_yL_z$ 表示系统的体积. S 矩阵元为：

$$S_{fi}=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\int \mathrm{d}^4X\overline{\psi}_e\gamma_\mu(1-\gamma_5)\psi_{\overline{\nu}_e}\overline{\psi}_u\gamma^\mu(1-\gamma_5)\psi_d\,. \tag{39}$$

当所有带电粒子处于最低朗道能级 ($\nu=0$) 时，它们的波函数可由上节的 Dirac 方程的解给出. 把它们代入上式，可以得到单位体积的反应速率，

$$\begin{aligned} W_{fi} &= \frac{G_F^2\cos^2\theta_c\sqrt{2eB}(2\pi)^3}{6\sqrt{\pi}L_xL_y^2L_z^2}|M|^2\delta(\varepsilon_d-\varepsilon_u-\varepsilon_e-\varepsilon_{\overline{\nu}_e})\\ &\quad \delta(p_{dy}-p_{uy}-p_{ey}-p_{y\overline{\nu}_e})\delta(p_{dz}-p_{uz}-p_{ez}-p_{z\overline{\nu}_e})\\ &\quad \exp[-\frac{p_{uy}^2}{eB}-\frac{5p_{dy}^2}{2eB}-\frac{p_{ey}^2}{2eB}-\frac{p_{uy}p_{dy}}{eB}-\frac{p_{uy}p_{ey}}{eB}+\frac{p_{dy}p_{ey}}{eB}]\,. \end{aligned} \tag{40}$$

该式中 M 是不变散射振幅，对其求平方并对中微子状态求和，可以得到

$$\begin{aligned} |M|^2 &= \frac{(\varepsilon_d+m_d+p_{dz})^2(\varepsilon_e+m_e-p_{ez})^2(\varepsilon_u+m_u+p_{uz})^2}{4\varepsilon_d(\varepsilon_d+m_d)\varepsilon_u(\varepsilon_u+m_u)\varepsilon_e(\varepsilon_e+m_e)}\times\\ &\quad \frac{(\varepsilon_{\overline{\nu}_e}+m_{\overline{\nu}_e}-p_{z\overline{\nu}_e})^2}{\varepsilon_{\overline{\nu}_e}(\varepsilon_{\overline{\nu}_e}+m_{\overline{\nu}_e})}\,. \end{aligned} \tag{41}$$

在以上的计算中，我们采用近似方法 [8]: 对于表示动量守恒的 δ 函数，我们忽略中微子的动量. 因为与夸克和电子的动量相比，中微子的动量比较小 (三者典型的费米动量分别为 $p_F(q)\sim$ 几个 $100T$ Mev, $p_F(e)\sim$ 几个 $10T$ Mev, $p_\nu\sim T$. 当带电粒子处于最低朗道能级时，其能量为 $\varepsilon=\sqrt{p_z^2+m^2}$. 所以当粒子的质量为零时，有 $\varepsilon=\pm p_z$. 在下面的计算中，我们考虑 u,d 夸克以及电子的质量为零并且忽略中微子的动量，因此当且仅当

$$p_{dz}>0,\quad p_{ez}<0,\quad p_{uz}>0 \tag{42}$$

不变矩阵元绝对值的平方 $|M|^2$ 不为零，它可以简化为

$$|M|^2=16\,. \tag{43}$$

这里需要指出的是，系统 x 方向的变化范围 L_x 可以按照文 [9] 给出的方法自然地确定，对于给定的磁场，其变化范围是 $L_x=1/\sqrt{eB}$. 综合以上所有因素，我们可以把中微子产能率写为：

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{\overline{\nu}_e}(B) &= 8\frac{G_F^2\cos\theta_c^2eB}{(2\pi)^6\sqrt{\pi}}\int_{-\sqrt{1/3eB}/2}^{\sqrt{1/3eB}/2}\mathrm{d}p_{dy}\int_{-\sqrt{2/3eB}/2}^{\sqrt{2/3eB}/2}\mathrm{d}p_{uy}\int_{-\sqrt{1/eB}/2}^{\sqrt{1/eB}/2}\mathrm{d}p_{ey}\\ &\quad \delta(p_{dy}-p_{ey}-p_{uy})\exp\left[-\frac{p_{uy}^2}{eB}-\frac{5p_{dy}^2}{2eB}-\frac{p_{ey}^2}{2eB}-\frac{p_{uy}p_{dy}}{eB}-\frac{p_{uy}p_{ey}}{eB}+\right.\\ &\quad \left.\frac{p_{dy}p_{ey}}{eB}\right]\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}p_{ez}\mathrm{d}p_{dz}\mathrm{d}p_{uz}\mathrm{d}^3\boldsymbol{p}_{\nu z}\varepsilon_\nu f_d(1-f_e)(1-f_u)\\ &\quad \delta(\varepsilon_d-\varepsilon_u-\varepsilon_e-\varepsilon_{\overline{\nu}_e})\delta(p_{dz}-p_{uz}-p_{ez}-p_{\overline{\nu}_ez})\,. \end{aligned} \tag{44}$$

在 y 方向的关于 p_{dy} 、 p_{uy} 和 p_{ey} 的 3 个变量的积分可以用数值方法给出，而 z 方向的关于动量 p_{ez} 、 p_{dz} 和 p_{uz} 的积分可以分别转化为对能量 $\mathrm{d}\varepsilon_e$ 、 $\mathrm{d}\varepsilon_d$ 、 $\mathrm{d}\varepsilon_u$ 的积分. 对于中微子立体角的积分利用 z 方向的动量守恒 δ 函数加以分解. 最后应用计算这种积分的标准方法 [2], 我们可以把中微子产能率化简为,

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon}_{\bar{\nu}_e}(B) &= \frac{3\sqrt{2\pi}G_F^2\cos\theta_c^2 eB}{16(2\pi)^6}[\pi^2\zeta(3)+15\zeta(5)]T^5\int_{-\sqrt{eB}/2}^{\sqrt{eB}/2}\mathrm{d}p_{ey}\int_{-\sqrt{2eB/3}/2}^{\sqrt{2eB/3}/2}\\ &\mathrm{d}p_{uy}\exp\left[-\frac{p_{uy}^2}{eB}-\frac{5(p_{ey}+p_{uy})^2}{2eB}-\frac{p_{ey}^2}{2eB}-\frac{p_{uy}(p_{ey}+p_{uy})}{eB}\right.\\ &\left.-\frac{p_{uy}p_{ey}}{eB}+\frac{(p_{ey}+p_{uy})p_{ey}}{eB}\right]. \qquad (45)\end{aligned}$$

在给定磁场后，上式中的积分就可以用数值方法给出，即发现它是随磁场线性变化的. 所以中微子产能率可以近似地给出为,

$$\dot{\varepsilon}_\nu(B)\approx 6.03\times 10^{26}(eB_{17})^2\frac{\mu_d\mu_u\mu_e}{p_{Fd}p_{Fu}p_{Fe}}T_9^5\,, \qquad (46)$$

因子 $\dfrac{\mu_d\mu_u\mu_e}{p_{Fd}p_{Fu}p_{Fe}}$ 趋近于 1, 使得产能率几乎不依赖于重子数密度. 可见在甚强磁场下，中微子能量损失率更强的依赖于磁场，而且与温度的关系明显与弱场和没有磁场时的不同，图 2 显示不同磁场下奇异夸克物质的中微子光度，正是与温度依赖关系不同，强场对应光度与无磁场时光度在图中有不同的斜率.

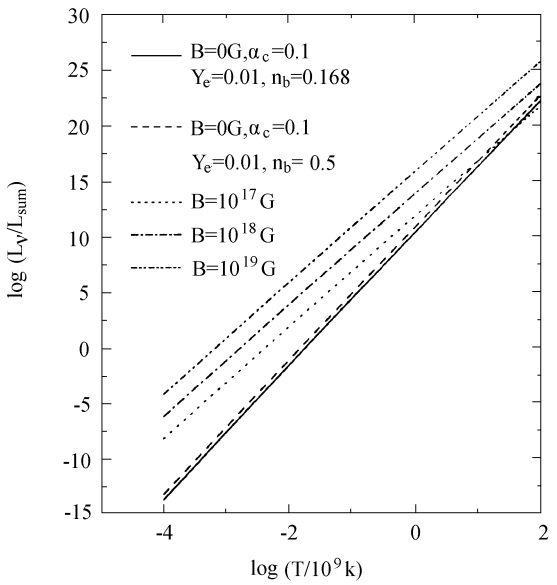

图 2 不同温度，不同磁场下的中微子产能率

Fig. 2 The neutrino emissivity under different magnetic fields and different temperature

5 结论

本文在改进了前人对磁场中带电粒子的相空间的处理方法后，得到了弱磁场下的奇异夸克物质的 Urca 过程的中微子能量损失率. 这种改进适用于弱磁场中的各种反应过程的计算，我们发现弱磁场中的中微子能量损失对温度的依赖关系和没有磁场时的相同. 在磁星内部磁场很强，可达 10^{19} G, 我们在进行了合理的近似后，计算了甚强磁场下的中微子能量损失率，得到的结果表明：在甚强磁场下，能量损失率更强的依赖于磁场，并且与温度的依赖关系有了改变，这些使得在甚强磁场下，中微子能量损失率明显增强. 但是中等强度磁场中这些过程的处理还没有一个简单的方法，因为我们要计及所有可能的朗道能级对反应的贡献，计算过程变得很复杂，只能做数值计算，但是从计算过程可知只要考虑各个带电粒子受磁场影响，中微子能量损失率对温度的依赖关系就和没有磁场时不同. 从我们得到的解析结果可以预见，磁场会对奇异星的化学演化和热演化产生很大的影响.

参 考 文 献

1 Witten E. Phys Rev D, 1984, 30(2): 272
2 Shapiro S L, Teukovsky S A. Black Holes White Dwarfs and Neutron Stars. New York: Wiley Press, 1983
3 Chakrabarty S. Phys Rev D, 1996, 54(2): 1306
4 Mao G J, Iwamoto A, Li Z X. CJA&A, 2003, 3: 359
5 Ghosh T. Int J Mod Phys D, 2001, 10(1): 89
6 Goyal A, Gupta V K, Goswami K, et al. Int J Mod Phys A, 2001, 16(3): 347
7 Iwamoto N. Ann Phys, 1982, 141: 1
8 Goyal A, Gupta V K, Pragya J D, et al. Z Phys A, 1994, 93: 349
9 Lai D. Rev Mod Phys, 2001, 73: 629

The Neutrino Emissivity of Urca Process of Strange Quark Matter in Weak and Ultra Strong Magnetic Field

LIU Xue-wen KANG Miao YU Yun-wei ZHOU Xia ZHENG Xiao-ping

(*Institute of Astrophysics, Huazhong Normal University, Wuhan* 430079)

Abstract The effect of magnetic field on the neutrino emissivity of quark direct Urca process in strange stars is investigated. Firstly, calculating approach in weak magnetic field is improved, and it may be generalized to other weak interactions. Furthermore the neutino emissivity computed stricly for ultra magnetic field shows a strong dependce on magnetic field (proportion to the second power of magnetic field), and the emissivity depends on T^5 instead of conventional T^6.

Key words magneitc fields, dense matter, nuclear reactions, neutrinos, stars: neutron