

中子星外壳层物理: I. 无磁场情形

戴子高 陆 焱 彭秋和

(南京大学天文系, 南京 210008)

提 要

中子星外壳对于研究中子星的冷却和吸积中子星的演化是重要的。近几年来, 关于它的研究已经很深入。本文详细地评述非磁化中子星外壳层物理的进展。我们着重综述非吸积和吸积中子星外壳层在低密度区和高密度区的组份和状态方程以及外壳层的热结构。

一、引 言

脉冲星被发现^[1]并被认为是转动的磁化中子星^[2]之后, 人们对中子星物理的研究取得了很大的进展(早期和近期的评述分别见文献[3—8]和[9—12])。中子星在结构上分四个部分(图1): (1) 外壳层, 包含处于晶格点阵的原子核和简并电子, 最大密度为 $4.3 \times 10^{11} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$; (2) 内壳层, 除了有处于晶格点阵的丰中子核存在之外, 主要包含相对论电子和处于超流状态的中子^[13], 这一区域通过电子-离子韧致辐射产生中微子; (3) 外核区, 包含超流中子和少量的超导体以及正常电子, 这一区域通过修改的 URCA 过程产生中微子; (4) 内核区, 这里可能有 π 凝聚或者 K 凝聚或者夸克物质^[12], 这一区域通过准粒子(或夸克)的直接 URCA 过程发射中微子。

显然, 外壳对于人们研究中子星内部物理和吸积中子星的演化是重要的, 这至少表现为以下两个方面^[11]: (1) 由于中子星内部的热能都通过外壳的传导和辐射过程运输到表面, 所以表面的辐射依赖于外壳的性质, 而人们可以直接观测到表面辐射(如 Einstein 卫星和 ROSAT 卫星); (2) 当中子星吸积时, 在外壳发生的物理过程(如核反应)有助于人们理解中子星演化、X 射线暴和 γ 射线暴, 所以我们在本文将较详细地评述中子星外壳层物理的进展。虽然中子星表面有很强的磁场(见文献[14]的总结),

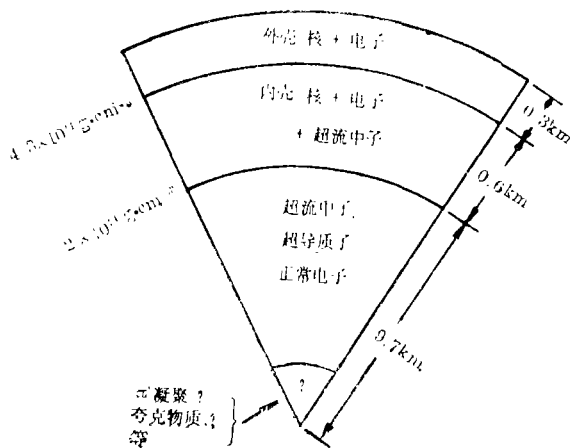


图1 中子星的截面示意图(“TNI”星)^[9]

1993年5月5日收到。
国家自然科学基金和国家教委基金资助项目。

但它对中子星内部(不包括外壳层)的结构和物态几乎没有影响,而即使在研究中子星外壳层的热过程时,人们总是先忽略磁场,然后探讨它的影响。因此,在本文中我们不考虑磁场的影响,我们将在另一篇文章中评述强磁场下的中子星外壳层物理。

二、总的性质

中子星诞生时温度约为 10MeV ($\sim 10^{11}\text{K}$), 由于大量的中微子发射, 约一天之后, 内部温度很快下降到 $10^9\text{--}10^{10}\text{K}$ ^[9], 而外壳层温度比内部温度低一至两个量级。所以在中子星诞生一天之后, 外壳层(密度 $\rho > 10^4\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)可以被看成冷的催化物质(cold catalyzed matter)。

1. 电子-离子相互作用

我们假定壳层($\rho > 10^4\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)为 Wigner-Seitz(W-S)晶体, 格点为原子核(Z, A), 数密度为 n_N , 定义长度 r_c , 使得

$$n_N = \left(\frac{4}{3}\pi r_c^3\right)^{-1} \quad (1)$$

数量上, r_c 近似等于原子核之间的距离。另外, 定义长度 r_e , 使得

$$n_e = \left(\frac{4}{3}\pi r_e^3\right)^{-1} \quad (2)$$

这里 n_e 为电子数密度。由于电中性, 有

$$n_e = Zn_N \quad (3)$$

因此

$$r_c = Z^{1/3}r_e \quad (4)$$

一个电子处于一个原子核的库仑场中, 其库仑能的量级为 $Ze^2/r_c \sim Z^{2/3}e^2/r_e$ 。另一方面, 电子的动量约为 $p_F^2/2m_e$, 这里 p_F 为电子的费米动量, m_e 为电子的质量。费米动量的量级为 \hbar/r_e , 因此电子的动能为 $\sim \hbar^2/(2m_e r_e^2)$ 。如果满足条件

$$\frac{\hbar^2}{2m_e r_e^2} \gg Z^{2/3} \frac{e^2}{r_e} \quad (5)$$

那么电子的运动几乎不受离子的影响, 即电子是自由的。(5)式可写成

$$r_e \ll a_0/Z^{2/3} \quad (6)$$

其中 $a_0 = \hbar^2/(m_e e^2)$ 是 Bohr 半径。这时, 质量密度

$$\rho = (Am)n_N = \frac{Am}{Z} \frac{1}{\frac{4}{3}\pi r_e^3} \gg \frac{m}{a_0^3} AZ \sim 10AZ\text{g}\cdot\text{cm}^{-3} \quad (7)$$

这里 m 为核子质量。对于氢, 使电子自由的最小密度为 $10\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$; 对于铁, 它为 $10^4\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 。在上面的讨论中, 我们没有考虑电子-电子相互作用, 因为其库仑能 e^2/r_e 比电子-离子的库仑能小 $Z^{2/3}$ 量级。

2. 极端相对论电子

当电子之间的距离很小, 它们的速度很大, 即当 $x \equiv p_F/m_e c \gg 1$, 或者

$$r_e \ll \frac{\hbar}{m_e c} \equiv \lambda_e \quad (8)$$

电子为极端相对论的。由(2)和(8)式得到

$$\rho \gg \frac{Am}{Z} \frac{3}{4\pi\lambda_e^3} \sim 10^6\text{g}\cdot\text{cm}^{-3} \quad (9)$$

对于自由的费米电子气体, 压强为

$$P_e = \frac{2}{h^3} \int_0^p \frac{p^2 c^2}{3(p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2}} 4\pi p^2 dp = 1.4218 \times 10^{25} \phi(x) \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (10)$$

$$\text{其中} \quad \phi(x) = \frac{1}{8\pi^2} \{x(1+x^2)^{1/2}(2x^2/3-1) + \ln[x + (1+x^2)^{1/2}]\} \quad (11)$$

对应的电子能量密度为

$$\epsilon_e = \frac{2}{h^3} \int_0^p (p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} 4\pi p^2 dp = \frac{m_e c^2}{\lambda_e^3} \chi(x) \quad (12)$$

$$\text{这里} \quad \chi(x) = \frac{1}{8\pi^2} \{x(1+x^2)^{1/2}(1+2x^2) - \ln[x + (1+x^2)^{1/2}]\} \quad (13)$$

状态方程可写为多方形式:

$$P = K \rho^\Gamma \quad (14)$$

对于非相对论电子, $\rho \ll 10^9 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, $x \ll 1$, $\phi(x) \rightarrow x^5/15\pi^2$,

$$\Gamma = \frac{5}{3}, \quad K = \frac{1.0036 \times 10^{13}}{(A/Z)^{5/3}} \text{ cgs} \quad (15)$$

对于极端相对论电子, $\rho \gg 10^9 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, $x \gg 1$, $\phi(x) \rightarrow x^4/12\pi^2$,

$$\Gamma = \frac{4}{3}, \quad K = \frac{1.2435 \times 10^{15}}{(A/Z)^{4/3}} \text{ cgs} \quad (16)$$

为了得到状态方程, 人们必须决定壳层的组份(Z, A).

三、组份和状态方程——非吸积情形

1. 低密度区的状态方程

我们讨论中子星外壳密度 $\rho < 10^4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的状态方程. 如果把该密度区的电子气体看成自由的费米气体, 那么其电子费米能小于 ^{56}Fe 俘获电子的阈能, 这就是说, 该密度区的组份为 ^{56}Fe . 在 Thomas-Fermi (TF) 理论中, 原子的半径为^[9]

$$r_{\text{atom}} \sim \frac{a_0}{Z^{1/3}} \quad (17)$$

再由(1)式得到

$$\frac{r_c}{r_{\text{atom}}} \sim 1.57 \rho_3^{-1/3} \quad (18)$$

其中 $\rho_3 = (\rho/10^3) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. 因此, 在低密度区 $r_c \sim r_{\text{atom}}$, 求电子的状态方程可用 TF 模型. 然而, TF 模型给出在 $P \rightarrow 0$ 时原子具有零密度和无限大半径的结果^[9]. 这一缺点可通过引进电子的交换效应来克服. 考虑这一效应的统计模型称为 Thomas-Fermi-Dirac (TFD) 模型. Feynman 等人 (FMT)^[10] 采取 Wigner-Seitz 近似并利用 TF 和 TFD 两模型来研究致密物质的状态方程. 在这个近似中, 实际的晶胞被中性球代替, 中性球包含 Z 个电子的电子云和电荷为 Z 的离子 (位于球心). 在每一个 Wigner-Seitz 晶胞中, 电子在缓慢变化的球对称势中运动, 所以我们可以用自由粒子的 Fermi-Dirac 统计. Latter^[17] 则在 TF 模型上引进温度效应, 计算了有限温度时的物态. 这方面的综述见文献 [18].

TF 和 TFD 模型的数学基础是密度泛函理论^[9]. 按照这个理论, TF 模型的电子波函

数被假定是定域的平面波, 这样可得到密度泛函的动能和TFD模型的交换能^[20]。TF和TFD两模型有一些众所周知的缺点^[21]: (1) 当 $r \rightarrow 0$ 时电子密度增大到无穷大; (2) 在TF模型中当 $r \rightarrow \infty$ 时电子密度有一幂律尾巴, 而在TFD模型中原子一定截断; (3) 两模型存在非束缚原理, 即原子不可能组成分子。为了克服上述缺点, von Weizsäcker^[22]允许定域的电子波函数是修改的平面波, 这样动能项中就会出现密度泛函的梯度项(设其系数为 λ)。这一模型被称为TFD- λW 理论。TFD- λW 模型有以下优点^[21]: (1) 原子核的电子密度有限; (2) 远离核处的电子密度指数衰减; (3) 原子可以束缚形成分子。通常梯度耦合系数 $\lambda = \frac{1}{9} - \frac{1}{6}$ ^[21]。Abrahams和Shapiro^[21]利用TFD- λW 模型计算并得到¹²C、⁵⁶Fe和²³⁸U的状态方程。他们的结果显示在低压强时TFD- λW 模型预言的状态方程比TFD模型预言的更接近于实验值。

2. 高密度区的组份和状态方程

当 $\rho \gg 10^4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 从第二节我们知道电子气体是自由的费米气体。Salpeter^[23]首先研究了高密度区的组份和状态方程, 然而他没有考虑晶格能的贡献。实际上壳层的平衡核素决定于核的表面能(趋向于大质量数 A 的核)和库仑能(趋向于小质量数 A 的核)^[24]。而库仑能是正的原子核库仑自能和负的晶格能的总和, 因此晶格能对于决定组份是重要的因素。Baym等(BPS)^[24]考虑了这个因素, 这样系统的总能量密度为

$$\varepsilon_{\text{tot}}(Z, A, n_N) = n_N W_N + w_L + \varepsilon_e(n_e) \quad (19)$$

这里 $W_N(Z, A)$ 是原子核的总能量, ε_e 由(12)式给出, w_L 为立方体心(bcc)晶体的晶格能密度^[25]

$$w_L = - \frac{1.81960 Z^2 e^2 n_N}{a} \quad (20)$$

其中 a 为晶格常数, 定义 $a = (2N_N^{-1})^{1/3}$ 。总压强为

$$P = P_e + P_L \quad (21)$$

这里 $P_L = w_L/3$, P_e 由(10)式给出。平均每个核子的 Gibbs 自由能是^[23, 24]

$$G_n = \frac{\varepsilon_{\text{tot}} + P}{A n_N} \quad (22)$$

对于给定的压强 P , 试可能的 (Z, A) , 即选择不同的原子核, 从(21)式计算 n_e , 再由(19)式得到 ε_{tot} , 最后由(22)式计算 G_n 。对应于 G_n 为最小的 (Z, A) 即为平衡组份。计算结果^[24]表明在某些压强 P 下, (Z, A) 相变到 (Z', A') 。在相变处, 两相的电子数密度几乎相等, 而质量密度有阶跃, 其程度为

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx \frac{Z}{A} \frac{A'}{Z'} - 1 \quad (23)$$

如果在某一压强时 G_n 等于中子的静止能量, 则表明中子从原子核里滴出来^[24], 这一点被称为中子滴(neutron drip)。

BPS利用文献[26]得到的核质量公式(考虑壳效应)计算了中子星外壳的组份和状态方程。BPS指出核质量是决定组份的关键, 更好的核质量公式可使结果更可靠, Haensel等^[27]利用Hartree-Fock-Bogolyubov(HFB)理论的核质量(考虑Skyrme有效核子-核子相互作用)^[28]也计算了组份和状态方程, BPS和Haensel等人的结果显示核质量公式对状态方程的

影响不很明显(我们^[26]和 Lai 等^[30]利用文献[31,32]的核质量计算了强磁场下的外壳组份和状态方程。 $B < 10^{13} \text{G}$ 的磁场对组份几乎没有影响, 因为在不太强的磁场下 $\rho > 10^7 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 区域中的电子在动量空间中的分布可等效于费米球^[29]。

表 1 和表 2 分别是 BPS 和文献[27]的组份。表中 ρ_{\max} 为出现原子核 (Z, A) 的最大密度。

表 1 密度在中子滴以下区的平衡组份^[24]

Nucleus		Z/A	ρ_{\max} ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	μ_e (MeV)	$\Delta\rho/\rho$ (%)
Z	A				
26	56	0.4643	8.1×10^6	0.95	2.9
28	62	0.4516	2.7×10^8	2.6	3.1
28	64	0.4375	1.2×10^9	4.2	7.9
34	84	0.4048	8.2×10^9	7.7	3.5
32	82	0.3902	2.2×10^{10}	10.6	3.8
30	80	0.3750	4.8×10^{10}	13.6	4.1
28	78	0.3590	1.6×10^{11}	20.0	4.6
26	76	0.3421	1.8×10^{11}	20.2	2.2
42	124	0.3387	1.9×10^{11}	20.5	3.1
40	122	0.3279	2.7×10^{11}	22.9	3.3
38	120	0.3166	3.7×10^{11}	25.2	3.5
36	118	0.3051	(4.3×10^{11})	(26.2)	...

注: 第四列为出现元素 (Z, A) 的最大密度, 第五列为相应的电子费米能, 最后一列为相变处的相对密度变化。

表 2 密度在中子滴以下区的组份^[27]

Nucleus		Z/A	ρ_{\max} ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	μ_e (MeV)	$\Delta\rho/\rho$ (%)
Z	A				
26	56	0.4643	7.96×10^6	0.95	2.9
28	62	0.4516	2.70×10^8	2.61	3.1
28	64	0.4375	1.18×10^9	4.17	6.2
28	68	0.4118	5.88×10^9	6.94	2.2
34	84	0.4048	1.36×10^{10}	9.12	0.7
28	70	0.4000	1.40×10^{10}	9.16	2.9
28	72	0.3889	1.93×10^{10}	10.06	1.3
30	78	0.3846	2.43×10^{10}	10.86	2.6
30	80	0.3750	4.52×10^{10}	13.24	1.6
28	76	0.3684	4.97×10^{10}	13.58	2.6
28	78	0.3590	9.17×10^{10}	16.51	2.6
28	80	0.3500	1.23×10^{11}	18.04	2.5
28	82	0.3415	1.56×10^{11}	19.38	2.4
28	84	0.3333	2.07×10^{11}	21.12	2.4
28	86	0.3256	2.70×10^{11}	22.89	2.3
28	88	0.3182	3.33×10^{11}	24.36	4.3
40	130	0.3077	3.77×10^{11}	25.10	1.5
40	132	0.3030	4.215×10^{11}	25.97	1.5
40	134	0.2985	(4.45×10^{11})	(26.26)	...

注: 与表 1 相同。

四、组份和状态方程——吸积情形

上节假设壳层中的原子核处于基态，即不考虑组份的演化。有两种途径可以导致中子星壳层的组份发生演化^[33]：吸积和自转减慢。吸积物质压缩中子星壳层，某一层的电子费米能增加，当它超过该层中原子核发生电子俘获(electron capture)的阈能时，该核将发生电子俘获反应。不断吸积将导致原子核继续俘获电子，核的中子丰度不断增加，到某一密度处中子从原子核里滴出来，即它发生了中子发射反应(neutron emission)。由于电子俘获，原子核的库仑势垒降低，以致于在更高的密度处发生超密态核聚变反应(pycnonuclear fusion)。另一方面，对于自转很快的中子星，壳层受离心力和引力作用，两种力处于平衡。由于磁偶极辐射，中子星转动减慢^[34]，离心力减小，引力收缩，壳层密度增加，也可导致电子俘获、中子发射和超密态核聚变。

Haensel 和 Zdunik^[35](HZ)利用 BPS 方法更详细地研究了吸积中子星壳层的非平衡过程。他们定义每个 W-S 晶胞的 Gibbs 自由能，对于密度在中子滴以下区域，

$$G_{\text{cell}} = W_N(A, Z) + (w_L + \varepsilon_e + P)/n_N; \quad (24)$$

对于密度在中子滴以上区域，

$$G_{\text{cell}} = W_N(A, Z, n_n) + [w_L + \varepsilon_e + (1 - n_N)\varepsilon_n + P]/n_N \quad (25)$$

其中

$$P = P_e + P_L + P_n \quad (26)$$

$$A_{\text{cell}} = A + n_n(1/n_N - V_N) \quad (27)$$

这里 n_n 、 ε_n 和 P_n 分别为中子气体的数密度、能量密度和压强， V_N 为原子核的体积。当吸积率约为 $10^{-10} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ ，中子星内部的典型温度不超过 10^8K ^[36]。当 $\rho \equiv 10^8 \rho_8 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3} > 10^8 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时*，这一温度低于晶体的熔化温度(melting temperature)^[37]

$$T_m = 1.1 \times 10^8 \left(\frac{Z}{26} \right)^2 \left(\rho_8 \frac{56}{A} \right)^{1/3} \text{K} \quad (28)$$

因此 HZ 用了零温近似^[35,38]。因为爆炸性的核燃烧的产物主要是 ^{56}Ni ，经 β 衰变成 ^{56}Fe ，所以 HZ 只考虑 ^{56}Fe 层在吸积压缩过程中的非平衡过程，他们还计算了这些过程所释放的能量(大部分被中微子带走，小部分以热能形式沉积在壳层中)。正如 BPS 指出，核质量公式是决定组份的关键，HZ^[35,38] 采用了文献[39]的核质量公式(不考虑壳效应)。表 3 是吸积

表 3 吸积中子星外壳层的组份^[35]

Nucleus		P_{max} ($\text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$)	ρ_{max} ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	$\Delta\rho/\rho$ (%)
Z	A			
26	56	7.235×10^{26}	1.494×10^9	8.2
24	56	9.569×10^{27}	1.115×10^{10}	8.9
22	56	1.152×10^{29}	7.848×10^{10}	9.8
20	56	4.747×10^{29}	2.496×10^{11}	10.9
18	56	1.361×10^{30}	6.110×10^{11}	12.1
16	52	1.980×10^{30}	9.075×10^{11}	13.1

注：第三、四列分别为出现(Z, A)的最大压强和最大密度，最后一列为相变处的相对密度变化。

* ρ_8 表示以 $10^8 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 为单位(其他量也类似表示)。

中子星外壳层的组份^[38]。图2是壳层的状态方程^[38], 点线是文献[40]的结果。注意这里也给出了中子星内壳的状态方程。

上面的物理过程有天体物理意义。Blaes等^[41]研究了慢吸积($\dot{M} \sim 10^{10} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$)中子星外壳的演化。超新星爆发后的快吸积导致壳层 ^{56}Fe 经过两阶段电子俘获转变为 ^{56}Cr , 再转变为 ^{56}Ti 。当爆发后存留下来的中子星同超新星的气体尘埃遗迹云完全分离并且相距甚远后, 中子星便成为老年、孤立的中子星, 它只能吸积星际介质, 吸积率约为 $10^{10} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$ 。吸积物质压缩壳层。由于温度很低, 在高密度区将发生致密核聚变 $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ 和 $^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O}$ 。 ^{16}O 经过两阶段电子俘获转变为 ^{16}C 。在 $^{16}\text{C}/^{56}\text{Ti}$ 层, 由于上层密度大于下层密度, Blaes等^[41]证明在该层将发生弹性的Rayleigh-Taylor不稳定性, 导致密度反转(density inversion), 进而释放引力能, 该能通过地震波的形式输运到磁层, 产生 γ 射线暴^[42]。

然而用上述机制来解释 γ 暴的理论最近遇到了两个很严重的困难。首先, Compton γ 射线天文台(CGRO)的BATSE探测器显示 γ 暴的分布是各向同性和径向非均匀的^[43], 这意味着 γ 暴的源可能是延伸的银河系晕中的高速中子星^[43, 44]。最近, Harding和Leventhal^[45]证明, 如果高速中子星吸积星际介质, 那么吸积率 $\dot{M} < 1.8 \times 10^5 \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$ (当中子星运动速度 $v = 10^8 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 磁矩 $\mu = 10^{30} \text{G} \cdot \text{cm}^3$, 星际介质密度 $n = 10^{-3} \text{cm}^{-3}$)。而在Blaes等人的模型中密度反转要求吸积量约为 10^{26}g ^[41]。如果银晕中高速中子星吸积这一量级的星际介质, 那将至少需要 $3 \times 10^{13} \text{yr}$, 这已大大超过银河系的年龄。因此, Harding和Leventhal认为上述机制难以作为观测到的 γ 暴能源。其次, 最近Blaes等人^[46]发现慢吸积中子星壳层可能包含原生多层, 如 $^{16}\text{O}/^{16}\text{C}/^{56}\text{Ti}/^{62}\text{Fe}$ 。他们证明此多层对小扰动是稳定的, 不会产生密度反转。

五、外壳的热结构

在非吸积中子星冷却的研究中, 有两个不同而且可以分开的问题^[47]: 内部的热演化和壳层的热结构。Gudmundsson等人^[47]首先研究了中子星外壳的热结构。他们假设中子星内部包含几乎所有的质量和热量, 外壳作为绝热层, 它既不产生也不耗散能量, 这样可以简化非吸积、球对称、非转动和非磁化的中子星的静态平衡方程和热演化方程, Gudmundsson等人^[47]得到壳层的热结构方程:

$$\frac{dT}{dP} = \frac{3\kappa T_s^4}{16T^3 g_s} \quad (29)$$

其中 κ 为总的不透明度, T_s 为表面温度, g_s 为表面重力加速度:

$$g_s = 1.33 \times 10^{14} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) R_6^{-2} \left[1 - 0.295 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) R_6^{-1} \right]^{-1/2} \text{cm} \cdot \text{s}^{-2} \quad (30)$$

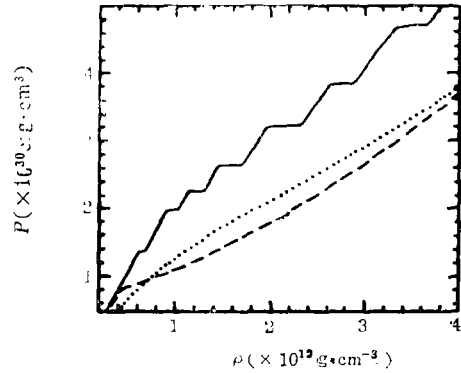


图2 吸积中子星壳层的状态方程(实线), 点线为BPS结果, 虚线为文献[40]的结果

物态方程为^[47]

$$P = P_c(n_c, T) + n_i kT + \frac{1}{3} n_i U_c \quad (31)$$

这里只考虑自由电子的压强和离子的热压强以及库仑修正。式(28)中的不透明度为

$$\kappa = \left(\frac{1}{\kappa_{\text{rad}}} + \frac{1}{\kappa_{\text{cond}}} \right)^{-1} \quad (32)$$

其中 κ_{rad} 为 Rosseland 平均辐射不透明度、 κ_{cond} 为传导不透明度。

壳层热结构就是温度—密度关系以及表面温度和内部温度的关系。图 3 给出了 BPS 壳层的温度随密度的变化(取不同的表面温度 T_s 和不同的表面重力加速度 g_s)^[47]。我们看到在低密度区温度几乎保持不变,而在高密度区温度的梯度较大。Gudmundsson 等人^[47,58]使用了低密度区的 Los Alamos 辐射和传导不透明度以及高密度区的 YU 传导不透明度^[49,50],

他们分析得到内部温度 T_c 与表面温度 T_s 的关系式

$$T_{c8} = 1.288 (T_{s8}^4 / g_{s14})^{0.455} \quad (33)$$

Hernquist 和 Applegate^[51] 更详细地分析了内部温度和表面温度的关系。他们发现这一关系敏感于电子—离子散射不透明度,而不明显依赖于辐射不透明度和电子—光子散射不透明度,这些与 Gudmundsson 等人的讨论^[47]一致。

如果密近双星系统中的中子星从伴星吸积物质,那么壳层的热结构完全不同于非吸积中子星的情形。壳层

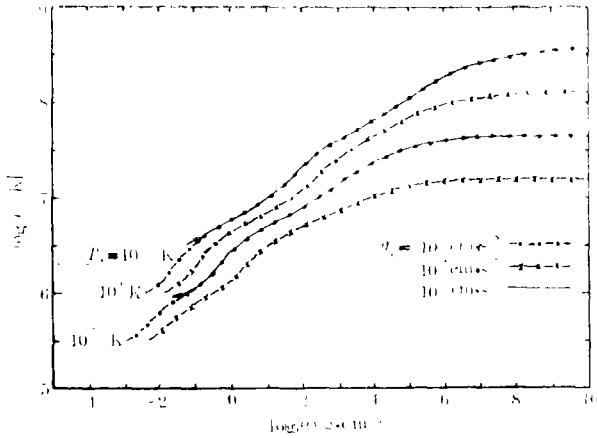


图 3 不同表面温度和重力加速度的 T - ρ 关系(外壳层), T_s 为表面温度^[47]

的温度—密度关系与中子星内部的物态(π 凝聚、K凝聚、夸克物质等)、壳层的非平衡过程(如上节讨论)、壳层的中微子发射率、吸积率和吸积物质的金属丰度有关^[36,52-54]。计算表明吸积中子星内部不再是等温系统,壳层的温度不再是密度的单调递增函数,它有一极大值。

六、总 结

本文评述了非磁化的中子星外壳层物理,我们得到以下结论:

(1) 在中子星诞生一天之后,外壳可以看成是冷的催化物质。当 $\rho \gg 10^4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 电子气体是理想的费米气体;当 $\rho \gg 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 电子是极端相对论的。

(2) 非吸积中子星外壳的组份和状态方程是相关的。如果外壳是 Wigner-Seitz 晶体,那么当 $\rho < 10^4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 求状态方程必须用统计模型(如 Thomas-Fermi-Dirac-Weizsäcker 理论);而当 $\rho \gg 10^4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 组份依赖于理论的原子核质量,更好的核质量公式可使结果更可靠。

(3) 吸积中子星壳层发生非平衡过程,如电子俘获、中子发射和超密态核聚变。这些过

程也许能导致外壳发生弹性的 Rayleigh-Taylor 不稳定性, 这一机制可作为 γ 暴的能源。然而最近的观测和理论研究表明, 这一机制存在难以克服的缺点。

(4) 非吸积中子星外壳的热结构是把内部物理和表面热辐射联系起来的桥梁。计算表明, 中子星内部是等温系统, 温度的梯度主要在表层。热结构灵敏于电子-离子散射不透明度, 而不明显依赖于辐射不透明度和电子-光子散射不透明度。

(5) 吸积中子星壳层的热结构与许多因素有关。这是一个值得进一步研究的问题, 因为外壳的温度位形是人们理解 X 射线暴和 γ 射线暴的关键。

中子星表面存在很强的磁场。在足够强的磁场中, 电子的横向运动是量子化的, 因此壳层物理将不同于上面总结的内容。我们将在另一篇文章中较详细地评述强磁场下的中子星外壳层物理。

参 考 文 献

- [1] Hewish, A. S. et al., *Nature*, 217 (1968), 709.
- [2] Gold, T., *Nature*, 221 (1968), 25.
- [3] Cameron, A. G. W., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 8 (1970), 179.
- [4] Hansen, (ed.), in IAU Symp. No. 53., (1974).
- [5] Canuto, V., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 12 (1974), 167.
- [6] Canuto, V., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 13 (1975), 335.
- [7] Baym, G. and Pethick, C. J., *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, 25 (1975), 27.
- [8] Baym, G. and Pethick, C. J., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 17 (1979), 415.
- [9] Shapiro, S. L. and Teukolsky, S. A., in *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, p. 17-54, 188-266, 306-334, (1983).
- [10] Tsuruta, S., *Comments Astrophys.*, 11 (1986), 151.
- [11] Pethick, C. J. and Ravenhall, D. G., in *Neutron Stars: Theory and Observation* ed. by J. Ventura and D. Pines, p.3 (1991).
- [12] Baym, G., in *Neutron Stars: Theory and Observation*, ed. by J. Ventura and D. Pines, p. 21 (1991).
- [13] Pines, D. and Alpar, M. A., *Nature*, 316 (1985), 27.
- [14] Harding, A. K., *Science*, 251 (1991), 1033.
- [15] Burrows, A. and Lattimer, J., *Ap. J.*, 307 (1986), 178.
- [16] Feynman, R. P., Metropolis, N. and Teller, E., *Phys. Rev.*, 75 (1949), 1561.
- [17] Latter, R., *Phys. Rev.*, 99 (1955), 1854.
- [18] 彭秋和, 恒星结构、演化与核天体物理讲义(上册), (1992).
- [19] Parr, R. G. and Yang, W., in *Density-Functional Theory of Atoms and Molecules*, p. 1, (1989).
- [20] Dirac, P. A. M., *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 26 (1930), 376.
- [21] Abrahams, A. M. and Shapiro, S. L., *Phys. Rev. A* 42 (1990), 2530.
- [22] von Weizsäcker, C. F., *Z. Phys.*, 96 (1935), 431.
- [23] Salpeter, E. E., *Ap. J.*, 134 (1961), 669.
- [24] Baym, G., Pethick, C. J. and Sutherland, P., *Ap. J.*, 170 (1971), 299.
- [25] Coldwell-Horsfall, R. A. and Maradudin, A. A., *J. Math. Phys.*, 1 (1960), 395.
- [26] Myers, W. D. and Swiatecki, W. J., *Nucl. Phys.*, 81 (1966), 1.
- [27] Haensel, P., Zdunik, J. L. and Dobaczewski, J., *Astron. Astrophys.*, 222 (1989), 353.
- [28] Dobaczewski, J., Flocard, H. and Treiner, J., *Nucl. Phys.*, A422 (1984), 103.
- [29] 戴子高, 彭秋和, 陆 垓, *天体物理学报*, 13 (1993), 1.
- [30] Lai, D. and Shapiro, S. L., *Ap. J.*, 383 (1991), 745.
- [31] Wapstra, A. H. and Bos, K., *Atom. Data & Nucl. Data Tables*, 17 (1976), 474.
- [32] Wapstra, A. H. and Bos, K., *Atom. Data & Nucl. Data Tables*, 19 (1977), 175.
- [33] Sato, K., *Prog. Theor. Phys.*, 62 (1979), 957.
- [34] Ruderman, M. and Sutherland, P., *Ap. J.*, 196 (1975), 51.
- [35] Haensel, P. and Zdunik, J. L., *Astron. Astrophys.*, 227 (1990), 431.
- [36] Fujimoto, M. Y., Hanawa, T. et al., *Ap. J.*, 278 (1984), 813.

- [37] Slattery, W. L., Doolen, G. D. and De Witt, H. E., *Phys. Rev.*, A21 (1980) 2087.
[38] Haensel, P. and Zdunik, J. L., *Astron. Astrophys.*, 220 (1990), 117.
[39] Mackie, F. and Eaym, G., *Nucl. Phys.*, A285 (1977) 332.
[40] Negele, J. W. and Vautherin, D., *Nucl. Phys.*, A207 (1973), 298.
[41] Blaes, O. M., Blandford, R. D., Madau, P. and Koonin, S., *Ap. J.*, 363 (1990), 612.
[42] Blaes, O. M., Blandford, R. D., Goldreich, R. and Madau, P., *Ap. J.*, 343 (1989), 839.
[43] Meegan, C. A. et al., *Nature*, 355 (1992), 143.
[44] Li, H. and Dermer, C. D., *Nature*, 359 (1992), 514.
[45] Harding, A. K. and Leventhal, M., *Nature*, 357 (1992), 388.
[46] Blaes, O. M., Blandford, R. D., Madau, P. and Yan, L., *Ap. J.*, 399 (1992), 634.
[47] Gudmundsson, E. H., Pethick, C. J. and Epstein, R. I., *Ap. J.*, 272 (1983), 286.
[48] Gudmundsson, E. H., Pethick, C. J. and Epstein, R. I., *Ap. J. Lett.*, 259 (1982), L19.
[49] Urpin, V. A. and Yakovlev, D. G., *Soviet Astron.*, 24 (1980), 126.
[50] Yakovlev, D. G. and Urpin, V. A., *Soviet Astron.*, 24 (1980), 303.
[51] Hernquist, L. and Applegate, J. H., *Ap. J.*, 287 (1984), 244.
[52] Fujimoto, M. Y., Hanawa, T. et al., *Ap. J.*, 315 (1987), 198.
[53] Miralda-Escudé, J., Haensel, P. and Paczyński, B., *Ap. J.*, 362 (1990), 572.
[54] Zdunik, J. L., Haensel, P., Paczyński, B. and Miralda-Escudé, J., *Ap. J.*, 384 (1992), 129.

(责任编辑 舒似竹)

The Physics of the Outer Crust of Neutron Stars:

I. No Magnetic Field Case

Dai Zigao Lu Tan Peng Qiuhe

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210008)

Abstract

Studies of the outer crust of neutron stars are very contributive to examining their cooling and the evolution of accreting neutron stars. The recent developments on the physics of the outer crust of no magnetized neutron stars are reviewed in this paper.