

天文集刊

STUDIA ASTRONOMICA SINICA

第 1 号

1978

中国天文学会编辑
科学出版社出版

天文集刊

第1号

中国天文学会编辑

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1978年11月第一版 开本：787×1092 1/16

1978年11月第一次印刷 印张：5 1/2

印数：0001—4,830 字数：126,000

统一书号：13031·869

本社书号：1237·13—5

定价：0.88元

前 言

《天文学报》由于稿件逐年增多,今年增出《天文集刊》两册。本刊内容性质与《天文学报》相同,由新华书店发行。

《天文学报》从1979年(第20卷)起,改为季刊,请读者注意。

天文学报编辑部

1978年3月

天 文 集 刊

1978

第 1 号

目 录

反常中子星·····	方励之 陆 掞 罗辽复 曲钦岳 汪珍如 (1)
电子对对吸积盘的影响及天鹅座 X-1 的能谱 ·····	张家铝 方励之 (8)
论旋转磁中子星中荷电粒子与低频波场的耦合及其辐射·····	张和祺 (14)
脉冲星的一种辐射机制与磁流体力学横波·····	韩康琦 (27)

*

*

*

有限厚度旋涡星系密度螺旋形扰动的 Poisson 方程渐近解 ···	彭秋和 黄寅亮 (32)
星系核风·····	李晓卿 黄克谅 彭秋和 黄介浩 (38)

*

*

*

公元前 1500 年至公元前 1000 年月食表·····	刘宝林 (43)
-------------------------------	------------

*

*

*

米波 I 型源与耀斑活动性之间的演化关系·····	尹其丰 罗绍光 (61)
---------------------------	----------------

*

*

*

研究简讯

太阳活动区强磁场图的照相观测·····	
---------------------	--

·····	丁有济 彭芳麟 钟树华 李伯殊 叶惠莲 栾 蒂 (69)
-------	--------------------------------

太阳活动的长期预报·····	徐振韬 赵爱娣 薛义生 梅彦霖 (73)
----------------	------------------------

第21周上升段太阳黑子相对数的预计·····	王家龙 范岳华 林柏森 许慧芳 (81)
------------------------	------------------------

反常中子星*

方励之
(中国科学技术大学)

陆埏
(南京电讯仪器厂)

罗辽复
(内蒙古大学)

曲钦岳 汪珍如
(南京大学天文系)

提 要

本文根据李政道等所提出的反常核态理论,讨论了存在反常中子星的可能性。计算表明,存在 $M \sim M_0$ 量级的稳定的或亚稳的反常中子星是可能的。

一、引 言

近年来,李政道等提出,可能存在一种新的高密态物质,称为反常核态^[1-3]。它的基本特征是其中核子的等效质量几乎为零。之所以存在这种物态,是由于可能有一种强作用的同位标量 O^+ 介子,它与核子之间的耦合相当于将核子质量 m_n 换成 $m_{\text{eff}} = m_n + g\phi$, ϕ 表示介子场, g 为耦合常数。当核子的数密度较低时,介子核子体系的最低能量态为 $\phi \approx 0$, 即 $m_{\text{eff}} \approx m_n$, 就是普通的核物质;当 n 较高时,体系的最低能量态为 $\phi \approx -\frac{m_n}{g}$, 即 $m_{\text{eff}} \approx 0$, 就是反常核态。存在一个临界密度 n_c , 当 $n = n_c$ 时,将发生正常核态与反常核态之间的相变。按照文 [1] 的估计, n_c 略大于通常原子核内核子的数密度值 n_N ($\approx 1.4 \times 10^{38}$ 厘米⁻³), 因此,通常原子核均为正常核态。

此外,像一般相变现象一样,这种相变里也有“过冷”及“过热”物态,即可能有“ $n > n_c$ ”的亚稳正常核态及“ $n < n_c$ ”的亚稳反常核态。

显然,反常核态的存在将对中子星理论带来重要影响。因为,根据目前关于中子星结构的计算,这种星内的中子数密度恰恰在 n_c 附近。这个事实提出了如下一些问题: 是否在某些中子星内部已经发生了从正常核态到反常核态的相变? 是否存在一种新型的致密天体,即由反常核态物质构成的天体——反常中子星? 是否有亚稳态的致密天体,例如亚稳的正常核态星或亚稳的反常核态星? 这些问题无论从理论角度或从应用角度,都有必要予以回答。

本文探讨反常中子星存在的可能性。为了便于看清基本的性质,我们采用均匀星体模型近似。

* 1977年5月30日收到。

二、反常中子态物态方程

在准经典近似下,用经典 ϕ 场描写介子,用零温简并费米气体描写中子。这样,体系的能量密度(采用 $\hbar = c = 1$ 单位制)为

$$\varepsilon(n, \phi) = U_\phi + U_N, \quad (1)$$

$$U_\phi = \frac{1}{2} c_2 \phi^2 + \frac{1}{3!} c_3 \phi^3 + \frac{1}{4!} c_4 \phi^4,$$

$$U_N = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{P_F} (P^2 + m_{\text{eff}}^2)^{\frac{1}{2}} P^2 dP.$$

其中有效质量 $m_{\text{eff}} = m_n + g\phi$, 费米动量 $P_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$.

物态的平衡条件及稳定条件分别为

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \phi} \right)_n = 0 \quad (2)$$

及

$$\left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \phi^2} \right)_n > 0. \quad (3)$$

式(3)一般有两种解,一种 $\phi = \phi_n(n) \approx 0$, 对应于正常中子态;一种 $\phi = \phi_a(n) \approx -\frac{m_n}{g}$,

对应于反常中子态。两种物态的零温物态方程分别为

$$\rho_n = \varepsilon(n, \phi_n), \quad \rho_a = \varepsilon(n, \phi_a). \quad (4)$$

它们之间有下列关系:

$$\begin{aligned} \rho_n &< \rho_a, & \text{当 } n < n_c; \\ \rho_n &> \rho_a, & \text{当 } n > n_c. \end{aligned} \quad (5)$$

其中相变密度 n_c 为下列方程的解,

$$\varepsilon(n, \phi_n) = \varepsilon(n, \phi_a).$$

对于解 $\phi = \phi_a$, 如果当 $n < n_c$ 时, 式(3)仍然成立, 则为亚稳的反常中子态; 反之, 对于解 $\phi = \phi_n$, 如果当 $n > n_c$ 时, 式(3)仍然成立, 则为亚稳的正常中子态。

对于 σ 模型: $c_2 = m_\sigma^2$, $c_4 = 3 \left(\frac{m_\sigma}{m_n} \right)^2 g^2$, $c_3^2 = 3c_2c_4$, 其中 m_σ 为 σ 介子的质量。这

时, 式(2)的反常中子态解为 $\phi_a = -\frac{m_n}{g}$, 与 n 无关。由(4)式得到反常中子态的物态方程为

$$\rho_a = n(an^{1/3} + bn^{-1}). \quad (6)$$

其中 $a = \frac{3}{4} (3\pi^2)^{1/3}$, $b = \frac{m_\sigma^2 m_n^2}{8g^2}$. 现在, 式(3)相当于要求 $n > \frac{\pi}{3} \left(\frac{m_\sigma}{g} \right)^3$, 因此, 在 $n_c > n > \frac{\pi}{3} \left(\frac{m_\sigma}{g} \right)^3$ 范围, 反常中子态是亚稳的。

进一步尚需考虑中子之间短程斥力的作用, 采用文[1]的简化模型, 取

$$u(r) = \begin{cases} u_0, & \text{当 } r < \alpha; \\ 0, & \text{当 } r > \alpha. \end{cases} \quad (7)$$

作为两中子之间的排斥势。可分如下两种极端情形:

1. 软斥力 ($0.5\text{GeV} \gg u_0 \gg 20\text{MeV}$)

这种力对正常中子态犹如直径为 α 的刚球作用, 但对反常中子态却可略而不计, 故反常中子态的物态方程仍为式(6).

2. 硬斥力 ($u_0 = +\infty$)

这种力在反常中子态下也如刚球作用。这时, 反常中子态的费米动量 P_F 与中子数密度 n 之间有如下关系^[1],

$$P_F = (3\pi^2 n)^{1/3} (1 - \beta n^{1/3})^{-1}.$$

其中 $\beta = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} (0.8\alpha)$, 因此, 物态方程变为

$$\rho_a = n[a(n^{-1/3} - \beta)^{-1} + bn^{-1}]. \quad (8)$$

三、星体的均匀模型

按照广义相对论, 对于球对称静态星体, 有下列方程,

$$\begin{aligned} M(r) &= 4\pi \int_0^r \rho(r) r^2 dr, \\ N(r) &= 4\pi \int_0^r \frac{n(r) r^2 dr}{(1 - 2GM(r)/r)^{1/2}}. \end{aligned} \quad (9)$$

利用物态方程对(9)式严格求积, 只能求助于数值方法。为了便于分析基本的物理特征, 我们采用均匀模型近似, 即取 ρ 、 n 等与 r 无关。对许多类型天体的计算表明, 均匀模型近似的结果与严格解之间的偏差是相当小的^[4,5]。这时, 由式(9)可得

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho R^3, \quad (10)$$

$$N = 2\pi n R^3 (\chi - \sin \chi \cos \chi) / \sin^3 \chi. \quad (11)$$

其中

$$\sin \chi = (2GM/R)^{1/2}.$$

M 、 N 及 R 分别是星体的总质量、总中子数及边界的径向坐标。由式(10)和(11)消去 R , 即得 M 作为 N 、 ρ 及 n 的函数, 而 ρ 和 n 又可通过物态方程联系起来, 因此 M 是 N 和 n 的函数。存在平衡且稳定的星体的条件为

$$\left(\frac{\partial M}{\partial n}\right)_N = 0 \quad (12)$$

和

$$\left(\frac{\partial^2 M}{\partial n^2}\right)_N > 0. \quad (13)$$

显然, 对给定的中子总数 N , 可以利用条件(12)解出平衡星体的中子数密度 n 及质量 M 。对这解的稳定性, 存在两种判据, 即(3)及(13), 前者可称为物态(局部)判据, 后者称为星体(整体)判据。

对于某些给定的 N , (12) 和(13)式对两种物态方程(4)可能都有解; 即由同样数目的中子, 可能构成两种星, 正常中子星及反常中子星。它们的中子数密度及总质量分别为

n_n 、 n_a 及 M_n 、 M_a 。

如果 $M_n < M_a$, 则正常中子星为稳定星, 反常中子星为亚稳星。如果 $M_n > M_a$, 结论正好相反。这是亚稳性(对相变而言)的星体判据。

另一方面, 在满足(3)式的物态中, 有些仍可能是亚稳的, 这可以用 n_n 、 n_a 与 n_c 的相对大小加以判定。这是亚稳性(对相变而言)的物态判据。

按照两种判据对解进行分类, 可能出现下列三种情况。

I. 按星体判据和物态判据均是稳定的。

II. 按星体判据和物态判据均是亚稳的。

III. 按星体判据为亚稳, 而按物态判据为稳定。

I 型解代表稳定星体, II 型和 III 型解代表两种亚稳星体。至于按星体判据为稳定, 而按物态判据为亚稳的情况, 则是不合理的。

四、计算结果

对于中子星, 一般仍有 $GM/R \ll 1$, 故可将(10)和(11)式按 (GM/R) 的幂展开, 即有

$$M = N \frac{\rho}{n} \left\{ 1 - \frac{3}{5} \left(\frac{GM}{R} \right) - \frac{99}{350} \left(\frac{GM}{R} \right)^2 + \dots \right\}, \quad (14)$$

$$R = \left(\frac{3N}{4\pi n} \right)^{1/3} \left\{ 1 - \frac{1}{5} \left(\frac{GM}{R} \right) - \frac{47}{350} \left(\frac{GM}{R} \right)^2 + \dots \right\}. \quad (15)$$

下面按 (GM/R) 逐级作近似计算。

1. 零级(李-费克近似)

这时只保留(14)、(15)中的第一项, 相当于完全略去引力的作用。再利用(12)和(13)两式即可得到李-费克的结果。软斥力情况下, 平衡密度为

$$n_a = (3b/a)^{3/4} = (2\pi\sqrt{6})^{-1/2} (m_n m_\sigma / g)^{3/2}, \quad (16)$$

$$n_n = 0.$$

而硬斥力情况下, 平衡密度为

$$n_a = \left\{ \frac{\beta}{2} + \left(\frac{\beta^2}{4} + \frac{g}{m_\sigma m_n} \sqrt{2} (3\pi^2)^{1/6} \right)^{1/2} \right\}^{-3}, \quad (17)$$

$$n_n = 0.$$

这些解与 N 无关, 正是在意料中的, 因为, 当忽略掉引力时, 平衡态性质与整体的条件无关。

2. 一级(牛顿近似)

这时(14)及(15)中保留前两项。在一级项 $\frac{3}{5} \left(\frac{GM}{R} \right)$ 中, M 和 R 均可用零级近似值,

即有

$$M = N \left\{ \frac{\rho}{n} - \frac{3}{5} G \left(\frac{4\pi}{3} n \right)^{1/3} N^{2/3} \left(\frac{\rho}{n} \right)^2 \right\}, \quad (18)$$

$$R = \left(\frac{3N}{4\pi n} \right)^{1/3} - \frac{1}{5} GN \left(\frac{\rho}{n} \right). \quad (19)$$

现在对软斥力和硬斥力两种情况分别进行计算.

(a) 软斥力情形

将(6)代入(18)和(19)两式,得

$$M = (an^{1/3} + bn^{-1})N - \frac{3}{5} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} Gn^{1/3}(an^{1/3} + bn^{-1})^2 N^{5/3}, \quad (20)$$

$$R = \left(\frac{3N}{4\pi n} \right)^{1/3} - \frac{1}{5} Gn(an^{1/3} + bn^{-1}). \quad (21)$$

再利用(12),即可求得反常中子星的数密度 n_a 与 N 之间的关系,

$$\left[\frac{3}{5} G \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} \right]^{3/2} N = \left\{ \frac{\frac{1}{3} an_a^{-2/3} - bn_a^{-2}}{a^2 - \frac{2}{3} abn_a^{-4/3} - \frac{5}{3} b^2 n_a^{-8/3}} \right\}^{3/2}. \quad (22)$$

当 $N \rightarrow 0$ 时,函数 $n_a(N)$ 趋于(16)中的 n_a . 当 N 增加时, n_a 也增加,它的极大值由 $(\partial^2 M / \partial n^2)_N = 0$ 确定,相应的中子数密度,星体质量和半径为

$$n_{\max} \approx 1.5 \times 10^{39} \text{ 厘米}^{-3},$$

$$M_{\max} \approx 2M_{\odot}, \quad (23)$$

$$R \approx 8 \text{ 公里}.$$

由(20)–(22)诸式,可以求得 $M-n_a$, $R-n_a$ 以及 $R-M$ 等关系,相应的曲线绘于图

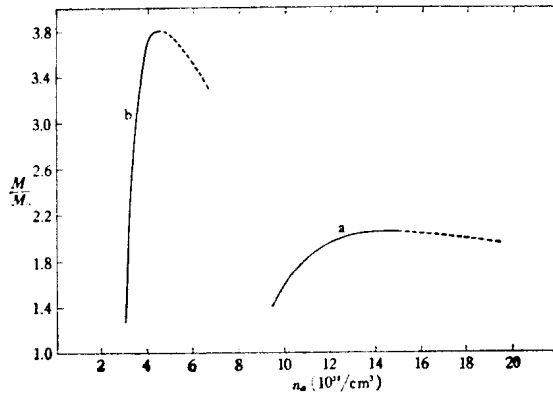


图1 反常中子星的质量和 neutron 数密度之间的关系
a——软斥力情形 b——硬斥力情形 ($\alpha = 0.56 \times 10^{-13} \text{ cm}$)

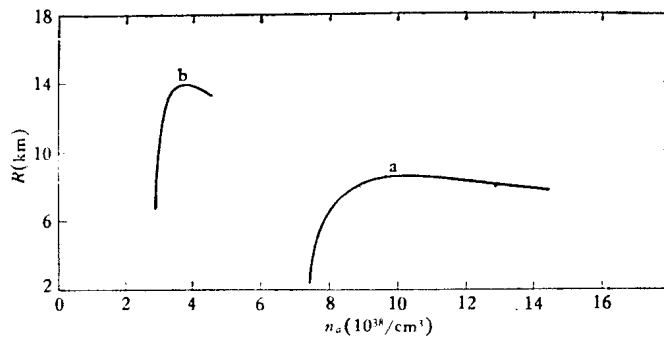


图2 反常中子星的半径和 neutron 数密度之间的关系
a——软斥力情形 b——硬斥力情形 ($\alpha = 0.56 \times 10^{-13} \text{ cm}$)

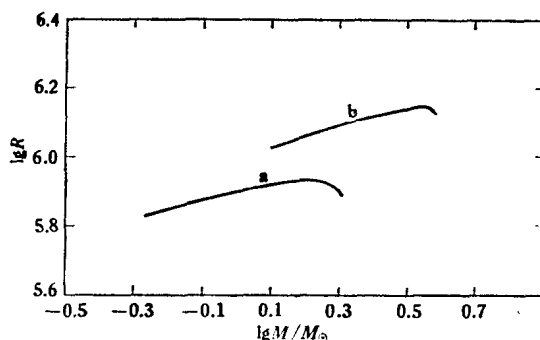


图3 反常中子星质量和半径之间的关系

a——软斥力情形 b——硬斥力情形 ($\alpha = 0.56 \times 10^{-13} \text{cm}$)

1—3 中。在作数值计算时,我们取文[1]给出的参数 $g^2/4\pi \approx 15$, $m_\sigma \approx 1.15 \text{GeV}$ 。

(b) 硬斥力情形

计算过程与软斥力情形一样,只是改用物态方程(8)。与(20)—(22)相应的公式,现在是在

$$M = [a(n^{-1/3} - \beta)^{-1} + bn^{-1}]N - \frac{3}{5} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} G n^{1/3} [a(n^{-1/3} - \beta)^{-1} + bn^{-1}]^2 N^{5/3}, \quad (24)$$

$$R = \left(\frac{3N}{4\pi n}\right)^{1/3} - \frac{1}{5} GN [a(n^{-1/3} - \beta)^{-1} + bn^{-1}], \quad (25)$$

$$\left[\frac{3}{5} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} G\right]^{3/2} N =$$

$$= \left\{ \frac{\frac{1}{3} a(n_a^{-1/3} - \beta)^{-2} - bn_a^{-2/3}}{[a(n_a^{-1/3} - \beta)^{-1} + bn_a^{-1}] \left[a(n_a^{-1/3} - \beta)^{-2} \left(n_a^{1/3} - \frac{1}{3} \beta n_a^{2/3} \right) - \frac{5}{3} bn_a^{-1/3} \right]} \right\}^{3/2}. \quad (26)$$

这时,反常中子星的中子数密度、质量的最大值以及相应的半径列于表1。计算中对参数 α 取了四个数值,即 $\alpha = (0.56, 0.58, 0.60, 0.62) \times 10^{-13} \text{厘米}$ 。由于四种情形相当接近,在图1—3中我们只对一种情形 ($\alpha = 0.56 \times 10^{-13} \text{厘米}$) 画出了 $M-n_a$ 、 $R-n_a$ 和 $R-M$ 曲线。 $\alpha = 0.56 \times 10^{-13} \text{厘米}$ 这个值是根据正常核态估计得到的^[1]。由于排斥力同位矢量部分的作用,纯中子系统的 α 值应略大些。文[1]曾对 $\alpha = 0.60 \times 10^{-13} \text{厘米}$ 作过估计,得到结合能 $m_n - \frac{M_a}{N} \approx -25 \text{MeV} < 0$, 即反常中子态相对于正常中子态(自由中子气)已不再稳定。但是,在星体中,引力具有重要作用。由于引力的存在,将反常中子态与自由的正常中子气作比较是没有意义的。为了判定星体内反常中子态能否稳定,应当在

表 1

$\alpha \times 10^{13} (\text{厘米})$	$n_{\max} \times 10^{-38} (\text{厘米}^{-3})$	$M_{\max} (M_\odot)$	$R (\text{公里})$
0.56	4.6	3.8	13
0.58	4.4	3.9	13
0.60	4.1	3.9	14
0.62	3.9	3.9	14

相同中子数密度下与正常中子态作比较。计算表明^[6], 不仅 $\alpha = 0.60 \times 10^{-13}$ 厘米, 而且 $\alpha = 0.62 \times 10^{-13}$ 厘米或更大些, 反常中子星都是可以稳定存在的。在某些情况下, 反常中子星也可以是亚稳的。

3. 二级(后牛顿近似)

这时, (14)和(15)式中应保留三项, 其一级项中的 M 和 R 应当用一级近似值, 而其二级项中的 M 和 R 可用零级近似值。本文在牛顿近似下求解了方程(12)和(13), 并计算了 M 和 R 的后牛顿修正, 结果得到对星体质量的最大修正量 $\lesssim 0.1M_0$, 对星体半径的最大修正量 < 0.5 公里。

五、结 论

计算表明, 反常中子星是可能存在的, 或者说理论上允许存在 $M \sim M_0$ 量级的稳定或亚稳的宇观反常中子态。甚至, 在一定范围内, 反常中子星可能比正常中子星更稳定。因而, 在已发现的数百个脉冲星和双星 X 射线源中, 也许有不少就是反常中子星。

初步的分析表明, 很可能存在着亚稳的致密星, 比如亚稳的正常中子星或亚稳的反常中子星。不言而喻, 对于探索天体尺度上的巨大突变式能源机制来说, 亚稳天体观念提供了一条有价值的线索。

参 考 文 献

- [1] T. D. Lee, *Rev. Mod. Phys.*, **47** (1975), 267.
- [2] T. D. Lee, G. C. Wick, *Phys. Rev.*, **D9** (1974), 2291.
- [3] T. D. Lee, M. Margulies, *Phys. Rev.*, **D11** (1975), 1591.
- [4] M. Nauenberg, *Ap. J.*, **175** (1972), 417.
- [5] K. D. Krori, P. Borgohain, *J. Phys. A. Math. Gen.*, **8** (1975), 512.
- [6] 方励之、曲钦岳、汪珍如、陆埏、罗辽复, *中国科学*, **4** (1978), 406.

ON ABNORMAL NEUTRON STARS

FANG LI-ZHI

(University of Science and
Technology of China)

LUO LIAO-FU

(Department of Physics, Inner-
Mongolian University)

LU TAN

(Tele-Communication Instrument
Factory of Nanking)

QU QIN-YUE, WANG ZHEN-RU

(Department of Astronomy,
Nanking University)

ABSTRACT

Based on Lee-Wick's theory of abnormal nuclear state, the possible existence of a new type of neutron stars of abnormal state is discussed. Calculation shows that there may be some stable and/or metastable abnormal neutron stars with $M \sim M_0$.

电子对对吸积盘的影响及 天鹅座 X-1 的能谱*

张家铝 方励之

(中国科学技术大学天体物理组)

一、引言

天鹅座 X-1 是目前最受关心的天体之一, 因为它是黑洞的一个主要候选者. 利用黑洞吸积盘模型, 可以说明天鹅座 X-1 的 X 射线发射的一般性质^[1]. 而按通常的冷盘模型, 在解释它的硬 X 射线能谱时, 遇到困难.

天鹅座 X-1 的硬 X 射线发射谱有以下的特点^[2]. 1. 有较强的硬 X 射线发射, 谱的高能端一直延伸到 300keV 左右; 2. 当软 X 射线部分强度有明显变化时, 硬 X 射线谱常常保持不变, 而当出现硬 X 射线的“耀斑”时, 硬 X 射线的谱型也伴随有明显的变化. “标准”的冷盘发射谱的高能端截止在 5keV 附近, 与上述观测结果有很大的偏离.

为了解决这个硬 X 射线问题, 很自然会想到天鹅座 X-1 的吸积盘中可能存在高温区, 这种区域构成了发射硬 X 射线的源. 依据这种思想提出的理论有 Eardley 等的双温度区模型^[3]及 Pacheco 等的超声湍流模型^[4]. 这类模型的共同特点就是在吸积盘中心区温度较高. 在双温度模型中, 吸积盘中心区的电子与离子温度不同, 电子温度超过 $2 \times 10^8 \text{K}$; 离子温度更高, 达到 10^{11}K ; 在湍流模型中, 温度也接近 $\frac{m_e c^2}{k} \approx 6 \times 10^8 \text{K}$.

尽管这类热盘模型在解决硬 X 射线能谱问题上有很大改善, 但是仍有一个困难, 即: 高温区如何形成和维持. 当温度高达 10^9 — 10^{11}K 时, 电子对的产生以及中微子的发射将变得重要, 这两种过程的作用都是阻碍高温区的形成, 或使高温区迅速冷却下来. 在上述热盘理论中则完全没有考虑这些重要的物理过程.

方励之曾经指出^[5], 在由致密星吸积所形成的发射区中, 电子对的产生可能起着重要的作用. 在本文中, 我们进一步分析了电子对的产生对吸积盘发射谱的影响. 我们发现, 在电子对开始起作用的吸积盘中心区, 温度不可能太高, 而是保持在 $2 \times 10^8 \text{K}$ 的较低温度上, 这时中微子能量损失自然是可以忽略的. 虽然这种吸积盘的温度较低, 但是它的辐射特征与通常冷盘模型很不相同. 在这种吸积盘中, 除了热韧致发射外, 电子对的湮没发射也有重要的贡献. 因此它的发射谱由两部分组成, 一部分是韧致辐射的成分, 另一部分是湮没光子经碰撞“慢化”后形成的较硬成分. 计算表明, 这种性质的盘大致上可以说明天鹅座 X-1 硬 X 射线发射的基本特性.

* 1977 年 11 月 9 日收到.

二、基本公式

考虑一个由纯氢等离子体组成的吸积盘,吸积率为 $\dot{M}$,中心天体是个质量为 M 的 Schwarzschild 黑洞.已经证明,当吸积物的温度超过 10^8K 时,就必须考虑电子对的影响^[2].因此,在这种温度范围,处于稳定状态的吸积盘,其基本方程应该是:

1. 盘厚方向的平衡方程

$$\frac{p}{h} = m_p n_p \left(\frac{GM}{r^3} \right) h. \quad (1)$$

2. 角动量守恒方程

$$(\alpha p)(2\pi r)(2h)r = (GM r)^{1/2} \dot{M} \mathcal{F}. \quad (2)$$

3. 能量守恒方程

$$\frac{3\pi}{8} \dot{M} \left(\frac{GM}{r^3} \right) \mathcal{F} = h F. \quad (3)$$

4. 物态方程

$$p = 2(n_p + n_+)kT, \quad (4)$$

$$n_+ n_- = \frac{(m_e kT)^3}{2\pi^2 h^6} \exp\left(-\frac{2m_e c^2}{kT}\right), \quad (5)$$

$$n_- = n_p + n_+. \quad (6)$$

其中 h 、 p 、 T 、 n_p 、 n_+ 、 n_- 分别表示吸积盘的半厚度、压力、温度和质子、正电子、电子的数密度.

在(2)式中, αp 表示切应力,参数 α 可取 0.01—1 之间的值,这决定于引起粘滞力的机制^[1].

$$\mathcal{F} \equiv 1 - \left(\frac{6GM}{rc^2} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

它是由于在吸积盘内缘(即 Schwarzschild 黑洞的最小稳定轨道)上粘滞力应为零的边界条件所带来的.

在(3)式中, F 表示单位体积的冷却率.如果盘中不存在磁场,则对于温度低于 10^8K 的光薄区,冷却率主要由电子-质子韧致辐射造成.当温度高于 10^8K 时,还有正电子-电子,正电子-质子的韧致辐射以及电子对的湮没辐射.不过,在 $\frac{n_+}{n_-} \ll 1$ 的情况下, e^+e^- 、 e^+p 韧致辐射相对于 e^-p 的韧致辐射是可以忽略的,但是湮没辐射却可与 e^-p 韧致辐射相比较,因为

$$e^-p \text{ 韧致辐射率(尔格/秒} \cdot \text{厘米}^3) = c_0 n_p n_- T^{1/2}, \quad (8)$$

$$\text{湮没辐射率(尔格/秒} \cdot \text{厘米}^3) = c_1 n_+ n_-. \quad (9)$$

其中 $c_0 = 1.42 \times 10^{-27}$, $c_1 = 3.90 \times 10^{-21}\text{S}$. 因子 S 表示电子散射使 γ 光子能量降低而引起的修正.如果吸积盘对于湮灭光子(能量为 0.511MeV)的散射光深很小,则盘将发射 0.511MeV 的线状 γ 辐射,这时 $S = 1$. 反之,若散射光深较大,但吸收光深仍很小,则湮没光子将与热能电子碰撞而降低能量,成为较低能光子后再散射出去,这时 $S < 1$. 由(8)、(9)两式可估计出,当 $T \sim 10^8\text{K}$ 时,只要 $\frac{n_+}{n_-} \sim 10^{-2}\text{S}^{-1}$,湮没辐射即有明显贡献.因

此, F 应为:

$$F = \beta c_0 n_-^2 T^{1/2}, \quad (10)$$

$$\beta = 1 + \frac{c_1}{c_0} \left(\frac{n_+}{n_-} \right) \frac{1}{T^{1/2}}. \quad (11)$$

$1 - \frac{1}{\beta}$ 即表示湮没辐射在总辐射中所占的比例。

根据(1)–(6)、(10)、(11)式可以求解 h 、 p 、 n_- 、 n_+ 、 n_p 、 T 等作为 M 、 $\dot{M}$ 以及 r 的函数, 为了简便, 将 β 作为一参变量对待, 即得

$$h = 3.17 \times 10^5 \beta \dot{M}_* T_*^{-3/2} \alpha^{-2} \mathcal{F} \text{ (厘米)}, \quad (12)$$

$$p = 5.02 \times 10^{14} \beta^{-1} M_*^{-1} r_*^{-3/2} T_*^{3/2} \alpha \text{ (达因/厘米}^2\text{)}, \quad (13)$$

$$n_- = 1.82 \times 10^{21} \beta^{-1} M_*^{-1} r_*^{-3/2} T_*^{1/2} \alpha \text{ (厘米}^{-3}\text{)}. \quad (14)$$

其中 $M_* \equiv M/10M_\odot$, $\dot{M}_* \equiv \dot{M}/10^{17}$ 克/秒, $r_* \equiv r / \frac{GM}{c^2}$, $T_* \equiv T/10^9 \text{K}$. 温度随 r 的变化由下式决定,

$$\begin{aligned} \frac{11.9}{T_*} = 36.48 + \ln(\beta^2 M_*^2 \alpha^{-2} r_*^3 T_*^3) - \\ - \ln(1 - 4.05 \times 10^{-3} \beta^{-2} \dot{M}_*^2 M_*^2 r_*^3 \mathcal{F}^{-3} T_*^4 \alpha^4). \end{aligned} \quad (15)$$

由上式可见, 由于电子对产生的影响, 盘的温度随 $\dot{M}$ 及 r 的变化都是极缓慢的, 大体稳定在 $2 \times 10^8 \text{K}$ 左右。

由吸积盘中心平面至表面的散射光深 τ_{es} 和有效吸收光深 τ 分别是

$$\tau_{es} = \sigma_T n_- h = 3.84 \times 10^2 M_*^{-1} \dot{M}_* r_*^{-3/2} T_*^{-1} \alpha^{-1} \mathcal{F}, \quad (16)$$

$$\tau = \sqrt{\sigma_T \sigma_{ff}} n_- h = 1.55 \times 10^{-3} M_*^{-3/2} \dot{M}_* r_*^{-9/4} T_*^{-5/2} \alpha^{-1/2} \mathcal{F}. \quad (17)$$

其中 $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25}$ 厘米², $\sigma_{ff} = 1.9 \times 10^{-25} n_p T_*^{-7/2}$ 厘米². 由(16)及(17)可见, 对于典型数值, $\tau \ll 1$. 所以吸积盘在电子对起作用的区域仍是光学薄的, 但电子散射光深通常都大于 1.

三、 γ 光子的“慢化”

由于吸积盘的散射光深较大, 有效吸收光深很小, 所以在硬 X 射线区的发射谱, 既不是电子对湮没产生的 0.511 MeV 线状谱, 也不是黑体辐射谱, 而应当是湮没产生的 γ 光子与热能电子碰撞后形成的连续谱. γ 光子与电子碰撞而降低能量这一过程, 与核反应堆中快中子的慢化过程十分相似, 可以采用类似于中子慢化的理论^[6]来处理这个问题. 正因为如此, 可以把这一过程称为 γ 光子的“慢化”。

γ 光子的平均自由程为 $\lambda = 1/n\sigma$, σ 为碰撞截面. 由此, 光子能量 E 的变化遵从下列方程,

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{c}{\lambda} \xi E. \quad (18)$$

其中 ξ 表示在一次碰撞中光子能量平均损失的百分比. 令 $N(E)$ 表示能量空间中光子的分布函数, $N(E)$ 应遵守下列方程,

$$\frac{d}{dE} \left(N \frac{dE}{dt} \right) = \lambda' N. \quad (19)$$

上式右端表示单位时间中光子的逃逸数。由于不透明度主要来源于电子的散射，故一般应有 $\lambda' = \frac{c}{\eta h} e^{-\tau_{es}}$ ，其中 ηh 相应于平均逃逸距离。考虑到光子分布在厚度为 h 的盘内，故平均而言，逃逸距离应小于 πh ，即 $\eta < \pi$ 。

将式(18)代入(19)，积分后即得

$$N(E) = AE^{-\left(\frac{\lambda'}{c\epsilon} + 1\right)}. \quad (20)$$

由此得由湮没机制产生的发射率为

$$j_{an} = \lambda' EN(E) = A\lambda' E^{-\frac{\lambda\lambda'}{c\epsilon}}. \quad (21)$$

其中参数 A 由下列自洽方程定出

$$\int_{E_0}^{mc^2} j_{an} dE = \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) F. \quad (22)$$

当光子能量接近于 $3kT$ 时，它与热能电子碰撞而引起的能量变化，平均说来已经很小了，即 $\xi \approx 0$ ，故式(22)中积分下限 E_0 可取为 $3kT$ 。

四、能谱的计算

对于按麦克斯韦速度分布的电子， $e-p$ 轫致辐射的发射率为^[7]

$$j_{ff} = 6.82 \times 10^{-38} n_e^2 T^{-1/2} \bar{g}_{ff}(\nu \cdot T) e^{-h\nu/kT} \text{ 尔格/厘米}^3 \cdot \text{秒} \cdot \text{赫}. \quad (23)$$

其中 $\bar{g}_{ff}$ 是温度 T 时的平均冈特因子。

由(22)及(23)式，再根据吸积盘上各点的 T, n_e, h 等值，就可以计算吸积盘的发射光度：

$$L_\nu = 4\pi \int_{r_0}^{r_1} j(r) h r dr, \quad (24)$$

$$j(r) = j_{ff} + j_{an}.$$

上式积分下限 r_0 就是吸积盘的内缘，即 $r_0 = 6GM/c^2$ ；积分上限 r_1 决定于电子对开始起作用的半径，即温度达到 10^8K 的半径，它由下式确定

$$r_1 / \frac{GM}{c^2} = 76.6 M_*^{-2/3} \dot{M}_*^{-2/3} \alpha^{-4/3}. \quad (25)$$

温度低于 10^8K 的吸积盘外区，对于能量 $E > kT = 9\text{keV}$ 的发射贡献很小，因此，能量大于 9keV 的 X 射线几乎全由受电子对影响的中心区发射。

按一般估计，天鹅座 X-1 的距离约为 2.5kpc ，中心天体的质量约为 $10M_\odot$ 。为了得到可与观测相比较的结果，我们在计算中取 $\dot{M}_* \approx 0.34$ ， $\alpha \approx 0.8$ ， $\xi\eta \approx 0.01$ 。这时由式(11)得 β 值平均应为 1.33 左右，即湮没辐射约占总辐射中的四分之一。

在图 1 中给出了计算得到的 X 射线能谱，其中虚线是由通常冷盘模型计算的结果。三角形符号是观测点。

图 2 是中心区的温度分布曲线。由图可见，在这个区域内，温度的变化是很小的。

图 3 是吸积盘中心区域的半厚度 h 随 r_* 的变化曲线。随着 r_* 的增大，盘的厚度增大，这一点与通常的冷盘理论是一致的；并且这时不出现双温度模型中的“臃包”，保持了吸积盘中心区的薄盘性质。

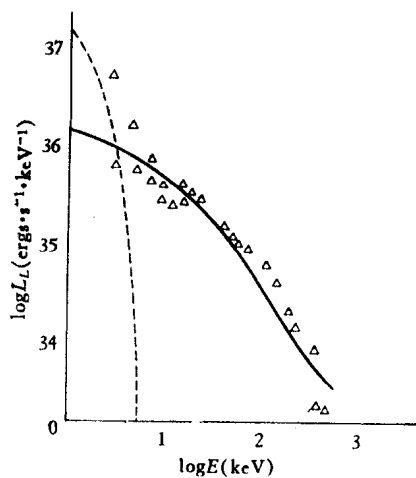


图 1

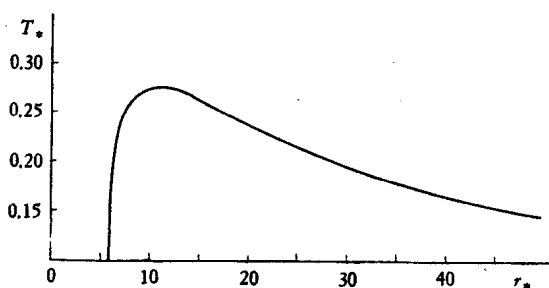


图 2

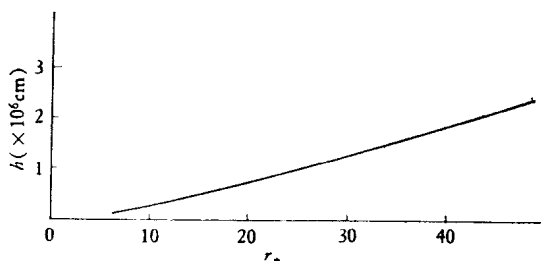


图 3

五、结 论

前面的分析说明,如果考虑到电子对的作用,吸积盘中心部分并没有高温区,远达不到热盘模型所要求的温度。而且,在我们所讨论的模型中,正电子的数目仍然是不大的,如按前面所取参数, n_+ 在 $r_* \approx 11$ 处有最大值,在这里 n_+/n_- 也只有 0.08 左右。但是,这少量的正电子却对辐射谱有相当大的影响,使之与“标准”的冷盘模型有很大不同。计及这一点,则理论计算的能谱就能与观测结果基本上相符。

此外,电子对的作用使盘中心区有下列性质:(1)温度随其它各种参数的变化很小,总维持在 $2 \times 10^8 \text{K}$ 左右;(2)辐射压 $p_R \approx F n_+ \sigma h^2 / c$ 一般要比气压 P 小,因为:

$$p_R/P \approx 1.20 \times 10^3 \beta \dot{M}_*^2 M_*^{-2} r_*^{-3} T^{-5/2} \alpha^{-2} \mathcal{J}^2.$$

用前节参数,则 $p_R/P < 1$ 。

这两点性质说明中心区相当稳定,且不受 Eardley-Lightman 不稳定性的影响(这种不稳定性出现于辐射压为主的吸积盘中)。因此,当吸积盘外部物理性质改变,而使小于 10 keV 的软 X 射线发射出现较大变化时,吸积盘中心区的发射性质仍可不变,从而保证了硬 X 射线的发射不受影响。

由式(21)看到,硬 X 射线的谱指数主要由 $\frac{\lambda' \lambda}{c \xi}$ 决定,它与内部盘厚以及慢化的平均能量损失等有关。所以,所谓硬 X 射线波段上的“耀斑”可能反映着盘中心区出现不均匀结构。这种不均匀结构不仅使硬 X 射线强度发生变化,而且必然伴随着谱指数 $\frac{\lambda' \lambda}{c \xi}$ 的改变,这就可能是“耀斑”谱指数明显不同于平均谱指数的原因。

按上面的计算, 在盘中心区仍有 $\tau_{es} \gg 1$, 这一点与热盘模型^[3] $\tau_{es} \sim 1$ 是很不同的. 已经知道, $\tau_{es} \gg 1$ 与 $\tau_{es} \sim 1$ 两种情况的辐射具有完全不同的偏振性质^[1], 前者偏振矢量在盘面内, 后者偏振矢量垂直于盘面. 因此, 观测辐射的偏振性质将是对本文发展的模型的一个重要的检验.

参 考 文 献

- [1] J. E. Pringle, M. J. Rees, *A. Ap.*, **21** (1972), 1;
N. I. Shakura, R. A. Sunyaev, *A. Ap.*, **24** (1973), 337.
- [2] E. Schreier et al., *Ap. J. (Letters)* **170** (1970), L21;
H. Tananbaum et al., *Ap. J., (Letters)* **177** (1972), L5;
P. C. Agrawal et al., *Ap. S. S.*, **18** (1972), 408;
F. K. Li, G. W. Clark, *Ap. J.*, **191** (1974), L27;
F. Frontera, F. Fuligui, *Ap. J.*, **196** (1975), 597;
A. K. Jain et al., *Ap. S. S.*, **45** (1976), 433.
- [3] S. L. Shapiro, D. M. Eardley, A. P. Lightman, *Ap. J.*, **204** (1976), 187;
A. P. Lightman, S. L. Shapiro, *Ap. J.*, **203** (1976), 701.
- [4] J. A. De Freitas Pacheco, J. E. Steiner, *Ap. S. S.*, **39** (1976), 487.
- [5] 方励之, 天文学报, **16** (1975), 19.
- [6] D. J. Hughes, *Pile Neutron Research* (1953).
- [7] W. H. Tucker, *Radiation Processes in Astrophysics* (1975).

THE INFLUENCE OF ELECTRON-POSITRON PAIRS ON THE ACCRETION DISK AND THE SPECTRUM OF CYG X-1

ZHANG JIA-LÜ FANG LI-ZHI

(University of Science and Technology of China)

ABSTRACT

Though the "hot disk" models had some success in explaining the hard X-ray component of the Cyg X-1 spectrum, they meet a basic difficulty, i. e. how could the high temperature region be formed and maintained? We know that when the temperature rises above 10^9K , the electron-positron pair production and neutrino emission may play an important role. The two processes would prevent the formation of high temperature state or produce a rapid cooling of electrons and ions. Hence the "hot disk" model seems to be untenable at all.

In this paper, after analyzing the influence of electron-positron pairs upon the accretion disk we showed how the main properties of the Cyg X-1 spectrum can be interpreted satisfactorily. Moreover, in our model the temperature at the inner portion of the disk could not be higher than $3 \times 10^8\text{K}$, so that the energy loss by the mechanism of neutrino emission may be neglected.