

磁场对中微子主导吸积盘粒子丰度的影响

林一清^{1*}, 陈小红²

(1. 厦门理工学院数理系, 福建 厦门 361024; 2. 厦门大学物理与机电工程学院, 福建 厦门 361005)

摘要: 中微子主导吸积盘被认为可能是伽玛射线暴中心能源机制的一种模型. 为了详细地考虑微观粒子分布, 计算了伪牛顿势框架下磁场对中微子主导吸积盘微观粒子丰度的影响. 结果表明, 在吸积盘的外区, 磁场对粒子丰度和电子简并度几乎没有影响; 而在吸积盘的内区, 考虑和没考虑磁场时, 电子简并度, 电子、中子等粒子丰度具有比较大的差异.

关键词: 伽玛射线暴; 吸积盘; 黑洞物理

中图分类号: P 172

文献标志码: A

文章编号: 0438-0479(2012)01-0022-04

伽玛射线暴 (gamma-ray burst, GRB) 是恒星层次、发生于宇宙学距离、极端高能伽玛射线爆发现象, 它是当今天体物理一个非常活跃的研究领域^[1-2]. 在解释 GRB 的余辉观测上, “火球-激波”模型取得了很大的成功. 但是, GRB 研究中存在一个非常重要也是非常困难的问题, 即 GRB 的中心引擎或者说能源机制是什么? 曾经有过上百种模型来解释 GRB 的中心引擎, 然而其中的多数模型都已被淘汰了. 原因是 1997 年 GRB 的余辉被发现后, 一些 GRB 被确认是在很远的宇宙学距离上. 正因为有了这个距离信息, 人们才吃惊地发现了 GRB 大得惊人的爆发能量, 有时候它的能量甚至超过 10^{47} J^[3]. 经典 GRB 根据持续时间 (一般用 T_{90} 作为典型时标, T_{90} 指光子数累积计数从 5% ~ 95% 的时间) 分为长暴 ($T_{90} > 2$ s) 和短暴 ($T_{90} < 2$ s) 两种类型^[4]. 目前普遍认为长暴与大质量恒星的引力塌缩有关, 经常被称为“塌缩星 (Collapsar)”或“Hypernova”^[5-8], 而短暴的中心能源机制来源于两个致密星的并合 (比如中子星-中子星或中子星-黑洞的并合)^[9-11]. 这两种模型都有一个类似的结果: 中心形成一个恒星级黑洞, 周围形成一个吸积盘 (或环). 这样的黑洞系统中有两部分能量可提供给 GRB, 即盘物质的引力束缚能和黑洞的转动能.

关于 GRB 的能量主要来源于盘物质引力能的想法已经有一些研究. 文献^[9]首先研究了黑洞吸积模型的具体物理过程. 在此基础上有些进一步的研究工作认为, 在盘的内区被吸积物质的密度和温度都很高, 因此光子被囚禁, 引力能大部分通过中微子辐射释放出

来, 这种吸积被称作是中微子主导吸积盘 (neutrino-dominated accretion flow, NDAF)^[12-14]. 此后, 有大量的研究学者对 NDAF 作为 GRB 中心能源机制可能的模型进行更深入、细致的研究. 如: 考虑了极高吸积率中微子辐射为光学厚^[15]、考虑了黑洞吸积的广义相对论效应^[16]、考虑了磁场的影响^[17]、在高密物质状态方程上, 详细地研究质子、中子和电子数丰度^[18]等可能影响到中微子辐射和中微子湮灭的各种因素.

但是所有上述关于 NDAF 的研究都是建立在没有考虑磁场或没有考虑具体微观粒子分布的情况下. 事实上, 由于磁旋转不稳定性或磁动力学过程, 使得吸积盘内区的磁场可以高达 10^{11} 和 10^{12} T^[19-20]. 这么高的磁场会不会影响盘的粒子丰度, 从而影响到 NDAF 中微子辐射和中微子湮灭呢? 本文在考虑磁场的情况下, 研究盘内的磁场对 NDAF 微观粒子丰度的影响.

1 流体力学方程

考虑一个定常态轴对称的吸积流, 几个基本方程——质量守恒、垂向平衡、角动量、能量守恒和物态方程分别表述如下:

1) 质量守恒方程:

$$\dot{M} = -4\pi R H \rho v = \text{const}, \quad (1)$$

其中 \dot{M} 、 R 、 H 、 ρ 和 v 分别是质量吸积率、半径、吸积流垂向上的半厚度、吸积流体的密度和径向速度, 速度向里流时定义为负值.

2) 垂向平衡方程:

$$H = c_s / \Omega_K, \quad (2)$$

其中等温声速 $c_s = (P/\rho)^{1/2}$, P 是总压强; $\Omega_K = (GM/R)^{1/2} (R - R_g)$ 为流体的开普勒角速度, 流体角速度近

收稿日期: 2011-03-28

基金项目: 福建省青年人才创新项目 (2007F3105)

* 通信作者: yqlin@xmut.edu.cn

似为开普勒角速度,即: $\Omega = \Omega_K$, 中心黑洞的引力采用伪牛顿势来描述, M 是中心黑洞的质量, $R_g = 2GM/c^2$ 是引力半径.

3) 角动量方程:

$$\nu = aHc_s(1 - j/\Omega_K R^2) \frac{d \ln \Omega_K}{dR}, \quad (3)$$

其中 a 为粘滞系数, 积分常数 j 是被黑洞吸积的流体的比角动量.

4) 能量方程:

$$Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{adv}}^- + Q_{\nu}^- + Q_B^-, \quad (4)$$

其中 Q_{vis}^+ , Q_{adv}^- 和 Q_{ν}^- 分别是粘滞产热率、径移冷却率和中微子冷却率, 由于跟文献[18]中一样, 这里就不具体罗列出来. Q_B^- 表示大尺度磁场所抽取的盘的旋转能^[21],

$$Q_B^- = 2R\Omega_K(B_\varphi B_z/4\pi), \quad (5)$$

其中 B_z , B_r 和 B_φ 分别表示垂向、径向和轴向磁场的成分.

5) 物态方程:

$$P = P_{\text{gas}} + P_{\text{rad}} + P_e + P_\nu + P_B, \quad (6)$$

我们首先假设气体压 P_{gas} 和 P_{rad} 辐射压不会随着磁场的改变而改变^[22], 即: $P_{\text{gas}} = \frac{k_B \rho T}{m_\mu} \times \frac{1+3X_{\text{nuc}}}{4}$ 是由自由核子和 α 粒子产生, X_{nuc} 是自由核子的质量比率^[23], T 为盘的温度, m_μ 为平均的核子质量; $P_{\text{rad}} = aT^4/3$, a 为辐射常数; $P_\nu = \frac{\mu_\nu}{3}$ 为中微子压, 其中 μ_ν 为由中微子光深所决定的中微子能量密度^[18]; 电子压 P_e 由电子和质子共同产生, 必须用费米-狄拉克分布进行计算^[22], 在文献[18]中有详细的表述; 磁压 P_B , 我们主要考虑三部分的贡献^[24], 即

$$P_B = B_m^2/8\pi = (B_r^2 + B_\varphi^2 + B_z^2)/8\pi, \quad (7)$$

其中 B_r^2 , B_φ^2 , B_z^2 , B_r , B_φ 的大小如下:

$$B_r B_\varphi / 4\pi = \frac{2}{3} \alpha P, \quad (8)$$

$$B_z = \frac{c}{3} \left[\frac{\pi r P}{GM} \right]^{1/2} (9\alpha)^{1/3}, \quad (9)$$

和

$$B_\varphi = (\pi P)^{1/2} (9\alpha)^{1/3}. \quad (10)$$

上面所有的公式可以归并成 2 个公式, 即式(1)和(4), 但是却包含 5 个未知数, 密度 ρ , 温度 T , 自由核子的质量比率 X_{nuc} , μ_e 和 η_e (其中 μ_e 为电子的化学势, 而电子简并用电子简并参数来表示 $\eta_e = \mu_e/k_B T$), 因此我们需要具体的微观物理过程来封闭这些方程组. 前面提到文献[18]描述了具体的微观物理过程, 但是他们没有考虑到磁场的影响. 如果考虑磁场的话, 电子能

应该表述如下^[25],

$$E_e = \sqrt{P^2 c^2 + m_e^4 c^2 + 2n_l e B_m \hbar c} = m_e c^2 \sqrt{x^2 + 1 + n_l b}, \quad (11)$$

与没有磁场的情况相比, 这里增加了一项 $2n_l e B_m \hbar c$, n 代表朗德因子, $b = 2e \hbar B_m / m_e^2 c^3$ 为磁场参数量纲, $x = p/m_e c$ 为动量量纲. 用式(11)来表述电子能, 我们可以得到在强磁场中(磁场 B_m 满足 $B_m \hbar e c \gg T^2 k_B^2$ ^[22])关于中微子光深的表述(包含散射光深和吸收光深). 与文献[18]相比, 强磁场对中微子光深的影响主要体现在电子-质子对湮灭率 $\dot{q}_{\nu_i \bar{\nu}_i}$ 和电子的散射截面 $\sigma_{\nu_i e}$ 两个物理量上. 其中,

电子-质子对湮灭率

$$\dot{q}_{\nu_i \bar{\nu}_i} = \dot{q}_{\nu_i \bar{\nu}_i}(B=0) \times \frac{B_m e \hbar m_e^2 c^5}{28\pi^2 T^4 \kappa_B^4}, \quad (12)$$

电子的散射截面 $\sigma_{\nu_i e}$

$$\sigma_{\nu_i e} \cong \sigma_{\nu_i e}(B=0) \times [1 + 2e B_m \hbar c / (k_B T)^2]. \quad (13)$$

2 结果和讨论

根据上述所表述的完整的方程组, 给定质量 $M = 3M_\odot$, 粘滞系数 $\alpha = 0.1$, 吸积率 $\dot{M} = 0.1M_\odot \text{ s}^{-1}$ 和 $j = 1.88cR_g$ 等参量, 以密度 ρ , 温度 T , 自由核子的质量比率 X_{nuc} , μ_e 和 η_e 为未知量, 求解上面联立的方程组.

图 1(a) 描述了不考虑磁场时吸积盘上的物质分布情况. 当 $R > 200R_g$ 时, 几乎所有的 α 粒子没有被分裂, 其丰度 Y_α 一直保持在大约 0.25, 对应的电子丰度 Y_e 约为 0.5, 而自由质子丰度 Y_p 、自由中子丰度 Y_n 和自由核子比重 X_{nuc} 几乎都为 0. 从 $R \sim 200R_g$ 向内, Y_α 逐渐减小, X_{nuc} 迅速增大. 由于温度随着半径的减小而增大, 加速了中子化的过程, 而中子化过程导致了 Y_n 很快地超过 Y_p , 而 Y_e 在减小. 在 $R < 10R_g$ 的最内区, α 粒子几乎完全分裂为自由质子和自由中子, 即 $Y_\alpha \sim 0$, $X_{\text{nuc}} \sim 1$, Y_n 达到 0.9, 而 Y_p 和 Y_e 只维持在 0.1 左右.

图 1(b) 描述了有磁场时吸积盘上的物质分布情况. 在半径 $R > 200R_g$, α 粒子丰度 Y_α 、电子丰度 Y_e 、自由质子丰度 Y_p 、自由中子丰度 Y_n 和自由核子比重 X_{nuc} 几乎都与不含磁场的结果一致. 但是, 从 $R \sim 200R_g$ 向内, Y_α 逐渐减到 0, X_{nuc} 迅速增大到 1, 即: 此时, α 粒子已经几乎完全分裂为自由质子和自由中子, 即 $Y_\alpha \sim 0$ 且 $X_{\text{nuc}} \sim 1$. 同时, Y_n 很快地超过 Y_p , 而 Y_e 和 Y_p 几乎以相同的丰度在同步地减小.

图 2 描述了有磁场(实线)与无磁场(虚线)时, 电子简并度 η_e 随半径 R 的变化情况. 在半径 $R > 200R_g$,

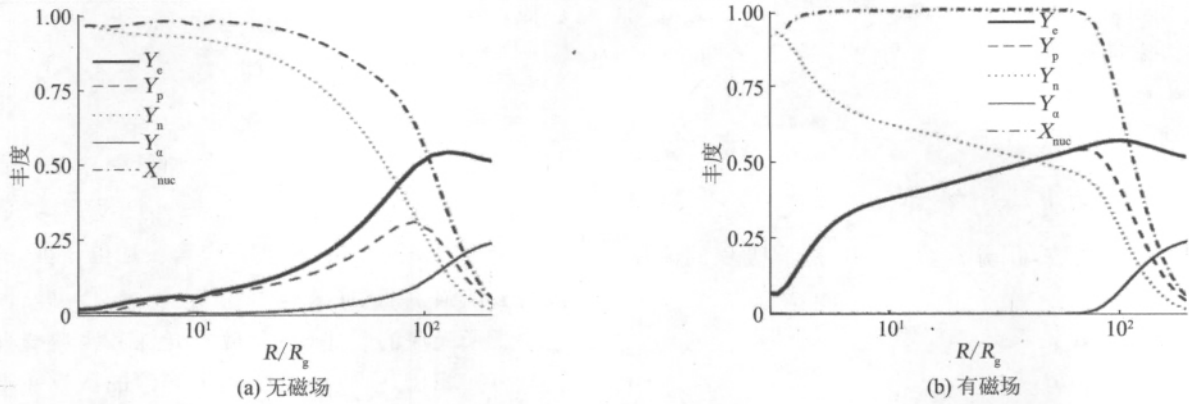


图 1 电子丰度(Y_e), 质子丰度(Y_p), 自由中子丰度(Y_n), α 粒子丰度(Y_α) 和自由核子丰度(X_{nuc}) 随着半径 R 的变化曲线图
 Fig. 1 Electron fraction Y_e , free photon fraction Y_p , free neutron fraction Y_n , α -particle fraction Y_α , and free nucleon fraction X_{nuc} as functions of radius R

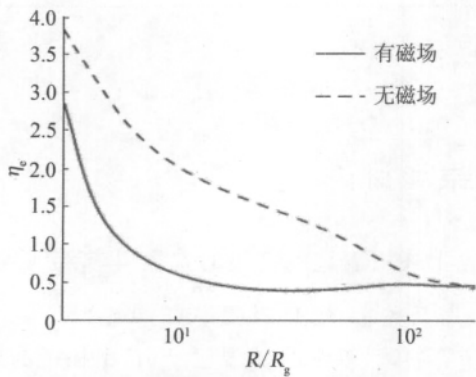


图 2 电子简并度(η_e) 随着半径 R 的变化
 Fig. 2 Electron degeneracy η_e as functions of radius R

它们没有什么区别. 从 $R \sim 200R_g$ 向内, 考虑磁场的时候, 因为电子丰度变大, 而温度和密度没有明显的提升, 导致了电子简并度减低.

3 结 论

本文详细地考察了吸积盘中中微子参与的微观过程, 讨论并计算磁场对盘上微观粒子丰度的影响(主要体现在对电子丰度和电子简并度的影响). 我们发现虽然在中微子主导吸积盘的外区, 磁场对微观粒子丰度和电子简并度几乎没有影响, 但是在内区, 磁场对吸积盘微观粒子丰度和电子简并度的影响还是比较大的, 而内区正是影响 GRB 能源机制的关键区域, 内区微观粒子的分布可能影响到 NDAF 的结构和光度. 因此在讨论中微子主导的吸积盘作为 GRB 的中心能源机制时, 必须对实际的 NDAF 是否存在强磁场做更深入的讨论.

参考文献:

- [1] Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model[J]. Phys Rep, 1999, 314(6): 575-667.
- [2] 黎卓, 戴子高, 陆焱. 伽玛射线暴研究概况[J]. 天文学进展, 2003, 21(4): 334-369.
- [3] Cheng K S, Lu T. Gamma-ray bursts: afterglows and central engines[J]. Chjaa, 2001, 1(2): 1-20.
- [4] Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. Identification of two classes of gamma-ray bursts[J]. ApJ, 1993, 413(2): 101-104.
- [5] Woosley S E. Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes[J]. ApJ, 1993, 405(1): 273-277.
- [6] Paczynski B. Are Gamma-ray bursts in star-forming regions[J]. ApJ, 1998, 494: L45-L48.
- [7] Hjorth J, Sollerman J, Moller P, et al. A very energetic supernova associated with γ -ray bursts of 29 March 2003[J]. Nat, 2003, 423(6942): 847-850.
- [8] Stanek K Z, Matheson T, Garnavich P M, et al. Spectroscopic discovery of the supernova 2003dh associated with GRB 030329[J]. ApJ, 2003, 591(1): L17-L20.
- [9] Narayan R, Paczynski B, Piran T. Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars[J]. ApJ, 1992, 395(2): L83-L86.
- [10] Fry C L, Woosley S E. Helium star/ black hole mergers: a new Gamma-ray burst model[J]. ApJ, 1998, 502: L9-L12.
- [11] Piran T. Gamma-ray bursts and the fireball model[J]. Phys Rep, 1999, 314(6): 575-667.
- [12] Popham R, Woosley S E, Fryer C. Hyperaccreting black holes and gamma-ray bursts[J]. ApJ, 1999, 518(1): 356-374.
- [13] Narayan R, Piran T, Kumar P. Accretion models of gam-

- ma-ray bursts[J]. *ApJ*, 2001, 557(2): 949-957.
- [14] Kohri K, Mineshige S. Can neutrino-cooled accretion disks be an origin of gamma-ray bursts[J]. *ApJ*, 2002, 577(1): 311-321.
- [15] Di Matteo T, Perna R, Narayan R. Neutrino trapping and accretion models for gamma-ray bursts[J]. *ApJ*, 2002, 579(2): 706-715.
- [16] Gu W M, Liu T, Lu J F. Neutrino-dominated accretion models for gamma-ray bursts: effects of general relativity and neutrino opacity[J]. *ApJ*, 2006, 643(2): L87-90.
- [17] Lei W H, Wang D X, Zhang L, et al. Magnetically torqued neutrino-dominated accretion flows for gamma-ray bursts[J]. *ApJ*, 2009, 700(2): 1970-1976.
- [18] Liu T, Gu W M, Xue L, et al. Structure and luminosity of neutrino-cooled accretion disks[J]. *ApJ*, 2007, 661(2): 1025-1033.
- [19] Balbus S A, Hawley J F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I. Linear analysis. II. Nonlinear evolution[J]. *ApJ*, 1991, 376(1): 214-233.
- [20] Pudritz R E, Fahlman G G. The structure and variability of dynamo driven discs[J]. *MNRAS*, 1982, 198(2): 689-706.
- [21] Xie Y, Huang Z Y, Jia X F, et al. The influence of magnetic fields on neutrino-dominated accretion disc [J]. *MNRAS*, 2009, 398(2): 583-590.
- [22] Zhang D, Dai Z G. Hyperaccreting disks around magnetars for gamma-ray bursts: effects of strong magnetic fields[J]. *ApJ*, 2010, 718(2): 841-866.
- [23] Kohri K, Narayan R, Piran T. Neutrino-dominated accretion and supernovae[J]. *ApJ*, 2005, 629(1): 341-361.
- [24] Stone J M, Hawley J F, Gammie C F, et al. Three-dimensional magnetohydrodynamical simulations of simulations of vertically stratified accretion disks [J]. *ApJ*, 1996, 463(6): 656-673.
- [25] Johnson M H, Lippmann B A. Motion in a constant magnetic field[J]. *Phys Rev*, 1949, 76(6): 828-832.

Effect of Magnetic Field on Particle Fractions for Neutrino-dominated Accretion Disk

LIN Yi-qing^{1*}, CHEN Xiao-hong²

(1. Department of Mathematics and Physics, Xiamen University of Technology, Xiamen 361024, China;

2. School of Physics and Mechanical & Electrical Engineering, Xiamen University, Xiamen 361005, China)

Abstract: The Neutrino-dominated accretion disk is regarded as a plausible model for the central engine of gamma-ray burst. By taking into account detailed microphysics, we calculate the effect of magnetic field on particle fractions for neutrino-dominated accretion disk in the frame of the well-known Paczynski-Witta potential. The results show that magnetic field nearly don't affect the particle fractions and the electron degeneracy of the disk in the outer region. while, in the inner region, there exist significant differences in the electron degeneracy, the electron fraction, the neutron fraction and the other matter fraction between the disks with and without magnetic field.

Key words: gamma-ray bursts; accretion disks; black holes physics