

喷流吸收对 3C 279 非热辐射谱的影响*

周向仁[†] 张 力

(云南大学物理科学技术学院 昆明 650091)

摘要 考虑了喷流的吸收效应对类星体 3C 279 多波段能谱的影响. 在不含时的同步自康普顿 (SSC) 模型的基础上, 假定喷流中辐射的包受到在其前面的已冷却的包的遮挡, 从而使得辐射区的发射可被吸收, 这导致能谱的改变. 计算表明喷流物质会对类星体辐射区发出的 X 射线波段的辐射有强烈的吸收, 同时喷流物质会以发射线的形式在软 X 射线和紫外波段将吸收来的能量发射出去. 利用这样的模型拟合了类星体 3C 279 观测到的多波段能谱, 并对结果给出了简要的讨论.

关键词 星系: 活动, 类星体: 个别: 3C 279, 辐射机制: 非热

中图分类号: P 157; **文献标识码:** A

1 引言

平谱射电类星体 (FSRQ) 和蝎虎天体 (BL Lac) 是统称为耀变体 (blazar) 的一类活动星系核 (AGN), 它们具有一些 AGN 中存在的非常强烈的高能现象. 它们的能谱分布 (SED) 具有一个宽的低频成分 (射电到紫外或 X 波段范围) 和一个高能成分 (X 波段到 γ 波段). 在相对论喷流模型中, blazar 的低频辐射来自于相对论喷流中相对论性电子的同步辐射, 高频辐射有可能来自于以下两个过程: 来自于相对论电子对低频辐射场的逆康普顿过程 (轻子喷流模型)^[1], 或者来自于与电子共同加速的相对论性质子的强子过程 (强子模型)^[2-3].

3C 279 ($z = 0.536$) 是被观测最多的平谱射电类星体之一. 在 EGRET (Energetic Gamma-ray Experiment Telescope) 时期, 先后对该天体进行了 11 次的观测^[4], 发现了 γ 波段的短暂的爆发现象, 并分为高态、中间态和低态^[5-6]. 由于该天体的特殊性, 3C 279 成为多波段联合观测的主要目标之一^[5-7]. 值得注意的是, 国际紫外探测器 (International Ultraviolet Explorer, 简称 IUE) 于 1992 年 12 月到 1993 年 1 月间对处于活动的甚低态时的 3C279 观测到了热辐射成分, 这个成分可能和吸积盘有关^[8]. 近期, MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope) 在 2006 年 2 月 23 日观测到了来自 3C 279 的大于 100 GeV 的发射^[9].

基于含时轻子同步自康普顿 (SSC) 和外康普顿 (EC) 模型^[10-11], Hartman 等^[4] 计算了 EGRET 11 个观测时期 3C 279 的能谱分布, 并与观测进行了比较, 其中较低能部

2009-10-16 收到原稿, 2009-11-16 收到修改稿

* 国家自然科学基金项目 (10778702) 资助

[†] ynuzxr@163.com

分来自于 SSC 分量, 而 EC 分量对高能部分有重要的贡献. 对该天体的能谱分布的拟合也可见 Bednarek^[12]、Sikora 等^[13] 和 Moderski 等^[14]. 值得指出的是, EC 模型在对类星体能谱进行拟合时对软光子场的强度非常敏感. 近期, 基于 MAGIC 观测的限制, Böttcher 等^[15] 进一步研究了 3C 279 的多波段辐射, 他们指出简单的一区轻子喷流模型 (包括 EC 模型和 SSC 模型) 均不能合理地重新产生观测到的 3C 279 的能谱分布, 而强子模型能很好地解释观测到的 3C 279 的能谱分布. 另一方面, 基于 3C 279 光学光变的观测, Böttcher 等^[16] 提出了减速的等离子体模型来解释 3C 279 的多波段能谱, 但计算结果与观测结果偏差较大, 特别是在射电和甚高能波段.

这里我们考虑一种可能的模型. 在该模型中, 我们假定喷流中辐射的包受到在其前面的已冷却的包的遮挡, 从而使得辐射区的发射可被吸收, 其中该辐射区的发射由不含时的 SSC 模型描述. 对喷流中的吸收效应, 我们采用通用的 Cloudy 程序来计算. 依此模型, 我们重新产生了 3C 279 的能谱. 文中, 我们使用如下宇宙学参数: $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ 和 $H_0 = 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$.

2 模型介绍

一般认为, 喷流由以相对论速度运动的物质构成. 在流行的喷流模型中 (如 Böttcher 等^[15]), 假定喷流中的物质以包的形式以相对论速度沿喷流运动 (其中喷流的洛伦兹因子为 Γ), 这样的包产生的辐射主要集中在 $1/\Gamma$ 角度内, 观测者观测到的类星体的喷流是朝向观测者的. 因为假定包是连续注入的, 所以可能的是正在辐射的包发出的辐射会被先前进入喷流的已经冷下来的包遮挡, 这样辐射区中包产生的能谱分布会受到先前进入喷流的已经冷下来的包的影响而发生改变. 为了考察这种观点, 我们假定辐射区中的发射由不含时的 SSC 模型描述, 由于喷流并不一定是严格沿着观测者视向的, 所以假定一个已经冷下来的包部分遮挡住了辐射区 (遮挡的比率为 C , C 称为遮盖因子). 以下我们介绍文中所用的 SSC 模型和冷却了的包对能谱的影响.

2.1 SSC 模型

在 SSC 模型中, 喷流中电子被加速到极端相对论性能量, 我们假定在包共动参考系中该被加速的电子能谱具有如下形式:

$$N'_e(\gamma') = K_e [\gamma'^{-p_1} H(\gamma'; \gamma'_{\min}, \gamma'_0) + \gamma_0^{(p_2-p_1)} \gamma'^{-p_2} H(\gamma'; \gamma'_0, \gamma'_{\max})], \quad (1)$$

其中 K_e 为谱系数, γ' 是相对论性电子的洛伦兹因子, γ'_{\min} 是电子谱电子洛伦兹因子的低能截断, γ'_{\max} 是电子谱电子洛伦兹因子的高能截断, γ'_0 是电子谱中的两段相连接处的电子洛伦兹因子, p_1 、 p_2 分别是电子谱中的低能段和高能段的谱指数. $H(x; x_1, x_2)$ 和 $H(x)$ 为 Heaviside 函数. 当 $x_1 \leq x \leq x_2$ 时, $H(x; x_1, x_2) = 1$; 其它情况下, $H(x; x_1, x_2) = 0$. 当 $x \geq 0$ 时, $H(x) = 1$; 当 $x < 0$ 时, $H(x) = 0$. 文中带 “'” 的表示包共动参考系的量, 不带 “'” 的表示观测者参考系的量.

对各向同性电子, 在随机起源的磁场中同步辐射的辐射强度为^[17]

$$\epsilon' J'_{\text{syn}}(\epsilon') = \frac{\sqrt{3} \epsilon' e^3 B}{h} \int_1^\infty d\gamma' N'_e(\gamma') R(x), \quad (2)$$

其中 $R(x) = (x/2) \int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_{x/\sin\theta}^\infty dt K_{5/3}(t)$, e 是电子电量, B 是磁场强度, h 是普朗克常数, $x = (4\pi\epsilon' m_e^2 c^3)/(3eBh\gamma'^2)$, $K_{5/3}(t)$ 是阶次为 5/3 的第二类贝塞尔函数. 于是, 沿喷流方向的同步辐射流量为

$$f_\epsilon^{\text{syn}} = \frac{\sqrt{3}\delta_D^4 \epsilon' e^3 B}{4\pi h d_L^2} \int_1^\infty d\gamma' N_e'(\gamma') R(x), \quad (3)$$

其中 δ_D 为包的多普勒因子, d_L 为光度距离.

我们考虑一级和二级的 SSC 过程. 一级 SSC 辐射流量近似为 [18-19]

$$f_\epsilon^{\text{SSC1}} = \frac{9(1+z)^2 \sigma_T \epsilon_s'^2}{16 \pi \delta_D^2 c^2 t^2} \int_0^\infty d\epsilon' \frac{f_\epsilon^{\text{syn}}}{\epsilon'^3} \int_{\gamma_1'}^{\gamma_2'} d\gamma' \frac{N_e'(\gamma')}{\gamma'^2} F_C(q, \Gamma_e), \quad (4)$$

$\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ 为汤姆逊截面, ϵ_s' 表示包的共动坐标系中出射光子能量, t 为光变时标, $F_C(q, \Gamma)$ 为各向同性光子场和电子分布的康普顿散射截面, 表达式如下 [18-19]:

$$F_C(q, \Gamma_e) = [2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_e q)^2}{1+\Gamma q} (1-q)] H(q; \frac{1}{4\gamma'^2}, 1),$$

其中 $q = (\epsilon_s'/\gamma')/(\Gamma_e(1-\epsilon_s'/\gamma'))$ 和 $\Gamma_e = 4\epsilon'/\gamma'$. 对 q 有如下限制: $1/4\gamma'^2 \leq q \leq 1$. 并且从方程 (4) 的积分中对 q 的限制, 可以得到 $\gamma_1' = \epsilon_s'(1 + \sqrt{1+1/\epsilon'\epsilon_s'})/2$ 和 $\gamma_2' = (\epsilon'\epsilon_s'/\epsilon' - \epsilon_s')H(\epsilon' - \epsilon_s') + \gamma_2'H(\epsilon_s' - \epsilon')$. 一级 SSC 的出射光子场可以在相同的包里和电子再次发生康普顿过程从而产生二级康普顿光子, 二级康普顿流量 f_ϵ^{SSC2} 的计算可以用 (4) 式计算, 计算时只需要把同步流量 f_ϵ^{syn} 替换为一级 SSC 流量 f_ϵ^{SSC1} , 更高级的康普顿过程因为科莱恩 - 仁科 (Klein-Nishina) 截面在能谱高部分的贡献变得很小, 所以可被忽略. 二级 SSC 流量 f_ϵ^{SSC2} 近似为 [20]

$$f_\epsilon^{\text{SSC2}} = \frac{9(1+z)^2 \sigma_T \epsilon_s'^2}{16 \pi \delta_D^2 c^2 t^2} \int_0^\infty d\epsilon' \frac{f_\epsilon^{\text{SSC1}}}{\epsilon'^3} \int_{\gamma_1'}^{\gamma_2'} d\gamma' \frac{N_e'(\gamma')}{\gamma'^2} F_C(q, \Gamma_e). \quad (5)$$

2.2 包吸收

包经过辐射过程以后变冷, 变冷后的包继续以相对论速度沿喷流方向向外运动. 我们观测到的辐射来源于几乎沿视线向我们运动的相对论喷流. 显然正在辐射中的包的辐射在向观测者传播的过程中, 可能会有一部分先经过先前进入喷流中的已经冷却了的包, 再向观测者传播, 同时也有一部分没有经过冷却了的包而直接向观测者传播. 经过冷却包后向观测者传播的辐射与辐射包总的向观测者传播的辐射的比例就是遮盖因子 C .

冷却包可能的参数是计算冷却包对能谱影响所必需的, 但是冷却包的具体参数和遮盖因子 C 尚不清楚. 我们假设除了运动速度以外, 冷却包具有与宽线区相似的性质. 在这样的假定下, 我们利用通用程序 Cloudy (8.0 版) [21] 进行计算, 其中物质的化学组成采用了 Cloudy 程序中对宽线区的默认参数, 冷却包的温度按 10^4 K 处理. 对冷却包的物质的分布并没有考虑过于复杂的空间分布结构, 而是给出了一个物质分布的体密度和柱密度. 这个体密度和柱密度是很难估计的, 又考虑到冷却包中的物质可能不是均匀分布的, 而是一团一团的, 本文中是粗略地按体密度为 10^{10} cm^{-3} 量级、柱密度为 10^{22} cm^{-2} 量级处理的.

另外, 遮盖因子也是本文中一定要知道的参数, 接下来的 (1)、(2)、(3) 分别给出的是喷流与视向夹角的计算方法、包的大小计算方法和遮盖因子的取值.

(1) 为了计算喷流与视向的夹角, 我们需要以下几个方程:

视横向运动速度的计算方程

$$\beta_{\text{app}} = \beta_p \sin \theta / (1 - \beta_p \cos \theta), \quad (6)$$

其中 β_p 是以光速为单位的包的实际运动速度, β_{app} 是以光速为单位的包的视横向运动速度, 也就是观测者观测到的包的垂直于观测者视线方向的运动速度. θ 为喷流与视线方向的夹角. VLBA 观测得到 3C 279 的 β_{app} 为 $8.9 \pm 0.4^{[22]}$. 包的洛伦兹因子

$$\Gamma = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}, \quad (7)$$

包的多普勒因子

$$\delta_D = [\Gamma(1 - \beta_p \cos \theta)]^{-1}. \quad (8)$$

如果给出 δ_D 的值, 我们就可以用方程 (6)~(8) 求出 Γ 、 β_p 和 θ . 我们在拟合能谱过程中 δ_D 的取值为 60. 这种情况下, $\Gamma = 31.63$, $\beta_p = 0.9995$, $\theta = \arccos 0.99999 = 0.256^\circ$.

(2) 辐射包大小可以通过光变时间来估算, 辐射包在包的共动参考系中的直径 $R'_b \approx \frac{\delta_D ct}{1+z}$, 按本文给出的参数 ($t = 38400$ s) 计算得 $R'_b \approx 4.5 \times 10^{16}$ cm. 冷却包的大小应该与辐射包的大小相当, 本文中冷却包的大小是按和辐射包相等处理的.

(3) 遮盖因子的取值. 3C 279 从一个包产生到下一个包产生的过程中, 必然会伴随着能谱的变化. 我们试图通过能谱随时间变化的曲线得到两个包产生的时间间隔. 考虑到 X 射线和紫外波段能谱会受到冷却包的影响, 射电波段的辐射谱又不一定完全来自于辐射包, 所以我们在通过能谱随时间变化图找出两个包产生的时间间隔时, 选用 γ 射线和光学波段比较合适. 由于没有找到 γ 射线波段的数据, 所以我们选取了光学波段. 2006 年 1 月, 在 R 波段有过一次连续 12.8 d 的强度持续下降的时期 (约为 JD 2453742 ~ 2453770)^[23], 12.8 d 是光学波段非常长的一段强度持续下降的时间. 通常 3C 279 光学波段强度持续下降是在几天的时间中发生的. 我们认为一个包产生后到下一个包产生前的这段时间是光学波段强度持续下降的时间, 对于 3C 279, 可以认为两个包产生的时间间隔一般为几天. 本文中先给出能较好拟合 3C 279 能谱的遮盖因子, 然后利用这个遮盖因子在包的共动参考系里通过简单的几何运算反向推出两个包的距离, 从而进一步得出在观测者坐标系中两个包产生的时间差. 在拟合过程中我们发现 $C = 0.92$ 时能较好地拟合 3C 279 的能谱, 计算得到此种情况下在观测者坐标系中两个包产生的时间间隔为 6.25 d, 这个时间间隔可以和观测结果相比较, 遮盖因子 C 取 0.92 是一个合理的取值. 另外需要说明的是, 比本文中考虑的冷却包产生还早的包也会部分遮挡住辐射包的辐射. 不过, 因为比本文中考虑的冷却包更早产生的包接收到的能谱的 X 射线波段是经过本文中考虑的冷却包强烈吸收过的, 比本文中考虑的冷却包更早产生的包不会再从 X 射线波段吸收太多的能量, 也不会同时又在紫外线和软 X 射线波段形成强烈的发射, 所以本文中不再考虑比本文中考虑的冷却包更早产生的包对能谱的影响.

3 计算结果及讨论

我们应用上述模型重新产生 3C 279 的多波段能谱. 所用的模型参数见表 1. 计算结果与多波段数据的比较见图 1. 由图 1 可以看出, 我们的模型能大致重新产生与 3C 279 观测数据相一致的多波段能谱. 在射电到光学波段, 辐射主要来自于相对论性电子的同步辐射. 一级 SSC 过程在中等伽玛射线能区处成峰, 二级 SSC 过程是高能伽玛射线的主要贡献者. 我们的结果不能较好地重新产生甚高能处的观测数据, 这表明甚高能处可能有 EC 分量及其它一些可能的物理过程.

表 1 SSC 模型中所用的参数

Table 1 Parameters used in SSC model

Parameter	Character	Value
Redshift	z	0.5362
Luminosity distance(cm)	d_L	9.2518×10^{27}
Doppler factor	δ_D	60
Magnetic intensity(mG)	B	20
Variability timescale(s)	t	38400
Minimum Lorentz factor of electron	γ'_{\min}	130
Maximum Lorentz factor of electron	γ'_{\max}	1×10^6
Lorentz factor at spectral cutoff	γ'_0	4.5×10^3
Spectral index at low-energy range	p_1	2.45
Spectral index at high-energy range	p_2	4.1
Spectral coefficient of electron	K_e	3.145×10^{62}

该模型主要考虑了冷却包对辐射区发射的能谱的吸收效应, 这主要出现在硬 X 射线到软伽玛射线波段 (见图 1). 同时该吸收效应产生高紫外到软 X 射线波段的发射线. 这些波段的探测器的光谱分辨率较低, 因而校准困难, 图中给出的绝大部分发射线应该很难观测到. 几个 keV 处的发射线应该可以观测到, 那几条线和 Fe 发射线的位置非常相近, 有可能通常说的 Fe 线并不是真正的 Fe 线, 而是由其它元素发射的, 而且也只有这样才能解释 Fe 发射线的光变和 X 射线的光变是同时性的这个观测现象. 另外, 用我们的模型很容易解释对应 Fe 发射线处的 X 射线波段附近的发射线强度和连续谱隆起的程度随光度的增加而下降这个现象 (Baldwin 效应).

我们提出的这样一个模型可对 AGN 能谱中普遍存在的软 X 射线过剩现象 (在 1 keV 以下, 流量相对于幂律谱迅速上升) 给出较合理的解释. 值得指出的是, 该模型还需要进一步修正, 使其能够更有效地解释 AGN 的辐射.

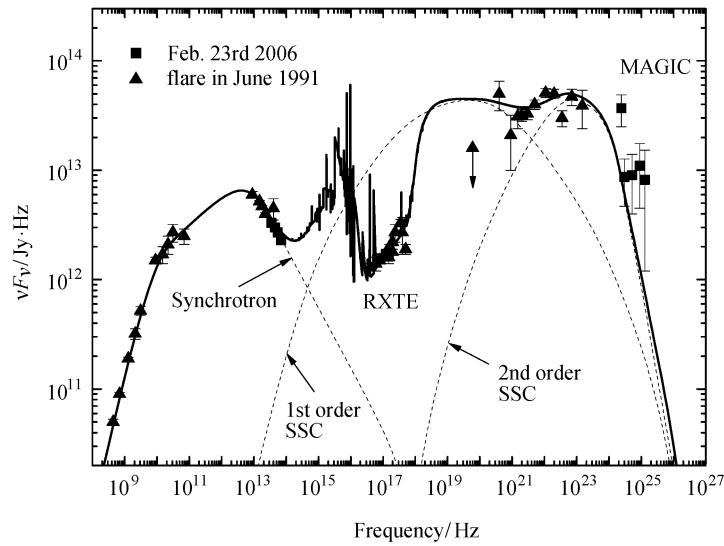


图 1 3C 279 预期的能谱与观测谱的比较. 数据点分别是在 1991 年 6 月爆发时期^[4]和 2006 年 2 月 23 日对 3C 279 的观测数据^[23]

Fig. 1 Comparison between the expected SED and observed data of 3C 279. The observed data were separately detected in June 1991 when 3C 279 at its flare period^[4] and on Feb. 23rd 2006^[23]

参 考 文 献

- [1] Böttcher M. *Ap&SS*, 2007, 309: 95
- [2] Mücke A, Protheroe R J. *Aph*, 2001, 15: 121
- [3] Mücke A, Protheroe R J, Engel R, et al. *Aph*, 2003, 18: 593
- [4] Hartman R C, Böttcher M, Aldering G, et al. *ApJ*, 2001, 553: 683
- [5] Maraschi L, Grandi P, Urry C M, et al. *ApJ*, 1994, 435: L91
- [6] Wehrle A E, Pian E, Urry C M, et al. *ApJ*, 1998, 497: 178
- [7] Hartman R C, Webb J R, Marscher A P, et al. *ApJ*, 1996, 461: 698
- [8] Pian E, Urry C M, Maraschi L, et al. *ApJ*, 1999, 521: 112
- [9] Albert J, Aliu E, Anderhub H, et al. *Sci*, 2008, 320: 1752
- [10] Böttcher M, Mause H, Schlickeiser R. *A&A*, 1997, 324: 395
- [11] Böttcher M, Bloom S D. *AJ*, 2000, 119: 469
- [12] Bednarek W. *A&A*, 1998, 336: 123
- [13] Sikora M, Blazejowski M, Begelman M C, et al. *ApJ*, 2001, 554: 1
- [14] Moderski R, Sikora M, Blazejowski M. *A&A*, 2003, 406: 855
- [15] Böttcher M, Reimer A, Marscher A P. *AIPC*, 2008, 1085: 427
- [16] Böttcher M, Principe D. *ApJ*, 2009, 692: 1374
- [17] Crusius A, Schlickeiser R. *A&A*, 1986, 164: L16
- [18] Jones F C. *PhRv*, 1968, 167: 1159
- [19] Blumenthal G R, Gould R J. *RvMP*, 1970, 42: 237

- [20] Dermer C D, Finke J D, Krug H, et al. ApJ, 2009, 692: 32
- [21] Ferland G J, Korista K T, Verner D A, et al. PASP, 1998, 110: 761
- [22] Kellermann K I, Lister M L, Homan D C, et al. ApJ, 2004, 609: 539
- [23] Böttcher M, Basu S, Joshi M, et al. ApJ, 2007, 670: 968

Absorption Effect of Jet on Non-thermal Radiation Spectrum of 3C 279

ZHOU Xiang-ren ZHANG Li

(*School of Physics Science and Technology, Yunnan University, Kunming 650091*)

ABSTRACT The absorption effect on the non-thermal spectrum of 3C 279 in a jet model is considered in this paper. Based on a simple synchrotron self-Compton (SSC) model, it is assumed that a blob of radiation region in the jet is partly kept out by a cooled blob in this jet, and then the emission from the radiation region can be absorbed. This leads to the change of the spectral energy distribution. Our calculation indicates that there is a strong absorption in X-ray band, and the absorbed energy will be emitted in the form of emission lines in ultraviolet and soft X-ray bands. We reproduce the multi-band spectra of 3C 279 by using such a model and give a brief discussion.

Key words galaxies: active, quasars: individual: 3C 279, radiation mechanisms: non-thermal