

基于多波段观测的耀变体研究

雷买昌^{1*}, 郑 元¹, 张建福², 王建成³, 张冲林⁴

¹兴义民族师范学院物理与工程技术学院 贵州兴义

²湘潭大学物理学院 湖南湘潭

³中国科学院云南天文台高能天体物理团组 云南昆明

⁴陆良县联办高级中学物理教研组 云南曲靖

【摘要】伴随着地面、空间多波段望远镜的建成和投入使用，尤其是费米大望远镜的成功发射与稳定运行，近乎实现了活动星系核电磁辐射的全波段覆盖，极大地推动了活动星系核的研究。本文针对目前活动星系核子类—耀变体的理论研究和观测现状，从耀变体统一模型出发，详述了耀变体的基本组成、外辐射场结构及相联系的软光子分布，以及目前耀变体研究中的多波段观测，着重阐述了费米大望远镜运行以来，耀变体多波段观测所取得的重要进展，最后列举了耀变体研究中存在的部分基本问题。

【关键词】活动星系核；耀变体；蝎虎天体；平谱射电类星体；多频观测

【基金项目】贵州省普通高等学校青年科技人才成长项目（编号：黔教合 KY 字[2020]221），兴义民族师范学院博士科研基金项目（编号：20XYBS16）

Exploring blazar based on multiwavelength observations

Maichang Lei^{1*}, Yuan Zheng¹, JianFu Zhang², Jiancheng Wang³ and Chonglin Zhang⁴

¹College of Physics and Engineering Technology, Xingyi Normal University for Nationalities, Xingyi, Guizhou 562400, China;

²Department of Physics, Xiangtan University, Xiangtan, Hunan 411105, China;

³Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China;

⁴Physics department, United Established Senior High School, Qujing 650011, China.

【Abstract】 With the construction and running of sky-borne and ground-based telescopes at various frequencies, particularly for the launch successfully and the running steadily, nearly making the observations from radio up to high-energy γ -rays come true, this largely promotes the development of research in active galactic nuclei (AGN). This paper summarizes the current advances in theoretical and observations focusing mainly on the blazar, one of the subclass of the AGN, we begin with the united scheme of the blazar, and present the constituents, the structure and the photon distribution of the external radiation fields, together with the multifrequency observations, we also demonstrate the great achievement since the running of the Large Area telescope (Fermi/LAT) on Fermi Gamma-ray Space Telescope mission. Finally, we present some basic questions, which remains exist in the research of the blazar.

【Keywords】 Active Galactic Nuclei, Blazar, BL Lac objects, Flat Spectrum Radio Quasars, Multifrequency Observations

1 引言

活动星系核(Active Galactic Nuclei, AGN)是

大质量星系明亮的中心区域，通过核心大质量黑洞吸积周围物质来提供能量，产生高达 $10^{46}\text{--}10^{49}\text{erg s}^{-1}$

*通讯作者：雷买昌

的辐射光度^[1-3]。吸积物质流在下落过程中由于角动量守恒形成盘状结构, 称之为吸积盘, 通常将中心黑洞与吸积盘统称为“中心引擎”, 是活动星系核产生可观测特征的主要原因。中心黑洞做高速自转, 通过扭曲磁场从黑洞能层或吸积盘提取能量, 并沿垂直黑洞赤道面的两极抛射相对论性等离子体物质外流, 谓之相对论喷流(喷流, jet)。高分辨率射电成像揭示活动星系核喷流跨越较宽的空间尺度, 短至天文单位(AU, 地球到太阳之间的距离), 长达Mpc尺度($1\text{pc}=3.26\text{ 光年} \approx 3.0856 \times 10^{18}\text{cm}$)^[4]。从辐射能量角度, 活动星系核喷流产生的光子遍及米波段至TeV能段, 跨越20多个量级。因此, 活动星系核是河外空间有效的粒子加速器, 是探究粒子加速机制和高能宇宙射线的天然实验室。

活动星系核包括多个子类, 可以根据射电辐射强度及光学—紫外辐射是否存在进行细分。利用光学(B)辐射流量与射电(5GHz)辐射流量之比, $R = F_B / F_{\text{5GHz}}$, 可划分为射电噪与射电宁静源, 前者 $R > 1$, 具有较强射电辐射, 后者 $R < 1$, 具有较弱射电辐射。另外, 也可基于光学—紫外辐射进行划分, 具体判据与对应类型如下:

【I型活动星系核】: 显现较强的连续谱和来自宽线区(BLR)的宽发射线。射电宁静活动星系核包括Seyfert星系和类星体, 射电噪活动星系核包括宽线射电星系(BLRGs)、平谱射电类星体(FSRQs)、陡谱射电类星体(SSQRs)。平谱与陡谱的区别是相对于射电谱指数 $\alpha = 0.5$ 而言的, α 通过 $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ 与辐射流量联系起来^[5-8]。

【II型活动星系核】: 呈现弱的连续辐射和窄发射线, 宽线区的缺乏解释为较低的弥散物质速度和尘埃环(Dust Torus)的遮挡。射电噪源被划分为窄线射电星系(NLRGs), 呈现出不同的喷流准直程度和形态。射电宁静低光度源包括Seyfert-2星系, 而高光度射电宁静源包括红外超星系。

【O型活动星系核】: 该类活动星系核喷流方向几乎与视线准直。射电宁静源包括宽吸收线类星体, 射电噪包括耀变体(blazar)。

耀变体是活动星系核的极端子类, 从光学的角度, 耀变体可以细分为平谱射电类星体(FSRQs)和蝎虎天体(BL Lacs), 前者具有显著的宽发射线, 后者具有幂律连续谱或仅出现较弱的发射线(等值宽度 $EW \leq 5\text{\AA}$), 其喷流方向几乎正对地球, 来自

甚长基线干涉仪(VLBI)的观测结果表明喷流物质运动的视速度范围从~0.03c到40c(遍及整篇文章, c表示光速)。因此, 观察到的辐射光度、频率将被显著多普勒增亮, 满足变换关系 $L(\nu) = \delta^\alpha L(\nu')$ 与 $\nu = \delta\nu'$, 其中 δ 为多普勒增量因子, α 取决于采用的辐射几何, 如果辐射区为球形, $\alpha = 3$; 但如果辐射区假定为圆柱形, 则 $\alpha = 2$ ^[9]。耀变体有两个子类, 即蝎虎天体和平谱射电类星体, 两个子类观测上呈现出显著不同的辐射特征。耀变体具有高光度、高偏振、短时标伽马射线光变, 以及能谱由非热辐射主导, 辐射覆盖整个电磁波段等特征。

本文将概述耀变体的结构、理论研究与观测现状。文中物理量涉及三个坐标系, 即: 共动坐标系、实验室坐标系和观测者坐标系, 其中, 共动系下的物理量用带“,”的量表示, 观测者坐标系下的物理量用下标“obs”的量表示, 实验室坐标系下的物理量不带符号。

2 耀变体统一模型

耀变体两个子类具有形状完全相同的多波段能谱分布(SEDs), 相对论喷流均与视线成较小夹角($\theta_{\text{obs}} \leq 5^\circ$)。因此, 可以将耀变体从活动星系核统一模型中剥离出来, 构建耀变体统一模型, 如图1所示。在耀变体统一模型中, 耀变体包含中心大质量黑洞、吸积盘、喷流、宽线区和尘埃环五个组成部分, 其中蝎虎天体展示较弱或不存在宽发射线, 通常认为该子类仅具有中心黑洞、喷流, 可能存在吸积盘; 相反, 平谱射电类星体则具有完整的五个结构。

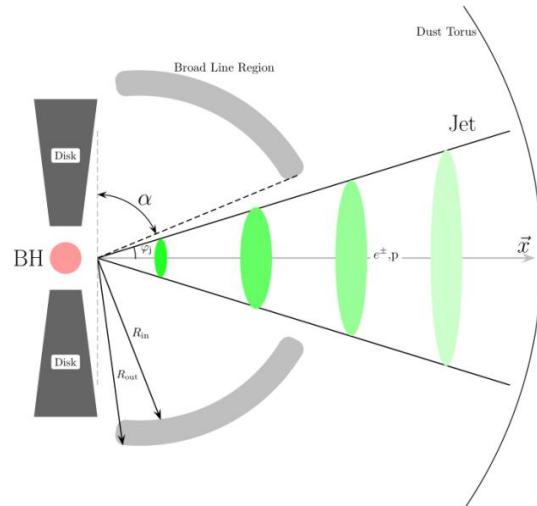


图1 耀变体统一模型示意图

2.1 耀变体的能谱特征

耀变体能谱分布呈现典型的双峰结构(如图2所示), 低能峰从红外到X射线, 普遍认为起源于同步辐射; 高能峰从X射线向上延伸至高能伽马射线, 其起源目前尚无最终定论, 现有轻子模型与强子模型两种完全不同的理论解释。在轻子模型框架下, 高能峰产生于高能正负电子对(简称: 高能电子)的同步自康普顿过程(SSC辐射)和高能电子散射自身辐射区以外的软光子场(EC辐射); 在强子模型框架下, 高能峰产生于辐射区高能质子的同步辐射过程和高能质子相联系的 π 介子衰变诱导的级联过程。

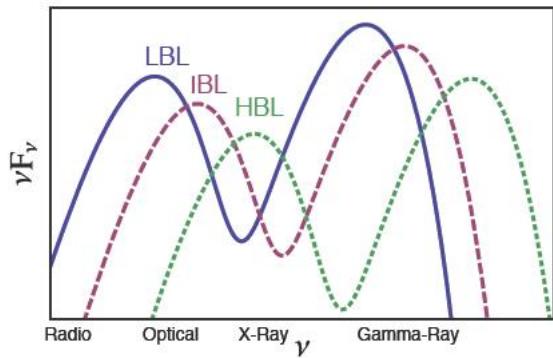


图2 耀变体三个子类的能谱分布特征[11]

如图2所示, 在 $\nu F_\nu - \nu$ 图上能谱成双峰结构。根据同步峰频 $\nu_{syn,p}$, 耀变体可进一步划分为高同步峰源(HBLs, $\log \nu_{syn,p}(\text{Hz}) > 15.3$)、中同步峰源(IBLs, $14.0 < \log \nu_{syn,p}(\text{Hz}) \leq 15.3$)和低同步峰源(LBLs, $\log \nu_{syn,p}(\text{Hz}) < 14.0$)^[10]。显然, 伴随着同步峰频 $\nu_{syn,p}$ 的增加, 耀变体的辐射总流量下降, 对应的辐射光度下降。三个子类辐射光度与同步峰频呈现出典型的统计关系, 谓之“耀变体序列”^[11], 其成因可能与外辐射场分布、强度等因素有关, 目前尚无定论。

2.2 耀变体结构

耀变体五个组分之间相互耦合, 形成了耀变体丰富多彩、形态各异的观测特征, 现将各个成分的结构、辐射分布概述如下:

(1) 中心黑洞

黑洞广泛存在于浩瀚宇宙中, 它的存在对于天体物理研究有着重要的意义, 黑洞以及由此产生的各种电磁辐射是人类认识宇宙的重要手段。宇宙中的黑洞跨越较宽的尺度范围^[3], 依据质量大小划分

为恒星级质量黑洞($3M_{sun} \sim 10M_{sun}$)、中等质量黑洞($10^2 M_{sun} \sim 10^4 M_{sun}$)、大质量黑洞($10^5 M_{sun} \sim 10^7 M_{sun}$)和超大质量黑洞($10^8 M_{sun} \sim 10^{10} M_{sun}$), 其中 M_{sun} 为太阳质量。目前广泛的多波段研究表明耀变体中心黑洞平均质量在 $5 \times 10^8 M_{sun}$ 左右, 属于超大质量黑洞, 其自旋接近于1, 引力半径

$r_g \equiv GM_{BH} / c^2 = 1.5(M_{BH} / 10^8 M_{sun}) \times 10^8 \text{ km}$, 其中G为万有引力常数, M_{BH} 为中心黑洞质量。与引力半径相联系的是引力时间 τ_g , 如果耀变体伽马射线光变起源于中心引擎活动, 该物理量对观测到的光变时标施加了一个限制, τ_g 为最短伽马射线光变时标, τ_g 定义为 $\tau_g \equiv r_g / c \approx 5 \times (M_{BH} / 10^8 M_{sun}) \times 10^4 \text{ s}$ 。过去对耀变体的观测发现, 耀变体不但表现出年量级的伽马射线光变, 还展示小时、分钟量级的伽马射线光变, 这对耀变体伽马射线光变产生于中心引擎活动的观点形成了极大挑战。在高能天体物理研究中, 还经常使用史瓦西半径 R_s 来定义空间尺度, 其定义为 $2r_g$ 。

(2) 吸积盘

黑洞周边物质在强大引力作用下, 逐渐靠近中心, 由于角动量守恒, 下落物质不会沿径向落入黑洞, 而是在黑洞周边形成吸积盘。在耀变体研究中, 通常只考虑一个光学厚、几何薄的吸积盘结构, 这样的盘称之为标准吸积盘^[12], 盘面上的物质蒸发, 形成热冕, 辐射X射线, 在半径为 $3 \sim 30R_g$ 的尺度范围内, 冕辐射谱可近似为

$L_X(v) \propto v^{-\alpha_X} \exp(-v/v_c)$ ^[13], 其中 α_X 、 v_c 分别为谱指数和截断频率。吸积盘有一定的空间延展, 从最内稳定轨道 $R_{in} = 3R_s$ 延伸至最外半径 $R_{out} \approx 500R_s$, 产生一个总光度 $L_d = \eta_f \dot{M}c^2$, 其中 \dot{M} 为吸积率, η_f 为吸积物质引力能转化为辐射的效率。吸积盘辐射假定为黑体辐射谱, 辐射光度为^[9]

$$L_d(v) = \cos(\theta_d) \int_{R_{in}}^{R_{out}} \frac{hv^3}{c^2 [\exp(hv/k_B T(r)) - 1]} 4\pi r^2 dr, \quad (1)$$

其中 θ_d 表示吸积盘法向与喷流间的夹角, 如果吸积盘沿黑洞赤道面, 则 $\theta_d = 0^\circ$ 。吸积盘稳定分布可近似表示为^[13]

$$T^4(r) = \frac{3R_s L_d}{16\pi\eta_f \sigma_{SB} r^3} \left[1 - \left(\frac{3R_s}{r} \right)^{1/2} \right] \quad (2)$$

其中, σ_{SB} 为斯蒂芬-玻尔兹曼常数。在共动系

下, 吸积盘产生的辐射能量密度为^[14]

$$u_{disc}(x) = \frac{3}{16} \frac{R_s L_d}{\pi c \eta_f \Gamma^4} \int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \frac{d\mu'}{x^3 (1 + \beta \mu')^4}。 \quad (3)$$

(3) 宽线区

宽线区在耀变体统一模型中占有重要地位, 它为耀变体(平谱射电类星体)提供重要的外辐射场, 由致密的云团物质构成, 并绕中心引擎做开普勒运动。目前文献中出现的宽线区结构主要有三类: ①厚球壳型结构, 这类结构以云模型(CLOUDY)描述的宽线区^[15]和Donea & Protheroe(2003)宽线区模型^[16]为代表, 但由于云模型代码本身的复杂性, 很难移植到耀变体轻子或强子代码中。因此, 云模型仅限于单纯开展宽线区结构、物质构成、发射线产生过程与分布的研究。相比之下, Donea & Protheroe(2003)宽线区模型应用较为广泛, 并在该模型思想上产生了一系列宽线区结构变体, 诸如:Liu & Bai (2006)提出的宽线区模型^[17], Tavecchio & Mazin (2009)构造的宽线区模型^[18], Dermer 等人(2009)构造的宽线区模型^[19], 以及Hunger & Reimer (2016)提出的宽线区结构^[20]。②薄宽线区结构, 该模型以Ghisellini & Tavecchio (2009)^[13]为代表, 它仅关注宽线区产生的主要发射线(Lyman α 发射线), 结构处理简单, 在耀变体研究中最常见。③各向异性宽线区结构, 该模型以Tavecchio & Ghisellini (2012)为代表^[21], 其变体主要有: Lei & Wang (2014)构建的扁平宽线区结构^[22], Vuillaume (2018)等人使用的宽线区结构^[23]。扁平宽线区结构可以缓解平谱射电类星体伽马射线辐射区位于宽线区内, 而产生几十个GeV以上伽马射线光子的问题。由于黑洞自旋和喷流大尺度结构, 导致各向异性宽线区结构更为可能, 日益广泛的反响映射研究也为该类结构提供了有力支持。

宽线区尺度可以用反响映射手段进行测量, 目前观测上还没有对宽线区结构给出很好的限制, 无法准确定出内边界位置, 而外边界可近似认为延伸至尘埃环的内边界, 这也导致了在处理宽线区尺度时存在一定的不确定性。过去的研究在扣除星光污染之后, 得到宽线区尺度与5100 Å发射线光度有较好的比例关系, 即^[24]

$$\text{Log} R_{BLR}[H\beta] = 1.538 \pm 0.025 + 0.5 \log L_{44,5100}, \quad (3)$$

其中, $R_{BLR}[H\beta]$ 以光天为单位, $L_{44,5100}$ 是以 $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ 为单位的5100 Å发射线的单色光度。一般而言, 对于薄球壳型宽线区结构, 它拦截 f_{BLR} 倍吸积盘光度形成发射线(f_{BLR} 称为覆盖因子或遮挡因子), 其尺度可以通过 $R_{BLR} = 3.33 \times 10^{-2} L_{d,45}^{1/2} \text{ pc}$ 简单确定, 其中吸积盘光度 L_d 以 $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ 单位。对于厚宽线区结构, 其尺度可近似表示为 $R_{BLR,out/in} = (R_{BLR} \pm 0.1) \text{ pc}$, 其中0.1是一个可调参数。

宽线区原子吸收来自吸积盘的发射线, 再受激跃迁辐射连续谱, 呈现出一系列的发射线特征, 峰频位于Lyman α 谱线位置, 即 $v_{Ly\alpha} = 2.47 \times 10^{15} \text{ Hz}$ 。这也导致了在处理宽线区辐射谱的时候有两种处理方式:

①对于薄球壳型宽线区结构, 辐射谱假定为灰体谱形式, 峰频温度位于^[25]

$$T_{BLR} \equiv \frac{h\nu_{Ly\alpha}}{2.8k_B} \sim 4.23 \times 10^4 \text{ K}。 \quad (4)$$

考虑到辐射区可能位于宽线区空腔、宽线区内或宽线区以外, 因此, 宽线区辐射能量密度可分段表示。当辐射区位于宽线区空腔内($x < R_{BLR}$), 辐射能量密度为^[13]

$$U'_{BLR}(x) \approx \frac{17\Gamma^2}{12} \frac{f_{BLR}L_d}{4\pi R_{BLR}^2 c} \quad (5)$$

当辐射区位置远大于宽线区尺度时

($x \geq 3R_{BLR}$), 引入 $\mu = \cos\alpha$ 表征宽线区辐射光子入射到辐射区的方向, 此时辐射能量密度表示为^[13]

$$U'_{BLR}(x) \approx \frac{f_{BLR}L_d}{4\pi R_{BLR}^2 c} \frac{\Gamma^2}{3\beta} [2(1 - \beta\mu_1)^3 - (1 - \beta\mu_2)^3 - (1 - \beta)^3] \quad (6)$$

其中, μ_1 和 μ_2 表示入射光子方向的上、下限, 即:

$$\mu_1 = \left[1 + R_{BLR}^2 / x^2 \right]^{-1/2}, \\ \mu_2 = \left[1 - R_{BLR}^2 / x^2 \right]^{1/2}。 \quad (7)$$

对于辐射区位于 $R_{BLR} \leq x < 3R_{BLR}$ 范围, 可通过简单幂律插值获得相应的能量密度。

②对于各向异性(类盘的或扁平的)宽线区结构, 辐射能量密度的计算往往要考虑发射线及连续

谱对软光子场的贡献, 我们按照 Lei & Wang (2014) [14][26] 的处理方法, 给出共动系下两种外辐射场的能量密度。在共动系下, 发射线贡献的能量密度为^[14]

$$\begin{aligned} u_{BLR, line}(x) = & \frac{2\pi\Gamma^2}{c} \sum_{i=1}^m \frac{N_{\varepsilon, i}}{N_{\varepsilon, tot}} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta \\ & \times I_{line}(x, \theta)(1 - \beta \cos\theta)^2, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, m 为发射线的数目, I_{line} 为发射线谱线强度。连续谱贡献的能量密度为^[14]

$$\begin{aligned} u_{BLR, cont}(x) = & \frac{2\pi\Gamma^2}{c} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta \\ & \times I_{cont}(x, \theta)(1 - \beta \cos\theta)^2, \end{aligned} \quad (9)$$

其中, I_{cont} 为连续谱强度。

图 3 展示了实验室坐标系下总能量密度沿喷流径向的分布^[22], 不同颜色对应不同的宽线区倾角 α , 由上至下, 依次为 85° , 75° , 65° , 55° , 45° , 35° , 25° , 15° 。两条垂线分别对应宽线区内、外边界, 显然, 宽线区空腔内的能量密度变化幅度不大, 靠近内边界处略微增加, 进入宽线区内, 能量密度急剧下降。

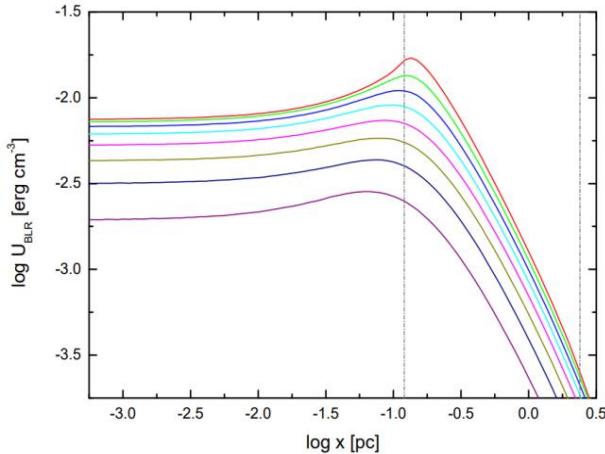


图 3 宽线区能量密度对喷流径向距离的依赖性[22]。

(4) 尘埃环

尘埃环具有复杂的块状结构, 其内边界可以近似认为是宽线区的外边界, 在该临界位置, 温度恰好低于尘埃(石墨颗粒)的升华温度($\sim 1500\text{K}$)。在 $vF_v - v$ 分布中, 尘埃环辐射谱峰频位于 $v_{IR} = 3 \times 10^{13}\text{Hz}$, 对应温度 $T_{IR} = h\nu_{IR} / (3.93k_B)$ 。因此, 尘埃环的尺度可以根据临界升华温度确定, 即^[27]

$$R_{IR} = 1.6 \times 10^{18} \left(\frac{1800K}{T_{sub}} \right)^{2.8} L_{d,46}^{1/2}, \quad (10)$$

其中, T_{sub} 为尘埃升华的临界温度, $L_{d,46}$ 为吸积盘光度, 以 10^{46}erg s^{-1} 为单位。

假定尘埃环拦截部分 (f_{IR}) 吸积盘光度产生红外辐射, 则共动系下尘埃环能量密度为^[14]

$$u_{IR}(x) = \frac{f_{IR}L_d}{24\pi R_{IR}^2 c \Gamma^4} \left[\frac{1}{(1 + \beta \mu_{min})^3} - \frac{1}{(1 + \beta \mu_{max})^3} \right]. \quad (11)$$

图 4 展示了平谱射电类星体三种外辐射场能量密度, 即吸积盘、宽线区与尘埃环, 随喷流径向距离的关系, 显然, 不同距离处的粒子冷却由不同的外辐射场主导。在 $x < 0.01\text{pc}$ 区域, 吸积盘辐射场占主导; 当辐射区位于 $x > 0.01\text{pc}$ 至宽线区外边界区域时, 宽线区辐射场占主导; 在宽线区结构以外, 尘埃环辐射场占主导。

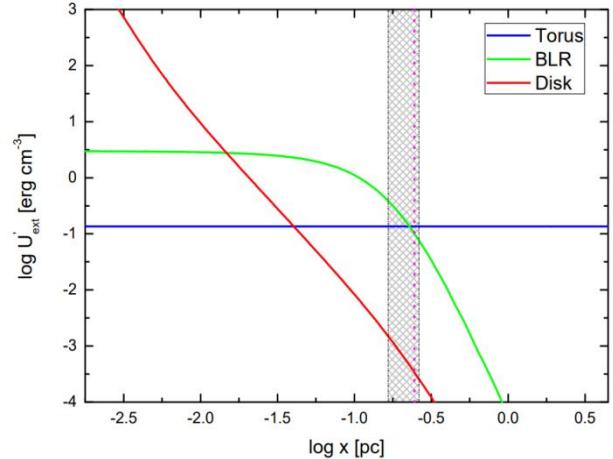


图 4 平谱射电类星体不同径向距离处三种外辐射场能量密度强弱的比较[14]。

(5) 相对论喷流

相对论喷流存在于很多天体系统中, 诸如活动星系核、微类星体、伽玛暴, 以及潮汐撕裂事件, 喷流存在时间和伴随的光变时标跨度很大, 具有存在时间短、变化缓慢的伽玛暴喷流, 又有存在时间长、光变激烈的活动星系核喷流, 几乎所有喷流都享有以下共同特征, 即: 相对论性、准直性好、产生位置接近中心黑洞。相对于活动星系核的其它子类, 耀变体喷流指向更接近于视线方向, 源自喷流的多波段辐射通常表现出平缓 ($F_v \propto v^{-\alpha}$, $\alpha \sim 0$) 或略微倒转的 ($\alpha < 0$) 射电谱、高光度、快速伽马

射线光变、高偏振 ($\sim 3\%$)、高亮温度 ($T_b \geq 10^9 \text{ K}$)^[3]、辐射谱光子频率跨度大, 以及非热辐射占主导五大特征。喷流产生的宽带辐射携带自身 (物质组成与分布、磁化强度与磁场位型、喷流结构等), 以及中心引擎的重要信息 (喷流的产生机制、黑洞与吸积盘间的相互作用、喷流的能量来源)。鉴于耀变体喷流指向、辐射的特殊性, 耀变体被认为是人类探索河外空间的重要探针。

目前, 关于活动星系核喷流的物理起源, 普遍认同的机制主要有三类: Blandford-Znajek 机制 (B-Z 机制)^[28]、Blandford-Payne (B-P 机制) 机制^[29]和混合加速机制, 即 B-Z 机制与 B-P 机制共同作用来为喷流供能。B-Z 机制通过提取中心黑洞的旋转能来加速喷流, 喷流表现出低质量密度、高磁化特征; B-P 机制则从旋转的磁化吸积盘提取能量加速喷流, 盘面产生一个相对缓慢的、非相对论盘风, 这些盘风物质可以限定相对论外流, 通过康普顿火箭效应加速喷流^[30]; 混合加速机制通常被用来解释不均匀喷流结构 (喷流的动力学横向分层)。对于蝎虎天体和平谱射电类星体, 可能有着不同的喷流产生机制, 对应不同吸积率条件下的吸积盘^[31-35], 即: 蝎虎天体联系着一个无效的吸积过程,

$L / L_{Edd} \leq 0.01$, 而平谱射电类星体联系着一个有效的吸积过程, $0.01 < L / L_{Edd} \leq 1$, 其中 L 和 L_{Edd} 分别为源的辐射光度和爱丁顿光度,

$L_{Edd} \approx 1.26 \times 10^{46} (M_{BH} / 10^8 M_{sun}) \text{ erg s}^{-1}$ 。耀变体喷流具有较高的径向速度, 测量喷流~1-10pc 尺度射电核的运动, 得到喷流视速度 β_{app} 高达~40^[36]。基于流量衰减时标与光通过成像辐射区时标的比较, 可以推断出喷流的体洛伦兹因子 Γ , 并由此得到内秉辐射强度。对于耀变体喷流来说, 其喷流体洛伦兹因子位于~5-40 范围内, 大多数类星体具有 $\Gamma \sim 16-18$, 而蝎虎天体具有更均匀的 Γ 分布。从理论的角度, 为了解释耀变体多波段能谱, 常常使用更大的 Γ 值^[37]。此外, 在解释短时标伽马射线光变时, 为了避免致密辐射区条件下, 伽马射线光子不透明度问题, 一个高达 50 的 Γ 值将被采用^[38]。

耀变体多波段能谱从射电延伸至 TeV 能段, 表明耀变体喷流是一种有效的粒子加速器, 其间发生着有效的粒子加速过程。目前普遍认为三种加速机制对粒子加速过程起着重要作用: 费米一级加速过

程 (Fermi-I 加速) 或扩散激波加速 (DSA), 带电粒子随机扩散来回穿过激波前沿, 并与磁湍动作用获得能量^[39-42]; 费米二级加速过程或随机加速 (Fermi-II), 通过 Kelvin-Helmholtz 不稳定性^[43-45]及电流驱动的不稳定性诱发^{[44][46]}; 磁重联加速过程。费米一级加速通常用来产生幂律谱

$N(E) \propto E^{-s}$, 谱指数 $s = (\sigma + 2) / (\sigma - 1)$, 其中 $\sigma = \rho_2 / \rho_1$ 为激波压缩比。费米一级加速是一种有效的粒子加速过程, 广泛用来解释耀变体多波段辐射, 在费米一级加速过程中, 通常伴随有费米二级加速过程发生。过去的研究表明一个有效的费米一级加速过程对注入粒子有苛刻的限制^[47-49], 即注入的背景质子动量必须满足条件 $p \geq p_{inj} \sim 3p_{th,p}$, $p_{th,p} = \sqrt{2m_p k_B T_2}$, 其中 T_2 为激波后的温度。对于电子而言, 注入动量必须满足

$p_{inj} \sim 3p_{th,p} \sim 130p_{th,e}$, $p_{th,e} = (m_e / m_p)^{1/2} p_{th,p}$ 。费米二级加速通常认为扮演着两种角色, 一是为一级费米加速提供满足条件的背景粒子, 二是在一定条件下加速粒子到较高能量, 观测上表现出较弱或缺乏明显的光变。磁重联是另外一种有效的粒子加速方式, 通常发生在强磁场条件下^[50-52], 磁化参数 $\sigma = B_0 / (4\pi\rho c^2) \gg 1$, 辐射区为磁能主导, 通常采用磁重联加速过程来解释耀变体中发生的短时标伽马射线光变。

4 轻子模型框架下的辐射过程

喷流中背景粒子受到加速机制作用后, 将在喷流中持续获得能量, 直至加速过程结束, 期间加速粒子将伴随辐射和绝热冷却。鉴于粒子能化过程的复杂性, 在耀变体多波段能谱拟合过程中, 通常将粒子加速过程看作一个脉冲或持续注入过程, 然后求解 Fokker-Planck 方程获得粒子在喷流中的演化, 即^[53]

$$\frac{\partial n(\gamma, t)}{\partial t} = \frac{1}{A(\gamma)} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[C(\gamma) \frac{\partial n(\gamma, t)}{\partial \gamma} + B(\gamma) n(\gamma, t) \right] - \frac{n(\gamma, t)}{T(\gamma)} + Q(\gamma), \quad (12)$$

其中, $n(\gamma, t) A(\gamma) d\gamma$ 表示 $\gamma \rightarrow \gamma + d\gamma$ 间隔内的粒子数密度, 而 $B(\gamma)$, $C(\gamma)$, $T(\gamma)$, $Q(\gamma)$ 分别表示径流、扩散、逃逸和源项。一旦初始粒子分布及源项给定, 则可以根据演化方程算出辐射区任意位置 x (或 t 时刻) 粒子分布 $n(\gamma, t)$, 从而计算出各频段的辐射流量。

在轻子模型框架下, 耀变体中的辐射过程主要有三类, 即同步辐射、同步自康普顿辐射及外康普顿辐射过程, 现分别阐述如下:

(1) 同步辐射过程

相对论电子在磁场中受洛伦兹力作用而作加速运动产生同步辐射, 处在纠缠磁场(磁场无规则取向)中各向同性分布的电子族, 其发射率可表示为^[54]

$$J_{syn}(\varepsilon') = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma n(\gamma) F_s(\varepsilon', \gamma) d\gamma, \quad (13)$$

其中, F_s 为单个电子的同步发射率, 即

$$\begin{aligned} F_s(\varepsilon', \gamma) = & \frac{3\sqrt{3}}{\pi} \frac{\sigma_T c u_B}{v_B} \chi^2 \{K_{4/3}(\chi) K_{1/3}(\chi) - \\ & \frac{3}{5} \chi [K_{4/3}^2(\chi) - K_{1/3}^2(\chi)]\}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中, u_B 为磁场能量密度, $\chi = v' / (3\gamma^2 v_B)$, $v_B = eB / (2\pi m_e c)$, $K_{4/3}$ 、 $K_{1/3}$ 分别为 4/3 和 1/3 阶 McDonald 函数。

(2) 同步自康普顿过程

辐射区内的高能电子, 将与自身产生的同步光子作用, 发生同步自康普顿过程, 导致康普顿冷却, 冷却率为^[54]

$$\dot{\gamma}_{IC}(\gamma) = \int d\varepsilon_s d\varepsilon_s \int d\varepsilon \kappa_{Jones}(\varepsilon_s, \varepsilon, \gamma) n_{syn}(\varepsilon')$$

其中, κ_{Jones} 为各向同性条件下的康普顿散射核。考虑 Klein-Nishina 散射截面, κ_{Jones} 可以表示为^[54]

$$\kappa_{Jones}(\varepsilon_s, \varepsilon, \gamma) = \frac{3}{4} \frac{c\sigma_T}{\varepsilon \gamma^2} f(q, \Gamma_e) \Theta\left(q - \frac{1}{4}\gamma^2\right) \Theta(1-q), \quad (15)$$

$$\Gamma_e = 4\varepsilon \gamma, \quad q = \frac{\varepsilon_s}{4\varepsilon_s(\gamma - \varepsilon_s)}, \quad (16)$$

$$f(q, \Gamma_e) = \left[2q \ln q - (1+2q)(1-q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_e q)}{1+\Gamma_e q} (1-q) \right], \quad (17)$$

其中, Θ 为 Heaviside 分段函数, σ_T 为汤姆逊散射截面。这样, 同步自康普顿发射率可表示为^[54]

$$J_{SSC}(\varepsilon_s) = \frac{h}{4\pi} \varepsilon_s \int \int \kappa_{Jones}(\varepsilon_s, \varepsilon, \gamma) n(\varepsilon) d\gamma d\varepsilon. \quad (18)$$

(3) 外康普顿过程

在处理耀变体外康普顿辐射时, 通常在实验室

坐标系下进行计算。如上所述, 由于外辐射场的非球对称性, 辐射区内外辐射场能量密度与入射光子方向有关, 即: $u = u_{ph}(\varepsilon, \Omega)$, 如果能量密度与方向无关, 则能量密度退化为 $u_{ph}(\varepsilon, \Omega) = u_{ph}(\varepsilon) / 4\pi$, 实验室与共动系下的能量密度通过关系式 $u_{ph}(\varepsilon, \Omega) / \varepsilon^3 = u_{ph}'(\varepsilon', \Omega') / \varepsilon'^3$ 和 $\varepsilon = \Gamma(1 + \beta\mu')\varepsilon'$ 联系起来。实验室坐标系下, 康普顿散射外辐射场的发射率为^[19]

$$\begin{aligned} J_{ERC}(\varepsilon_s) = & \frac{cr_e^2}{16\pi} \varepsilon_s \delta_D^3 \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d\mu \\ & \times \int_0^{\varepsilon_{hi}} d\varepsilon \frac{u_{ph}(\varepsilon, \Omega)}{\varepsilon^2} \int_{\gamma_{low}}^{\infty} d\gamma \frac{n_e(\gamma / \delta_D)}{\gamma^2} \Xi, \end{aligned} \quad (19)$$

其中, $\delta_D = 1 / [\Gamma(1 - \beta \cos \theta_{obs})]$ 为多普勒因子, Ξ 是外康普顿散射核,

$$\Xi = y + \frac{1}{y} - \frac{2\varepsilon_s}{y\bar{\varepsilon}y} + \left(\frac{\varepsilon_s}{y\bar{\varepsilon}y} \right)^2, \quad y \equiv 1 - \frac{\varepsilon_s}{\gamma}, \quad (20)$$

而 $\bar{\varepsilon}$ 为协变碰撞能, 通过 $\bar{\varepsilon} = \gamma\varepsilon(1 - \cos\psi)$ 与作用角 ψ 联系起来, 对电子能量和软光子分布积分的下限 (γ_{low})、上限 (ε_{hi}) 为

$$\gamma_{low} = \frac{\varepsilon_s}{2} \left[1 + \sqrt{\frac{2}{\varepsilon\varepsilon_s(1 - \cos\psi)}} \right], \quad (21)$$

$$\varepsilon_{hi} = \frac{2\varepsilon_s}{1 - \cos\psi}. \quad (22)$$

5 耀变体的多波段观测

5.1 电磁辐射

天文学研究中, 电磁辐射扮演着极为重要的信使角色, 各种电磁波贯穿宇宙空间到达地球, 从而使我们能够洞悉它们母体(辐射源)的存在状态与周围环境, 宇宙中几乎所有未知的事物都可以通过各种电磁辐射进行研究。因此, 我们首先要了解电磁辐射的基本性质, 表 1 给出了电磁辐射不同能带所覆盖的能量与波长范围^[55]。此外, 在天文学研究领域, 经常会看到一些英文缩写词, 用简短的语言表征确定的意义, 表 2 列出了在高能天文学研究领域, 与电磁辐射相关的几个缩写词^[55], 与其所表示的物理意义。

5.2 协同的多波段观测

耀变体多波段能谱频率上跨越 20 多个量级, 呈现出双峰形态, 低能峰从射电延伸到光学, 直至 X

射线波段, 具有较高的偏振度, 普遍认为产生于高能电子的同步辐射过程。对于高能峰, 在费米望远镜投入观测以前, 无法对高能峰轮廓给出满意的限制。在费米望远镜运行以后, 极大地弥补了这一缺陷, 费米望远镜协同其它各波段望远镜, 对耀变体几乎提供了全频段能量覆盖, 对开展耀变体喷流组成、粒子加速、多波段起源, 以及喷流动力学结构施加了强有力限制。

图 5 展示了费米望远镜运行后, 协同其它波段望远镜对典型蝎虎天体 Mrk 501 的多波段观测, 图中也展示了各频率段观测数据对应的望远镜^[56]。显然, 费米大面积望远镜在 MeV 至~0.1TeV 能段的观测, 与大气切伦科夫望远镜 (IACTs) 观测结合, 较好地限定了高能峰, 确定了峰频的位置及高能峰形状, 对探究 Mrk 501 喷流粒子加速及辐射过程提供了不可多得的候选体。此外, 从多波段能谱分布可知, 在频率超过 0.1TeV 的部分, 能谱呈现出非常硬的谱型, 这对单区均匀辐射区模型形成了极大挑战。能谱的另外一个突出特点是在能谱的高能尾部, VERITAS 闪态观测给出了与 MAGIC 及低态 VERITAS 观测显著不同的辐射流量, 这意味着 VERITAS 闪态数据可能起源于另外的粒子族或另外的辐射区。

表 1 电磁谱不同能带的能量和波长范围^[55]。

谱线区域	能量	波长
γ 射线	$E > 511 \text{ keV}$	$\lambda < 2.43 \text{ pm}$
X 射线	$100 \text{ eV} < E < 100 \text{ keV}$	$10 \text{ pm} < \lambda < 10 \text{ nm}$
紫外	$10 \text{ eV} < E < 100 \text{ eV}$	$10 \text{ nm} < \lambda < 100 \text{ nm}$
可见光	$1.7 \text{ eV} < E < 3.2 \text{ eV}$	$380 \text{ nm} < \lambda < 750 \text{ nm}$
红外	$1 \text{ meV} < E < 1 \text{ eV}$	$1 \mu \text{m} < \lambda < 1 \text{ mm}$
微波	$0.1 \mu \text{eV} < E < 1 \text{ meV}$	$1 \text{ mm} < \lambda < 10 \text{ cm}$
射电	$E < 0.1 \mu \text{eV}$	$\lambda > 10 \text{ cm}$

表 2 不同能段对应的伽马射线术语^[55]。

区域	能量
低/中能段 (LE/ME)	$100 \text{ keV} < E < 100 \text{ MeV}$
高能段 (HE)	$100 \text{ MeV} < E < 100 \text{ GeV}$
甚高能段 (VHE)	$100 \text{ GeV} < E < 100 \text{ TeV}$
极高能段 (UHE)	$100 \text{ TeV} < E < 100 \text{ PeV}$
超高能段 (EHE)	$E > 100 \text{ PeV}$

注: “G”指代 10^9 , “T”指代 10^{12} , “P”指代 10^{15} 。

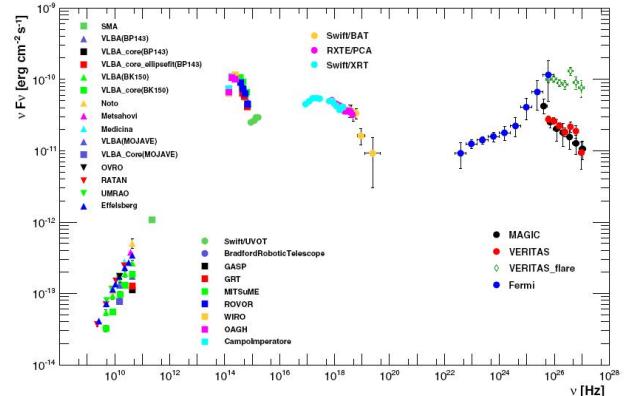


图 5 Mrk 501 稳态多波段能谱及对应的观测仪器, 数据点取自 2009 年 3 月 15 日至 2009 年 8 月 1 日的多设备协同多波段观测^[56]。

因此, 协同多波段观测对探究耀变体物理性质具有重要意义, 目前正在蓬勃发展的望远镜项目将极大地填补多波段能谱观测中的间隙, 比如日本正在设计的空基望远镜^{[57][58]}, GAMMA-400, 其观测能量范围从~20MeV 到几个 TeV, 该望远镜的运行将极大地弥补目前耀变体硬 X 射线至软伽马射线观测上的空白。另外, 我国目前在四川稻城建成的大型高海拔大气簇射观测站 (LHAASO), 旨在探究极高能宇宙射线的起源, 由地面探测器阵列构成 (WFCTA), 包含三个探测设备: 1km² 阵列 (KM2A, $E > 100 \text{ TeV}$)、水切伦科夫探测器阵列 (WCDA, $0.1 \text{ TeV} < E < 30 \text{ TeV}$) 和大视场切伦科夫望远镜阵列 (WFCTA, $100 \text{ TeV} < E < 10 \text{ PeV}$)^{[59][60]}。LHAASO 投入使用将极大地拓展人类对宇宙的认识, 对耀变体而言, 它将提供海量观测数据, 为鉴别耀变体及其它高能天体是否为极高能宇宙射线源提供强有力的限制。总之, 伴随着观测天文学的飞速发展, 耀变体的研究将翻开崭新一页, 进入新的历史发展阶段。

5.3 费米望远镜观测现状

费米大面积望远镜 (Large Area Telescope, LAT) 是费米伽马射线空间望远镜航天器最主要的科研仪器^[61], 起初冠名为伽马射线大面积望远镜 (GLAST), 后为纪念科学家恩利克·费米 (Enrico Fermi) 更名。费米携带两个仪器, 一个是大面积望远镜, 另一个是伽马暴监测仪 (GBM), 前者为主要设备, 后者仅作为辅助仪器。费米航天器于 2018 年 6 月 11 日发射进入近地轨道。

费米大面积望远镜是一个成像高能伽马射线望

远镜, 对天体局部和多波段观测有较高的角分辨率, 在监测天体光变及探测瞬变源方面具有较高的视场灵敏度。望远镜视场覆盖约 20% 的天区, 它能连续扫描, 每三个小时覆盖整个天空, 能量覆盖范围从 20MeV 到 300GeV 以上, 这些辐射源来自极端条件、近光速运动的粒子。当空中的伽马射线进入高-Z 金属箔时经历正负电子对转换, 产生正负电子, 大面积望远镜跟踪这些正负电子及伴随产生的电磁簇射, 由此获得入射伽马射线光子能量。大面积望远镜科学目标包括^[61]: ①确定未证认天体性质及高能伽马射线实验望远镜(EGRET)获得的弥散伽马射线背景的起源; ②理解活动星系核、脉冲星、超新星遗迹和太阳等天体的粒子加速机制; ③理解伽马暴及其它瞬变源的高能行为; ④应用伽马射线观测作为暗物质研究的探针; ⑤借助高能伽马射线来探究附近宇宙和高能天体的演化。

自费米望远镜升空运行以来, 以标定的巡天运行模式连续监测伽马射线天空, 产生了一系列天文研究领域重要的源表, 诸如大面积望远镜亮伽马射线源表^[62], 大面积望远镜观测前三个月亮活动星系核样本(LBAS)^[63], 大面积望远镜第一次源表(1FGL)^[64], 第一次大面积活动星系核源表(1LAC)^[65], 大面积望远镜第二次源表(2FGL)^[66], 第二次活动星系核源表(2LAC)^[67], 大面积望远镜第三次源表(3FGL)^[68], 第三次活动星系核源表(3LAC)^[69], 大面积望远镜第四次源表(4FGL)^[70]等, 这些源表极大地促进了活动星系核研究, 尤其是耀变体的研究。现将费米大面积望远镜发布的四次源表概述如下:

【1FGL】2010 年发布费米望远镜运行 11 个月的观测结果, 包含 1451 颗源, 频率范围在 100MeV 至 100GeV 之间, 该源表展示了源的位置、幂律谱拟合结果、五个能带的流量测量和光变曲线。在活动星系核类子类中, 295 颗源为蝎虎天体, 274 颗源平谱射电类星体。

【2FGL】2012 年发布费米望远镜运行 24 个月的观测结果, 包含 1873 颗源。第二次源表是高能伽马射线天文学的里程碑, 天体数量的显著增加使大样本研究各类天体成为可能, 同时对于大部分耀变体, 提供了完整的多波段观测数据和光变曲线, 为大样本开展多波段能谱拟合, 理解多波段辐射起源、

喷流粒子加速提供了极佳机会。源表中包含 1000 多颗活动星系核源, 其中蝎虎天体 429 颗, 平谱射电类星体 353 颗。

【3FGL】2015 年发布费米望远镜在前 4 年的观测结果, 包含 3030 颗源, 而 1745 颗高置信度源是活动星系核, 1145 颗为耀变体, 573 颗为耀变体候选体, 其中, 484 颗为平谱射电类星体, 660 颗为蝎虎天体, 573 颗为类型不确定的耀变体(BCUs), 3 颗为非耀变体活动星系核。

【4FGL】2020 年发布费米望远镜运行 8 年的观测结果, 包含 5064 颗源, 其中活动星系核 3137 颗, 42 颗射电星系, 28 颗为其它类型的活动星系核。在耀变体子类中, 694 颗为平谱射电类星体, 1131 颗为蝎虎天体, 1312 颗为类型尚不确定的耀变体。相对于第三次活动星系核源表, 本次源表具有翻倍的曝光时间, 对许多数据在分析上做了进一步的改进, 包括星系弥散伽马射线辐射模型的更新, 同时提供了两组光变曲线(1 年间隔和 2 个月间隔)。

6 讨论和结论

纵观活动星系核的研究历程, 有着几个典型的发展阶段: 首先, 活动星系核研究领域的萌芽始于上世纪初, 以活动星系核概念的提出为标志; 其次, 活动星系核的兴起始于上世纪 70 年代, 以发现并解释视超光速运动为标志; 第三, 活动星系核发展的黄金期, 从上世纪 80 年代到 2000 年左右, 以统一模型的建立为标志; 第四, 活动星系核的稳定发展期, 以费米大望远镜升空运行为标志。此后, 随着各频段望远镜的齐备, 在观测方面, 开始了协同观测的新时期; 在理论方面, 计算机软件的高速发展使数值模拟研究活动星系核成为现实, 活动星系核的研究进入了精细化研究时代。观测与理论研究的协调发展, 有力地推动了耀变体的研究。尽管如此, 活动星系核研究中还存在很多基本问题尚未解决, 就耀变体而言, 现存的一些基本问题包括:

- (1) 喷流的产生与加速机制、物质构成、磁场位型及横、纵向结构;
- (2) 主要辐射区的位置及结构;
- (3) 耀变体呈现出分钟量级至年量级的光变时标, 这些光变的起源;
- (4) 外辐射场(包括河外背景光, EBL)在塑造伽马射线谱中所扮演的角色;

(5) 喷流中辐射粒子能量分布及所对应的粒子加速机制。

(6) 质子在相对论喷流中的地位及角色, 中微子起源与耀变体的关联, 以及质子主导喷流超爱丁顿功率问题。

(7) 蝎虎天体中硬 TeV 辐射起源, 平谱射电类星体宽线区的结构、尺度及物质分布。

(8) 耀变体短时标伽马射线光变、“孤立”伽马射线闪耀的辐射起源;

(9) 河外背景光的强弱及能谱分布, 以及星际磁场的强度。

综上所述, 耀变体的研究任重而道远, 每上一个台阶, 不是结束, 而仅是开始!

7 致谢

在此非常感谢参与本论文审稿的各位老师, 你们富有建设性的意见促进了本论文的完善。同时也感谢贵州省教育厅青年科技人才(黔教合 KY 字[2020]221)、兴义民族师范学院博士科研基金项目(20XYBS16)的支持。

参考文献

- [1] Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, PASP, 107, 803.
doi:10.1086/133630.
- [2] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, ApJ, 743, 171. doi:10.1088/0004-637X/743/2/171.
- [3] La Mura, G., Busetto, G., Ciroi, S., et al. 2017, European Physical Journal D, 71, 95.
doi:10.1140/epjd/e2017-70745-2.
- [4] Blandford, R., Meier, D., Readhead, A. 2019, ARA&A, 57, 467. doi:10.1146/annurev-astro-081817-051948.
- [5] Wall, J. V. 1975, The Observatory, 95, 196.
- [6] Peacock, J. A. & Gull, S. F. 1981, MNRAS, 196, 611.
doi:10.1093/mnras/196.3.611.
- [7] Willott, C. J., Rawlings, S., Blundell, K. M., et al. 2001, MNRAS, 322, 536.
doi:10.1046/j.1365-8711.2001.04101.x.
- [8] Kimball, A. E. & Ivezić, Z. 2008, AJ, 136, 684.
doi:10.1088/0004-6256/136/2/684.
- [9] Lucchini, M., Ceccobello, C., Markoff, S., et al. 2021,
arXiv:2108.12011.
- [10] Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010, ApJ, 716, 30. doi:10.1088/0004-637X/716/1/30.
- [11] Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., et al. 1998, MNRAS, 299, 433. doi:10.1046/j.1365-8711.1998.01828.x.
- [12] Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337.
- [13] Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2009, MNRAS, 397, 985.
doi:10.1111/j.1365-2966.2009.15007.x.
- [14] Lei, M. & Wang, J. 2015, PASJ, 67, 79.
doi:10.1093/pasj/psv055.
- [15] Moloney, J. & Shull, J. M. 2014, ApJ, 793, 100.
doi:10.1088/0004-637X/793/2/100.
- [16] Donea, A.C. & Protheroe, R. J. 2003, Astroparticle Physics, 18, 377. doi:10.1016/S0927-6505(02)00155-X.
- [17] Liu, H. T. & Bai, J. M. 2006, ApJ 653, 1089.
doi:10.1086/509097.
- [18] Tavecchio, F. & Mazin, D. 2009, MNRAS, 392, L40.
doi:10.1111/j.1745-3933.2008.00584.x.
- [19] Dermer, C. D., Finke, J. D., Krug, H., et al. 2009, ApJ, 692, 32. doi:10.1088/0004-637X/692/1/32.
- [20] Hunger, L. & Reimer, A. 2016, A&A, 589, A96.
doi:10.1051/0004-6361/201424738.
- [21] Tavecchio, F. & Ghisellini, G. 2012, arXiv:1209.2291.
- [22] Lei, M. & Wang, J. 2014, PASJ, 66, 7.
doi:10.1093/pasj/pst008.
- [23] Vuillaume, T., Henri, G., & Petrucci, P. O. 2018, A&A, 620, A41. doi:10.1051/0004-6361/201731899.
- [24] Bentz, M. C., Walsh, J. L., Barth, A. J., et al. 2009, ApJ, 705, 199. doi:10.1088/0004-637X/705/1/199.
- [25] Celotti, A., Ghisellini, G., & Fabian, A. C. 2007, MNRAS, 375, 417. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.11289.x.
- [26] Lei, M. & Wang, J. 2014, PASJ, 66, 92.
doi:10.1093/pasj/psu067.
- [27] Mor, R. & Netzer, H. 2012, MNRAS, 420, 526.
doi:10.1111/j.1365-2966.2011.20060.x.
- [28] Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433.

- doi:10.1093/mnras/179.3.433.
- [29] Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883.
doi:10.1093/mnras/199.4.883.
- [30] Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2010, MNRAS, 409, L79.
doi:10.1111/j.1745-3933.2010.00952.x.
- [31] Falcke, H. & Biermann, P. L. 1995, A&A, 293, 665.
- [32] Smolcic, V., Zamorani, G., Schinnerer, E., et al. 2009, ApJ, 696, 24. doi:10.1088/0004-637X/696/1/24.
- [33] Evans, D. A., Worrall, D. M., Hardcastle, M. J., et al. 2006, ApJ, 642, 96. doi:10.1086/500658.
- [34] Best, P. N. & Heckman, T. M. 2012, MNRAS, 421, 1569.
doi:10.1111/j.1365-2966.2012.20414.x.
- [35] Padovani, P. & Giommi, P. 2015, MNRAS, 446, L41.
doi:10.1093/mnrasl/sl164.
- [36] Lister, M. 2016, Galaxies, 4, 29.
doi:10.3390/galaxies4030029.
- [37] Aleksic, J., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2011, ApJL, 730, L8. doi:10.1088/2041-8205/730/1/L8.
- [38] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, ApJ, 664, L71. doi:10.1086/520635.
- [39] Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, ApJ, 221, L29.
doi:10.1086/182658.
- [40] Blandford, R. & Eichler, D. 1987, Phys. Rep., 154, 1.
doi:10.1016/0370-1573(87)90134-7.
- [41] Bell, A. R. 1978, MNRAS, 182, 147.
doi:10.1093/mnras/182.2.147.
- [42] Drury, L. O. 1983, Reports on Progress in Physics, 46, 973.
doi:10.1088/0034-4885/46/8/002.
- [43] Lyubarskii, Y. E. 1999, MNRAS, 308, 1006.
doi:10.1046/j.1365-8711.1999.02763.x.
- [44] Mizuno, Y., Hardee, P., & Nishikawa, K.-I. 2007, ApJ, 662, 835. doi:10.1086/518106.
- [45] Narayan, R., Li, J., & Tchekhovskoy, A. 2009, ApJ, 697, 1681. doi:10.1088/0004-637X/697/2/1681.
- [46] Hardee, P. E. 2004, Ap&SS, 293, 117.
doi:10.1023/B:ASTR.0000044659.76968.60.
- [47] Kang, H. 2011, Journal of Korean Astronomical Society, 44, 49. doi:10.5303/JKAS.2011.44.2.049.
- [48] Kang, H. 2015, Journal of Korean Astronomical Society, 48, 9. doi:10.5303/JKAS.2015.48.1.009.
- [49] Petrosian, V. 2012, Space Sci. Rev., 173, 535.
doi:10.1007/s11214-012-9900-6.
- [50] Guo, F., Li, H., Daughton, W., et al. 2014, Phys. Rev. Lett., 113, 155005. doi:10.1103/PhysRevLett.113.155005.
- [51] Werner, G. R., Uzdensky, D. A., Cerutti, B., et al. 2016, ApJ, 816, L8. doi:10.3847/2041-8205/816/1/L8.
- [52] Christie, I. M., Petropoulou, M., Sironi, L., et al. 2019, MNRAS, 482, 65. doi:10.1093/mnras/sty2636.
- [53] Park, B.T. & Petrosian, V. 1996, ApJS, 103, 255.
doi:10.1086/192278.
- [54] Sauge, L. & Henri, G. 2004, ApJ, 616, 136.
doi:10.1086/424905.
- [55] Dario Hrupec, Doctoral Thesis, Extragalactic sources of rapidly variable high energy gamma radiation, 2008.
- [56] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, ApJ, 727, 129. doi:10.1088/0004-637X/727/2/129.
- [57] Cumani, P., Galper, A. M., Bonvicini, V., et al. 2015, arXiv:1502.03287.
- [58] Galper, A. M., Topchiev, N. P., & Yurkin, Y. T. 2018, Astronomy Reports, 62, 882.
doi:10.1134/S1063772918120223.
- [59] Cao, Z., Chen, M.-J., Chen, S.-Z. H., et al. 2019, ChA&A, 43, 457. doi:10.1016/j.chinastron.2019.11.001.
- [60] Aharonian, F., An, Q., Axikegu, B., et al. 2021, European Physical Journal C, 81, 657.
doi:10.1140/epjc/s10052-021-09414-z.
- [61] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, ApJ, 697, 1071. doi:10.1088/0004-637X/697/2/1071.
- [62] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, ApJS, 183, 46. doi:10.1088/0067-0049/183/1/46.
- [63] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, ApJ, 700, 597. doi:10.1088/0004-637X/700/1/597.
- [64] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, ApJS,

- 188, 405. doi:10.1088/0067-0049/188/2/405.
- [65] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, ApJ, 715, 429. doi:10.1088/0004-637X/715/1/429.
- [66] Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, ApJS, 199, 31. doi:10.1088/0067-0049/199/2/31.
- [67] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, ApJ, 743, 171. doi:10.1088/0004-637X/743/2/171.
- [68] Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2015, ApJS, 218, 23. doi:10.1088/0067-0049/218/2/23.
- [69] Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., et al. 2015, ApJ, 810, 14. doi:10.1088/0004-637X/810/1/14.
- [70] Abdollahi, S., Acero, F., Ackermann, M., et al. 2020, ApJS,

247, 33. doi:10.3847/1538-4365/ab6bcb.

收稿日期: 2022年3月18日

出刊日期: 2022年6月10日

引用本文: 雷买昌, 郑元, 张建福, 王建成, 张冲林, 基于多波段观测的耀变体研究[J]. 物理科学与技术研究, 2022, 2(1): 10-21.

DOI: 10.12208/j.pstr.20220003

检索信息: RCCSE 权威核心学术期刊数据库、中国知网 (CNKI Scholar)、万方数据 (WANFANG DATA)、Google Scholar 等数据库收录期刊

版权声明: ©2022 作者与开放获取期刊研究中心 (OAJRC)所有。本文章按照知识共享署名许可条款发表. <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



OPEN ACCESS