

文章编号: 1000-8349(2011)01-0086-11

# 3C 454.3 伽玛射线和近红外辐射 延时分析

李少昆<sup>1,2,3</sup>, 白金明<sup>1,2</sup>, 刘洪涛<sup>1,2</sup>, 张 晋<sup>4</sup>, 陈 亮<sup>1,2,3</sup>

(1. 中国科学院 国家天文台 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院 天体结构与演化重点实验室, 昆明 650011; 3. 中国科学院 研究生院, 北京 100039; 4. 广西师范学院 物理与电子工程学院, 南宁 530001)

**摘要:** 2008 年秋天, 3C 454.3 在  $\gamma$  射线能段和光学波段呈现出非常大的爆发, 在这次爆发过程中 Fermi/LAT 和 SMARTS 都对其进行了观测。通过对  $\gamma$  射线能段与 SMARTS  $J$  及  $B$  波段在这次大爆发期间获得的光变数据进行细致的 DCF 分析发现: 这段时期内 3C 454.3 的  $J$  波段光变落后  $\gamma$  射线光变大约 2 d。在进行相关性分析过程中, 对 DCF 做了稍许改进, 得到一种改进的 DCF-时间变换的离散相关函数 (TDCF)。TDCF 的峰值在  $\tau = -1.66$  d, 无论是对 TDCF 取重心还是用非对称的高斯函数拟合, 其结果都显示 3C 454.3 的  $J$  波段光变落后  $\gamma$  射线光变大约 2 d。FR/RSS Monte Carlo 模拟结果也显示  $\gamma$  射线领先近红外 (光学) 光变。如果这个延时是由于电子辐射冷却产生的, 那么逆康普顿散射的“种子”光子能量不能大于 1.1 eV。这个延时也可能是由于辐射区域的大小不同引起的, 2 d 的延时反映了两个波段辐射区域的几何性质。高能与低能波段光变有较强的相关性证明这两个波段的辐射是由同一辐射区域产生的:  $\gamma$  射线辐射来自于辐射区域的内部, 近红外辐射来自于包括  $\gamma$  射线辐射区域在内的更大区域。由于近红外的辐射区域大于  $\gamma$  射线辐射区域, 引起光变的相对论激波传播到整个近红外辐射区域比传播到整个  $\gamma$  射线辐射区域所用的时间长; 因此, 观测到了  $J$  波段光变落后  $\gamma$  射线光变的现象。通过结构函数分析得到的两个波段的光变时标相差约 2.5 d, 这与大约 2 d 的延时符合得很好。

**关 键 词:** 类星体; 3C 454.3; 延时

**中图分类号:** P158      **文献标识码:** A

## 1 引 言

Blazar 是 AGN 的一个子类, 它包括 BL Lac 天体和平谱射电类星体。多波段大幅快速光变是 blazar 最显著的一个观测特征, 通过对光变的研究尤其是不同能段光变之间的相关性

收稿日期: 2010-03-19; 修回日期: 2010-06-02

资助项目: 国家自然科学基金项目 (10903025, 10973034, 11078008); 科技部 973 项目 (2009CB824800); 中科院西部之光人才培养计划博士项目

研究, 对理解 blazar 内部结构、了解其物理辐射过程有很重要的作用。20 世纪 90 年代, 通过研究康普顿  $\gamma$  射线天文台 (CGRO) 携带的 EGRET 对 blazar  $\gamma$  射线波段探测结果并结合低能波段的观测, 发现 blazar 的能谱表现为两个峰。普遍认为低能峰是由相对论电子的同步辐射产生, 但关于高能峰的辐射机制直至 CGRO/EGRET 退役也没有研究清楚, 多数研究者认为 blazar 能谱的高能峰是由相对论电子通过逆康普顿散射低能光子产生<sup>[1]</sup>。2008 年 6 月 Fermi (当时被称为 GLAST) 发射升空, 它携带的 LAT 探测器无论是能量范围还是灵敏度都远远超过 EGRET, Fermi 的投入使用对研究 blazar  $\gamma$  射线的辐射机制将起到很大的推动作用。

平谱射电类星体 3C 454.3 ( $z = 0.859$ ) 是一个非常著名的 blazar。2005 年春天, 它在光学波段呈现大爆发<sup>[2, 3]</sup>。INTEGRAL 对其进行观测, 证实了它在  $\gamma$  射线的流量也处于高态<sup>[4]</sup>。这次爆发引起了更多天文学家对它的关注。此后, 全球 blazar 望远镜 (WEBT) 对其进行了 4 次多波段监测<sup>[5-8]</sup>, WEBT 升级项目——GASP 又于 2008 年对其进行了多波段监测<sup>[9]</sup>。监测结果显示 2005 年以来 3C 454.3 处在比较活跃的状态, 发生了几次非常大的爆发。在这几次大爆发时期, 高能波段卫星监测到其  $\gamma$  射线的爆发<sup>[10-12]</sup>, Fermi/LAT 的初光图片 (First Light Image) 显示 3C 454.3 是最亮的河外源, 它的能谱表现为两个峰<sup>[12]</sup>: 低能峰从射电到紫外射线波段, 与其他 blazar 一样, 这个峰的辐射被认为是由相对论电子的同步辐射产生; 高能峰从 X 射线波段延伸到  $\gamma$  射线的 GeV 能段, 通常认为这个峰的辐射是由相对论电子逆康普顿散射低能的“种子”光子产生。关于“种子”光子的来源, 有不同的理论模型: 对一般 blazar 来说, “种子”光子可能来源于同一群相对论电子的同步辐射、吸积盘、宽线区、尘埃环<sup>[13-15]</sup>; 对于 3C 454.3, “种子”光子可能由吸积盘和宽线区软光子共同组成<sup>[6, 16, 17]</sup>, 也可能还存在同步辐射的低能光子<sup>[18]</sup>。3C 454.3 的多波段光变以及它们之间的相关性, 对于理解其内部高能辐射的物理机制和辐射区域的几何性质有着很重要的作用。2008 年秋天 3C 454.3 呈现大爆发时, Bonning 等人利用 SMARTS 对它进行了光学、近红外测光观测<sup>[19]</sup>, 结合 Fermi 和 Swift 卫星发布的  $\gamma$  射线、X 射线、紫外射线和光学波段的数据进行相关性分析, 他们发现这段时期内, 3C 454.3 在近红外、光学、紫外射线、 $\gamma$  射线光变有很强的相关性, 近红外  $J$  波段光变落后于  $\gamma$  射线光变 1 d 或小于 1 d。但是, 从两个波段的光变曲线来看 (见图 1),  $J$  波段的第 2 个峰的位置明显落后  $\gamma$  射线能段的峰;  $J$  波段光变曲线的峰值在 JD=2 454 722.726 到 JD=2 454 724.766 之间, 而  $\gamma$  射线能段的峰值却在 JD=2 454 720。也就是说, 在这次大爆发期间可能存在高能与低能辐射的延时。为了准确地分析这次大爆发时期高能与低能光变的相关性及延时的大小, 本文对 Fermi/LAT  $\gamma$  射线流量数据和 SMARTS  $J/B$  波段测光数据进行了更细致的相关性分析研究。

## 2 研究方法: DCF 与 TDCF

### 2.1 延时分析工具: DCF

1988 年, 离散相关函数 (Discrete Correlation Function, DCF) 由 Edelson 和 Krolik 引

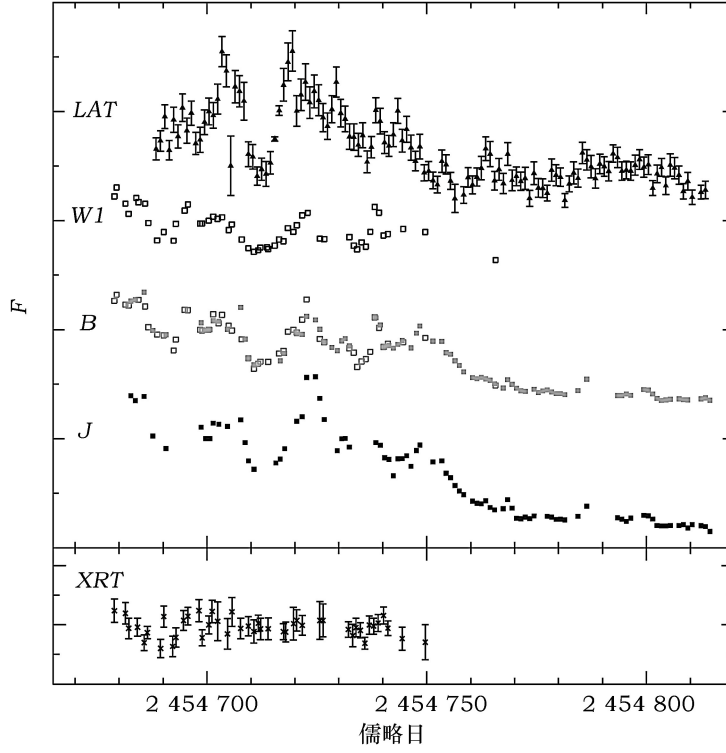


图 1 源 3C 454.3 多波段光变曲线<sup>[19]</sup>

入到天体物理的数据分析中<sup>[20]</sup>。不需要插值是离散相关函数相对于其他方法 (如交叉相关函数, Cross Correlation Function, CCF) 最大的优势。在此, 我们采用 Edelson 的公式<sup>[13]</sup>, 对于给定的两个时间序列  $a$  和  $b$ , 先计算任意两数据点  $a_i, b_j$  的离散相关函数  $\text{UDCF}_{ij}$ ,  $a_i$  和  $b_j$  对应的时间相差  $\Delta t_{ij} = t_i - t_j$ ,

$$\text{UDCF}_{ij} = \frac{(a_i - \bar{a})(b_j - \bar{b})}{\sqrt{(\sigma_a^2 - e_a^2)(\sigma_b^2 - e_b^2)}}, \quad (1)$$

式中  $\bar{a}$  和  $\bar{b}$  分别为这两时间序列的平均值,  $\sigma_a$  和  $\sigma_b$  分别为两时间序列的标准偏差,  $e_a$  和  $e_b$  分别为这两时间序列各数据点的测量误差。对于给定的时间  $\tau$ , 离散相关函数为

$$\text{DCF}(\tau) = \frac{1}{M} \sum \text{UDCF}_{ij}, \quad (2)$$

式中  $M$  为满足  $\Delta t_{ij} \in [\tau - \text{bin}/2, \tau + \text{bin}/2)$  的  $\text{UDCF}$  个数 ( $\text{bin}$  为一小量), 如果  $M = 0$ , 则  $\text{DCF}(\tau)$  没有数据。 $\text{DCF}(\tau)$  的误差为

$$\sigma_{\text{DCF}}(\tau) = \frac{1}{M-1} \left\{ \sum [\text{UDCF}_{ij} - \text{DCF}(\tau)]^2 \right\}^{1/2}. \quad (3)$$

做出  $\text{DCF}(\tau)$  与  $\tau$  的关系图,  $\text{DCF}(\tau)$  最大值所对应的  $\tau_{\text{peak}}$  即为时间序列  $a$  与  $b$  的延时,  $\tau_{\text{peak}}$  为正表示  $a$  落后于  $b$ , 反之领先。

## 2.2 时间变换的 DCF: TDCF

很多时候 DCF 的 bin 值取数据的时间间隔大小, 例如很多  $\gamma$  射线-光学光变的 DCF 分析取  $\text{bin} = 1.0 \text{ d}$ <sup>[16, 18, 19]</sup>。Fermi/LAT 与 SMARTS 每天的观测时间有差别: Fermi/LAT 天平均  $\gamma$  射线流量数据的时间为儒略日的整数, SMARTS 观测时间的儒略日小数部分为  $0.66 \pm 0.05 \text{ d}$ 。当对其计算  $\gamma - J$  的 DCF 的过程中,  $\text{UDCF}_{ij}$  所对应的  $\Delta t_{ij}$  的小数部分约为  $0.34 \pm 0.05 \text{ d}$ , 如果  $\text{bin}/2 = 0.5 \text{ d}$ , 根据式 (2) 对 UDCF 分组计算 DCF 时, 则忽略了 UDCF 的小数部分 ( $0.34 \pm 0.05 \text{ d}$ ), 这相当于将  $J$  波段数据的时间向后平移了  $0.34 \pm 0.05 \text{ d}$ ,  $B$  波段也是如此。为了解决这个问题, 可将  $J$  波段数据做时间变换,  $J$  波段的第  $j$  个数据以  $J_j(t_j)$  来表示, 做变换

$$J'_j(t_j - \Delta t) = J_j(t_j) \quad , \quad (4)$$

此处的  $\Delta t$  不同于前面的  $\Delta t_{ij}$ , 令  $t'_j = t_j - \Delta t$ , 则  $J'_j(t'_j)$  便是  $J_j(t_j)$  经时间变换后新的时间序列, 它保持了  $J$  波段光变曲线的幅度大小与形状, 只是时间提前了  $\Delta t$ 。计算  $\gamma - J'$  的 DCF, 得到  $\text{DCF}(\tau)$ , 然后再对  $\text{DCF}(\tau)$  做变换, 定义

$$\text{DCF}'(\tau - \Delta t) = \text{DCF}(\tau) \quad , \quad (5)$$

令  $\tau' = \tau - \Delta t$ , 得到一个新的函数  $\text{DCF}'(\tau')$ , 暂将这种经过两次时间变换得到的 DCF' 称为 TDCF (Time-transformed DCF)。选择合适的  $\Delta t$  可以使 UDCF 相应的时间  $\Delta t_{ij}$  更多地集中在整数附近, 这样就避免了上面提到的 DCF 中的问题。它与 DCF 相比, 除了时间上平移外并无本质的区别。如果两列数据之间的时间间隔在  $\text{bin}/2$  上下时, 更有必要做时间平移, 这样可防止同一小段时间 (远小于 bin 值) 内的数据计算出的 UDCF 在分组时被分开。总而言之, 当单列数据之间的时间间隔与 bin 相近且两列数据之间的时间间隔与  $\text{bin}/2$  相当时, TDCF 比 DCF 更适用。Fermi/LAT 的  $\gamma$  射线流量数据与 SMARTS 测光数据正好符合这种情况: 无论是 Fermi/LAT 发布的  $\gamma$  射线天平均流量数据还是 SMARTS 测光数据, 它们自身的时间间隔都大约为  $1 \text{ d}$ , 即 bin 值取  $1.0 \text{ d}$  较好; 它们之间的时间间隔为  $0.34 \text{ d}$ , 与  $\text{bin}/2$  相当。因此, 用 TDCF 来分析它们的延时比 DCF 更准确。

## 3 分析结果与讨论

### 3.1 分析结果

从  $\text{JD} = 2454710$  (2008-08-31) 到  $\text{JD} = 2454770$  (2008-10-30) 期间为 3C 454.3 一次完整的爆发过程。对这段时间内 Fermi/LAT  $\gamma$  射线流量与 SMARTS  $J$  波段测光数据计算 TDCF, 取 TDCF 的  $\text{bin} = 1.0 \text{ d}$ ,  $\Delta t = -0.34 \text{ d}$ , 得到的 TDCF 如图 2 中实心圆圈所示。DCF 的图像与 TDCF 几乎完全相同, 只是相对 TDCF 向左移动了  $0.34 \text{ d}$ , DCF 每个点对应的  $\tau$  都为整数, 因此, 这里不再给出 DCF 的图像与分析。图 2 中空心圆圈为  $\gamma$  射线流量与 SMARTS  $B$  波段测光数据的 TDCF, 除  $\tau > 10 \text{ d}$  后的误差棒比较大外, 其他都与  $\gamma - J$  的误差棒相当, 因此没有画出  $\gamma - B$  的误差棒。

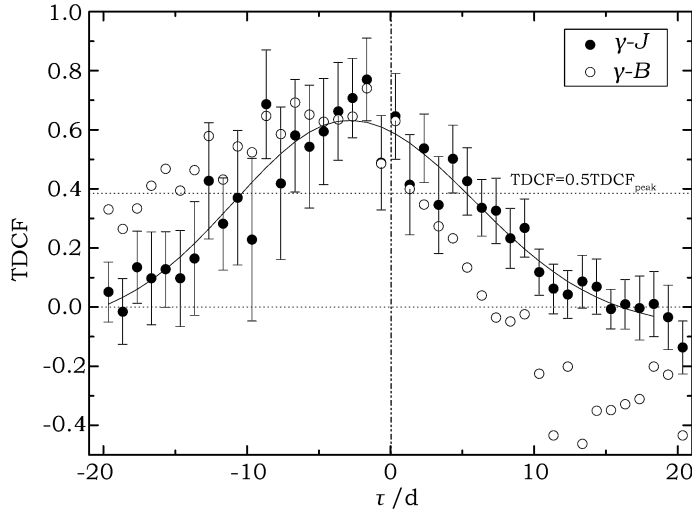


图2 源3C 454.3在JD=2454710–2454770期间 $\gamma-J$ 和 $\gamma-B$ 波段的TDCF

从图2中可以明显看出,无论是 $\gamma-J$ 还是 $\gamma-B$ 的TDCF峰值都不在 $\tau=0$ d附近,而在 $\tau=-1.66$ d。对于 $\gamma-J$ 的TDCF中满足 $TDCF > 0.5TDCF_{\text{peak}}$ 计算重心,得到重心 $\tau_{\text{cen}} = -2.82$ d;如果对该TDCF进行非对称的高斯函数<sup>[21]</sup>拟合,拟合的曲线如图2中实线所示,拟合函数的峰值位于 $\tau = -2.90 \pm 1.01$ d;因此,该TDCF结果表明 $\gamma$ 射线的光变领先 $J$ 波段光变大约2~3d。如果取时间范围从JD=2454690到JD=2454815的数据来计算DCF或TDCF,其结果与Bonning等人计算的DCF一致<sup>[19]</sup>。这是由于3C 454.3在JD=2454710之前较小的爆发没有明显延时(可能来自于不同的辐射区域或源自不同的物理过程),JD=2454770之后, $\gamma$ 射线与 $J$ 波段都处在“平坦”的低态,这两部分数据对DCF的贡献“淹没”了JD=2454710–2454770高态数据的DCF特征。

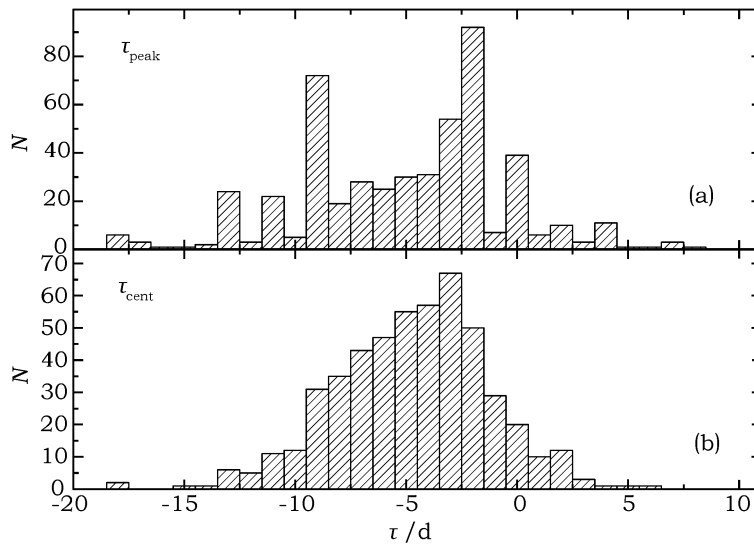
我们分别通过流量随机化(Flux Randomization, FR)、随机子集选择(Random Subset Selection, RSS)和这两种方法的结合(FR/RSS)<sup>[22, 23]</sup>进行Monte Carlo模拟来保守地估计延时的误差大小。将FR/RSS, RSS及FR方法应用到 $\gamma-J$ 及 $\gamma-B$ 的TDCF分析中,分别模拟500次得到的结果如表1所示。由于 $\gamma-J$ 和 $\gamma-B$ 的FR模拟中只有很少一部分( $< 15.87\%$ )<sup>[22]</sup>的 $\tau_{\text{peak}} > -1.66$ d,所以我们用TDCF bin值一半(0.5d)作为其误差。由于光变曲线的数据点不是很密, $\gamma$ 射线64个数据点, $J$ 波段43个, $B$ 波段42个,并且FR过程和RSS过程都会引入噪声,因此,得到的结果误差也较大。但至少可以定性说明在这次爆发过程中高能与低能波段的光变之间是明显存在延时的。

由于 $\gamma$ 射线流量在爆发后下降较快,而 $J$ 与 $B$ 波段下降较慢,JD $\approx$ 2454760附近 $J/B$ 波段低态数据与JD $\approx$ 2454750附近的 $\gamma$ 射线低态数据对TDCF的贡献使得一些 $\tau$ 分布在 $\tau \approx -9$ d附近;因此,多数 $\tau_{\text{cent}}$ 和部分 $\tau_{\text{peak}}$ 偏小,即延时的大小偏大。图3是通过FR/RSS方法模拟500次得到的 $\gamma-J$ 的TDCF峰值及重心对应 $\tau$ 的分布。图3(a)为 $\tau_{\text{peak}}$ 分布,从图中可以看出 $\tau_{\text{peak}}$ 在 $-2.5 \sim -1.5$ d之间(即 $-1.66$ d)分布最多,这也与图2得到的结果

表 1 FR/RSS 方法应用于 TDCF 分析结果

波段	类型	FR/RSS	RSS	FR
$\gamma - J$	$\tau_{\text{cent}}$	$-3.98^{+2.82}_{-3.68}$	$-4.03^{+2.55}_{-3.33}$	$-3.52^{+1.34}_{-0.72}$
$\gamma - J$	$\tau_{\text{peak}}$	$-3.66^{+3}_{-5}$	$-3.66^{+2}_{-5}$	$-1.66^{+0.5}_{-2}$
$\gamma - B$	$\tau_{\text{cent}}$	$-6.66^{+3.42}_{-4.26}$	$-6.63^{+5.15}_{-1.03}$	$-4.97^{+1.11}_{-2.28}$
$\gamma - B$	$\tau_{\text{peak}}$	$-6.66^{+5}_{-6}$	$-3.66^{+2}_{-5}$	$-1.66^{+0.5}_{-5}$

一致。通过这些 TDCF 分析可以说明: 3C 454.3 在 JD=2454710 到 JD=2454770 的这次大爆发期间, 高能  $\gamma$  射线与  $J$  波段的光变有较强的相关性 (图 2 中  $\text{TDCF}_{\text{peak}} = 0.77$ );  $\gamma$  射线与  $J$  波段光变之间存在延时, 近红外落后  $\gamma$  射线光变大约 2~3 d。Vercellone 等人在计算 2007 年 10 月到 2009 年 1 月的  $\gamma$  射线与光学的 DCF 时, DCF 的峰值出现在  $\tau = -2$  d, 但重心  $\tau_{\text{cen}}$  在 0 d 附近<sup>[16]</sup>。从光变曲线上来看 (图 1),  $\gamma$  射线流量的峰值在 JD=2454720; 而  $J$  波段光变曲线的峰值大约在 JD=2454722.726 到 JD=2454724.766 之间。这说明近红外落后  $\gamma$  射线光变大约 2~3 d 这一结果是可信的。考虑到爆发后  $\gamma$  射线与  $J/B$  流量下降快慢的差异可能使延时偏大, 因此我们认为采用 TDCF 的峰值的延时结果 (约 2 d) 最合适。 $B$  波段的辐射含有吸积盘的辐射成分<sup>[8]</sup>, 在爆发后下降更为缓慢, 所以图 2 中,  $\gamma - B$  的 TDCF 较  $\gamma - J$  整体偏左, 但不能说明  $\gamma - B$  的延时更大。因此, 为了研究喷流内部物理辐射机制及辐射区域的几何特征, 后面只对  $\gamma - J$  的相关性进行物理分析。

图 3  $\gamma - J$  相关分析的峰值及峰值重心分布

### 3.2 讨论

3C 454.3 的  $J$  波段辐射是由同步辐射产生,  $\gamma$  射线辐射由逆康普顿散射产生。2 d 的延时, 可能由于产生  $\gamma$  射线辐射的电子能量比产生  $J$  波段辐射的电子能量高。能量较高电子通

过逆康普顿散射和同步辐射冷却到较低能量需要一段时间,正是这段时间引起了高能与低能波段的延时。对于同步辐射和逆康普顿散射有:

$$\nu_S = \frac{4}{3}\nu_L\gamma_1^2, \quad (6)$$

$$\nu_C = \frac{4}{3}\nu_{\text{seed}}\gamma_2^2, \quad (7)$$

以上两式中  $\nu_S$  与  $\nu_C$  分别为  $J$  波段和  $\gamma$  射线光子在喷流坐标系中所对应的频率,  $\nu_{\text{seed}}$  为“种子”光子频率,  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  为电子的洛伦兹因子, 如果认为  $\gamma$  射线与近红外的 2 d 延时是由电子的辐射冷却引起, 那么要求  $\gamma_2 > \gamma_1$ ,  $\nu_L$  为磁场中电子的拉莫尔频率:

$$\nu_L = \frac{e\sqrt{8\pi U_B}}{2\pi m_e c}, \quad (8)$$

式 (8) 中,  $m_e$  为电子静止质量,  $c$  为真空中光速,  $e$  为电子电量,  $U_B$  为磁场的能量密度。2 d 的延时, 转化到喷流坐标系中应该对应着电子从  $\gamma_2$  经辐射冷却到  $\gamma_1$  的时间。电子的辐射冷却满足如下关系:

$$-m_e c \frac{d\gamma}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_T c (U_{\text{ph}} + U_B) \gamma^2, \quad (9)$$

$\gamma$  为电子的洛伦兹因子,  $\sigma_T$  为汤姆逊散射截面,  $U_{\text{ph}}$  为“种子”光子的能量密度。对式 (9) 积分并结合式 (6), (7), (8) 有:

$$U_B^{1/4} \sqrt{\frac{e\sqrt{8\pi}}{2\pi m_e c \nu_S}} - \sqrt{\frac{\nu_{\text{seed}}}{\nu_C}} = \sqrt{\frac{4}{3}} \frac{\sigma_T}{m_e c} (U_{\text{ph}} + U_B) \Delta t, \quad (10)$$

式中  $\Delta t$  为电子从  $\gamma_2$  辐射冷却到  $\gamma_1$  所需要的时间 (即喷流坐标系下的延时大小)。令

$$a = \frac{1}{\Delta t} \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{m_e c}{\sigma_T} \sqrt{\frac{e\sqrt{8\pi}}{2\pi m_e c \nu_S}}, \quad (11)$$

$$b = \frac{1}{\Delta t} \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{m_e c}{\sigma_T} \sqrt{\frac{\nu_{\text{seed}}}{\nu_C}}, \quad (12)$$

式 (10) 变换为如下以  $U_B^{1/4}$  为自变量的函数:

$$f(U_B^{1/4}) = U_B - aU_B^{1/4} + U_{\text{ph}} + b \equiv 0. \quad (13)$$

对于函数  $f(U_B^{1/4})$ , 当

$$U_B = \left(\frac{a}{4}\right)^{4/3}, \quad (14)$$

$f(U_B^{1/4})$  有最小值。只有在最小值小于 0 时, 才能使得有合适的  $U_{\text{ph}}$  令式 (13) 成立。在此, 令式 (14) 成立, 则有:

$$f_{\min}(U_B^{1/4}) = -3\left(\frac{a}{4}\right)^{4/3} + U_{\text{ph}} + b. \quad (15)$$

为了使  $f_{\min}(U_B^{1/4}) < 0$ , 要求

$$U_{\text{ph}} < 3 \left( \frac{a}{4} \right)^{4/3} - b . \quad (16)$$

因此得出

$$U_{\text{ph}}^{\max} = 3 \left( \frac{a}{4} \right)^{4/3} - b , \quad (17)$$

$U_{\text{ph}}^{\max}$  为“种子”光子能量密度的上限, 所以它必须大于 0。

Fermi/LAT 观测  $\gamma$  射线的能段为 0.1~300 GeV, 但 3C 454.3 能谱在  $E > 2$  GeV 后迅速下降<sup>[12]</sup>, 我们取观测者坐标系中  $\gamma$  射线光子能量为 1.0 GeV, 多普勒因子  $\delta = 25$ <sup>[24]</sup>, 将 2 d 的延时以及 J 波段和  $\gamma$  射线光子频率变换到喷流坐标系中, 然后代入到式 (17) 中, 得到“种子”光子能量与  $U_{\text{ph}}^{\max}$  的关系如图 4 所示。

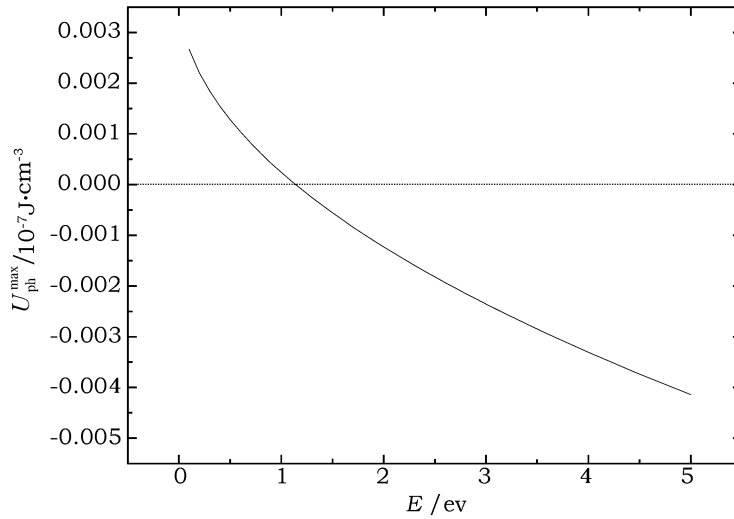


图 4 “种子”光子能量密度上限与“种子”光子能量关系

从图中可以看出, 只有当“种子”光子的能量小于 1.1 eV 时, 才有可能使得  $U_{\text{ph}}^{\max} > 0$ 。如果  $U_{\text{ph}}^{\max} \leq 0$  则表示电子从  $\gamma_2$  冷却到  $\gamma_1$  的时间达不到 2 d (观测者坐标系)。这说明, 如果这 2 d 的延时是电子辐射冷却引起, “种子”光子的能量不能大于 1.1 eV。因此, 如果 2 d 的延时是由电子的辐射冷却引起, 这些软光子可能来自尘埃环的红外辐射或喷流内相对论电子的同步辐射。

这个延时也可能是由辐射区域几何性质引起的。光变时标在一定程度上反映了辐射区域的大小, 结构函数 (Structure Function, SF) 被广泛应用于天文数据的时间序列分析, 是分析光变时标的有力工具。对于一个时间序列  $f$ , 一阶结构函数为<sup>[25]</sup>

$$D_f^{(1)}(\tau) = \langle [f(t+\tau) - f(t)]^2 \rangle , \quad (18)$$

即所有时间间隔为  $\tau$  的两数据差值的均方。对于离散的时间序列数据, 一阶结构函数为所有时间间隔范围为  $[\tau - \delta/2, \tau + \delta/2)$  的两数据差值的方均 ( $\delta$  为一小量)。在  $D_f^{(1)}(\tau) - \tau$  图中,



平台可能对应着时间序列  $f$  的变化时标。在计算结构函数的过程中,经常采用插值方法并且计算两遍,按照时间先后从头到尾计算一遍,再从尾到头计算一遍<sup>[26]</sup>。在此,我们将两遍计算出的 SF 之和作为最终的 SF,计算过程中,取  $\delta = 1.0$ 。图 5(a) 是对  $\gamma$  射线流量取对数并归一后计算得到的结构函数,从图中可以看出,  $\tau$  在 3~4 d 之间为一平台,这与 Abdo 等人的结果 3.5 d 一致<sup>[12]</sup>;图 5(b) 为  $J$  波段光变的结构函数,从中可以看出在  $\tau = 6$  d 处为一极大值,表明  $J$  波段的光变时标约为 6 d。近红外光变时标比  $\gamma$  射线光变时标长,这在一定程度上说明近红外辐射区域比  $\gamma$  射线辐射区域大;两个波段之间光变时标的差值(约 2.5 d)与它们光变之间的延时(约 2 d)比较接近。

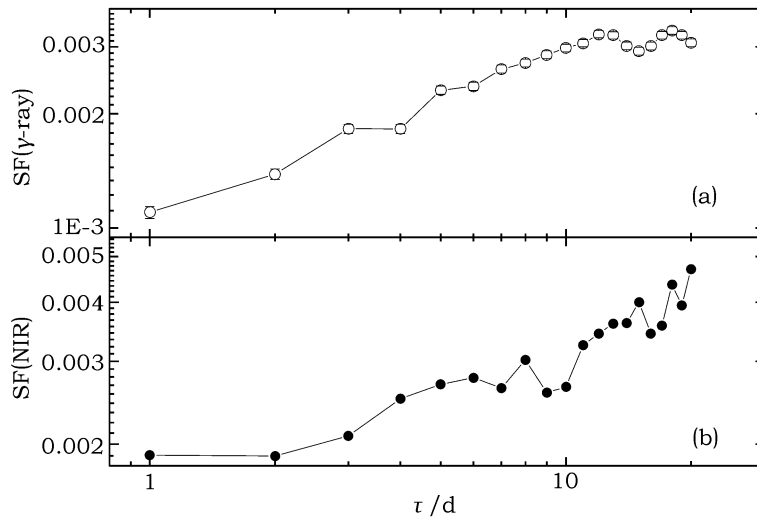


图 5 源 3C 454.3  $\gamma$  射线和  $J$  波段光变的结构函数(误差棒与数据点的大小相当)

因此,这个延时可能是由于两个波段辐射区域的大小不同造成的。我们认为  $\gamma$  射线与近红外的光变是由相对论激波加速电子引起的,高能与低能波段光变有较强的相关性证明这两个波段的辐射由同一辐射区域产生: $\gamma$  射线辐射来自于辐射区域的内部,近红外辐射来自于包括  $\gamma$  射线辐射区域在内的更大区域。由于  $\gamma$  射线的辐射区域小于近红外的辐射区域,当相对论激波从辐射区域中心以接近光速开始传播时,先传播到整个  $\gamma$  射线的辐射区域,此时激波已将整个  $\gamma$  射线辐射区域的电子加速,因此  $\gamma$  射线的流量达到极大值;但是,由于此时激波还未传播到近红外的整个辐射区域,所以近红外流量并未达到极大值。2 d (观测者坐标系)后,相对论激波传播到近红外的整个辐射区域,近红外流量才达到了极大值,因此观测到了近红外光变落后于  $\gamma$  射线光变的现象。 $\gamma$  射线与  $J$  波段光变时标之间的差异与这一延时也符合得很好。 $\gamma$  射线与 Swift/UVOT  $B$  波段 (SMARTS 没有此时  $J$  与  $B$  波段数据) 光变曲线在  $\text{JD} \approx 2454712$  低谷处都处于极小<sup>[19]</sup>,这说明  $\gamma$  射线和光学流量是同时开始增加的,但是,  $\gamma$  射线的流量先达到了极大值,光学/近红外晚于  $\gamma$  射线几天到达极大值,该现象正好符合上述解释。对于  $\text{JD} \approx 2454710$  之前的  $\gamma$  射线与光学波段的爆发,可能是由另外一较小的辐射区域产生。由于其辐射区域较小,其光变时标及延时比较小,因此没有在这次爆发时观

测到高能与低能波段的延时。

## 4 总 结

通过对 3C 454.3 在 2008 年一次大爆发时期 (JD= 2454710 到 JD= 2454770) 内 Fermi/LAT 和 SMARTS 数据进行 TDCF 分析及 Monte Carlo 模拟计算, 发现它在这段时间内  $\gamma$  射线光变领先近红外  $J$  波段光变大约 2 d。如果这个延时是由于电子辐射冷却引起的, 那么要求“种子”光子的能量不能大于 1.1 eV。这个延时也可能是由于两个波段辐射区域的大小不同造成的,  $\gamma$  射线的辐射区域小于近红外的辐射区域, 所以, 引起光变的相对论激波在传播过程中影响整个  $\gamma$  射线辐射区域要比影响整个近红外辐射区域需要的时间短。两个波段的光变时标也在一定程度上反映了这两个辐射区域的大小, 两个波段光变时标相差约 2.5 d, 这与大约 2 d 的延时符合得很好。

## 致谢

感谢 Fermi/LAT 和 SMARTS 的数据支持, 衷心感谢审稿人提出的非常好的意见和建议!

## 参考文献:

- [1] Urry C M, Padovani P. *PASP*, 1995, 107: 803
- [2] Villata M, Raiteri C M, Balonek T J, et al. *A&A*, 2006, 453: 817
- [3] Fuhrmann L, Cucchiara A, Marchili N, et al. *A&A*, 2006, 445: L1
- [4] Pian E, Foschini L, Beckmann V, et al. *A&A*, 2006, 449: L21
- [5] Villata M, Raiteri C M, Aller M F, et al. *A&A*, 2007, 464: L5
- [6] Raiteri C M, Villata M, Larionov V M, et al. *A&A*, 2007, 473: 819
- [7] Raiteri C M, Villata M, Chen W P, et al. *A&A*, 2008, 485: L17
- [8] Raiteri C M, Villata M, Larionov V M, et al. *A&A*, 2008, 491: 755
- [9] Villata M, Raiteri C M, Gurwell M A, et al. *A&A*, 2009, 504: L9
- [10] Vercellone S, Chen A W, Vittorini V, et al. *ApJ*, 2009, 690: 1018
- [11] Tosti G, Chiang J, Lott B, et al. *ATel*, 2008, 1628: 1
- [12] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. 2009, *ApJ*, 699: 817
- [13] Dermer C D, Schlickeiser R, Mastichiadis A. *A&A*, 1992, 256: L27
- [14] Sikora M, Begelman M C, Rees M J. *ApJ*, 1994, 421: 153
- [15] Sikora M, Błażejowski M, Moderski R, et al. *ApJ*, 2002, 577: 78
- [16] Vercellone S, D’Ammando F, Vittorini V, et al. *ApJ*, 2010, 712: 405
- [17] Vittorini V, Tavani M, Paggi A, et al. *ApJ*, 2009, 706: 1433
- [18] Donnarumma I, Pucella G, Vittorini V, et al. *ApJ*, 2009, 707: 1115
- [19] Bonning E W, Bailyn C, Urry C M, et al. *ApJ*, 2009, 697: L81
- [20] Edelson R A, Krolik J H. *ApJ*, 1988, 333: 646
- [21] Brinkmann W, Papadakis I E, den Herder J W A, et al. *A&A*, 2003, 402: 929
- [22] Peterson B M, Wanders I, Horne K, et al. *PASP*, 1998, 110: 660
- [23] Zhang Y H, Treves A, Maraschi L, et al. *ApJ*, 2006, 637: 699
- [24] Jorstad S G, Marscher A P, Lister M L, et al. *AJ*, 2005, 130: 1418
- [25] Hughes P A, Aller H D, Aller M F. *ApJ*, 1992, 396: 469
- [26] Wu J H, Zhou X, Wu X B, et al. *AJ*, 2006, 132: 1256

## Analysis for Time Lag Between $\gamma$ -ray and NIR Variations in 3C 454.3

LI Shao-kun<sup>1,2,3</sup>, BAI Jin-ming<sup>1,2</sup>, LIU Hong-tao<sup>1,2</sup>, ZHANG Jin<sup>4</sup>, CHEN Liang<sup>1,2,3</sup>

(1. National Astronomical Observatories/Yunnan Observatory, CAS, Kunming 650011, China; 2. Key Laboratory for the Structure and Evolution of Celestial Objects, CAS, Kunming 650011, China; 3. Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China; 4. College of Physics and Electronic Engineering, Guangxi Teachers Education University, Nanning, 530001, China)

**Abstract:** Discrete Correlation Function (DCF) is a powerful tool to analyze correlation between two sets. A kind of the progressive DCF technique, time-transformed DCF (TDCF), is used to analyze time lag between variations of  $\gamma$ -ray and  $J$  or  $B$  bands for 3C 454.3. The TDCFs of Fermi/LAT  $\gamma$ -ray vs SMARTS  $J$  and  $B$  bands light curves both peak at  $\tau = -1.66$  days. This implies that  $\gamma$ -ray variations lead the  $J$  band ones by about 2 days. The period of the data is from JD=2 454 710 to JD=2 454 770. Considering the effects of flux errors and sampling characteristics, FR, RSS and the combined of them are used to Monte Carlo simulations to estimate the time lags and the uncertainties. The simulations show that the  $\gamma$ -rays lead the  $J$  band emission. Thus it is reliable that the  $\gamma$ -rays lead the  $J$  band emission. The time lag might be due to the cooling time-scale of electrons' synchrotron and Compton radiations. In this case, the energy of 'seed' photons couldn't be higher than 1.1 eV. The time lag also might be related to the different sizes of their emission regions. The strong correlation of the two variations indicates that the  $\gamma$ -rays and the  $J$  band emission are emitted from the same region. As a shock spreads in the region, it first influences the whole  $\gamma$ -ray emission region. At this time, the  $\gamma$ -ray flux reaches its maximum value. The inner  $\gamma$ -ray emission region is only a part of the NIR emission region. Thus the NIR flux has not reached its maximum value as the  $\gamma$ -rays reach the maximum. As the shock spreads the whole NIR emission region, a few days later, the NIR flux reaches its maximum.

Time-scale of variations indicates the size of an emission region. The structure functions show that the timescale of the  $J$  band variations is larger than that of the  $\gamma$ -rays, about 2 days. This timescale difference of about 2 days is consistent with the time lag of the  $J$  band emission relative to the  $\gamma$ -rays. This agreement supports the above explanation of the time lag. Around JD $\simeq$ 2 454 712, both the  $\gamma$ -rays and the optical  $B$  band emission show their minimum flux, which also supports the above explanation.

**Key words:** quasars; 3C 454.3; time lag