

修正的Neupert效应*

于文慧^{1,2,3†} 李友平^{1,2} 甘为群^{1,2‡}

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)

(2 中国科学院暗物质和空间天文重点实验室 南京 210023)

(3 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026)

摘要 Neupert效应的定性描述是耀斑中脉冲分量(硬X射线、微波暴)与渐变分量(软X射线发射)之间存在的因果关系,即耀斑最初的能量是以加速粒子的形式释放,加速的电子在大气传输过程中产生非热硬X射线韧致辐射,并加热大气,耀斑软X射线发射是高能粒子注入大气的响应.根据经典Neupert效应的定量描述,硬X射线发射(表征非热电子注入)结束时软X射线应该立刻达到极大,但以往的观测发现一些耀斑软X射线峰值时间(t_2)明显晚于硬X射线结束时间(t_1) ($\tau = t_2 - t_1, \tau > 0$),热与非热辐射之间存在明显的偏离经典Neupert效应的情况.为了研究偏离经典Neupert效应的事件,在2002—2015年间的RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager)和GOES (Geostationary Operational Environmental Satellites)耀斑列表中,按照在25–50 keV范围内光变较简单、软X射线有对应发射峰等判据,共选择276个耀斑样本,统计了这些耀斑的 τ 分布、环长 d (用双足点源之间的距离来表征)与 τ 的关系.结果显示:(1)有227个耀斑 $\tau > 0$,即有约82%的耀斑偏离经典Neupert效应;(2) τ 与 d 之间存在一定的线性相关,即环越长,软X射线极大的时间越延后;(3)似乎存在一个临界距离,当环长小于临界距离时,经典Neupert效应成立.这些结果印证了修正Neupert效应的必要性,并对其物理意义进行了讨论.

关键词 太阳: 耀斑, 太阳: X射线, 方法: 统计

中图分类号: P182; **文献标识码**: A

1 引言

Neupert效应(如:文献[1–4])是耀斑标准模型的基础,它的提出最早是用来描述微波脉冲暴或硬X射线发射的时间积分与软X射线光变曲线的上升部分在时间上一致,本质

2020-01-17收到原稿, 2020-03-03收到修改稿

*国家自然科学基金项目(U1731241、11921003、U1931138)和中国科学院空间科学先导专项(XDA15052200)资助

†yuwh@pmo.ac.cn

‡wqgan@pmo.ac.cn

上揭示了热与非热辐射之间有一定因果关系, 经典Neupert效应可以用下式表示:

$$F_{\text{SXR}}(t) \propto \int_{t_0}^t F_{\text{HXR}}(t') dt', \quad (1)$$

$$\text{or } \frac{d}{dt} F_{\text{SXR}}(t) \propto F_{\text{HXR}}(t).$$

其中 F_{SXR} 、 F_{HXR} 分别代表软X射线和硬X射线的流量, t_0 为硬X射线的起始时刻.

在耀斑标准模型中(具体描述见文献[5]), 最初耀斑能量释放加速高能粒子, 这些高能粒子(电子和离子)相当一部分自加速区沿磁力线沉降至色球, 通过厚靶作用发射硬X射线并与周围等离子体碰撞损失能量, 加热周围等离子体, 加热的色球物质在压力梯度驱动下, 沿磁力线向上膨胀填充耀斑环, 同时辐射软X射线, 即所谓色球蒸发[6-7]. Neupert效应在耀斑标准模型中得到很好的阐述. 从上述(1)式中看到, Neupert效应的表述也可以理解成软X射线的峰值时间对应硬X射线的结束时间.

为了更好地检验Neupert效应, Veronig等[8]对1117个耀斑事例做了统计研究, 通过对软X射线峰值时刻(t_2)相对硬X射线结束(t_1)的时间差(t_2-t_1)的分析, 发现49%的事例时间差小于1 min(时间分辨率约1 min), 即软X射线峰值时刻与硬X射线结束时间相当($t_2-t_1 \sim 0$), 符合Neupert效应, 同时还存在一部分耀斑软X射线峰值时间晚于硬X射线结束时间($t_2-t_1 > 0$), 明显偏离了经典Neupert效应. 对符合Neupert效应的事例做软X射线峰值流量与硬X射线积分通量研究, 发现它们有很好的相关性, 相关系数为0.71. 这个较好的相关性本质上是因为硬X射线与软X射线发射的能量由同一部分非热电子提供, 可以推断非热电子的注入能流 $P_{\text{beam}}(t)$ 与发射软X射线的热等离子体的能量(E_{th})随时间的变化 $\frac{dE_{\text{th}}}{dt}$ 应当有更好的相关性. Veronig等[9]对4个简单的耀斑事例做了能量分析, 发现 $P_{\text{beam}}(t)$ 与 $\frac{dE_{\text{th}}}{dt}$ 并没有更好的相关, 这可能源于非热电子低能截止能量 E_c 的不确定性, 导致能量估算有很大的误差. Gan等[10]曾证明, E_c 的大小随时间而变化. Warren等[11]通过耀斑环动力学模拟, 发现软X射线的峰值流量(F_{peak})与注入耀斑的粒子束流总能量(E_{total})并不是线性相关的, 而是存在一个经验公式 $F_{\text{peak}} \sim E_{\text{total}}^{1.75}/V^{0.75}L^{0.25}$, 其中 V 和 L 分别是耀斑的体积和环长.

对色球蒸发的观测是检验Neupert效应的另一个重要方面, 早先的观测使用的是软X射线谱线, 如Antonucci等[12]利用SMM (Solar Maximum Mission)观测到耀斑脉冲相期间软X射线谱线的蓝移和非热致宽, Gan等[13]通过阳光卫星(YOHKO)观测到Ca XIX谱线在耀斑脉冲相出现明显的蓝不对称性. 近年来, 色球蒸发在X射线、极紫外和射电波段都已经有了观测证据[14-18]. 如: Liu等[14]分析了一个位于日面边缘M1.7级耀斑的硬X射线源的空间演化, 发现能量越高的X射线辐射来自耀斑环中越低的地方, 能量较高的足点源随时间推移逐渐向上移动最终到达环顶; Czaykowska等[15]对一个近日面中心的双带耀斑研究发现, 色球物质向上膨胀发生在耀斑双带外侧, 在这个位置观测到极紫外谱线蓝移; Ning等[16]对一个Neupert型耀斑观测到了不同能量段源随时间的移动, 发现不同能段、不同位置源的色球蒸发速度略有不同, 大多在百公里每秒的量级.

Li等[19]为研究硬X射线与软X射线发射的时标, 选择859个具有简单光变的耀斑事例, 统计了它们的软X射线峰值相对硬X射线峰值的时间差 Δt , 发现 Δt 全部大于0并且呈指数衰减分布, 这与环长呈指数衰减分布类似, 这个相同的分布可能源于 Δt 是色球蒸发

过程的反映, 他们因此提出: 环越长, 被蒸发物质到达环顶的时间越长, 也即软X射线峰值越往后. 鉴于一些耀斑软X射线峰值发生在硬X射线结束之后, Li等^[20]提出将(1)式改写为:

$$F_{\text{SXR}}(t) \propto \int_{t_0}^t F_{\text{HXR}}(t' - \tau) dt', \quad (2)$$

$$\text{or } \frac{d}{dt} F_{\text{SXR}}(t) \propto F_{\text{HXR}}(t - \tau).$$

与经典Neupert效应不同, 这里Li等^[20]引入了一个时间因子 τ 来修正经典Neupert效应, 他们认为 τ 可能是一个综合性参数, 其中包括色球物质蒸发充满环所需要的时间, 但他们并没有具体展开研究. 本文中我们针对Li等^[20]提出的修正Neupert效应, 具体展开研究 τ 的物理意义. 我们假设修正Neupert效应的时间因子 τ 等于软X射线峰值(t_2)相对硬X射线结束(t_1)的延迟时间, 即 $\tau = t_2 - t_1$. 通过选择合适的样本, 侧重研究 τ 与环长的关系, 试图给出修正Neupert效应的定量表达式. 第2节我们介绍耀斑事例的挑选标准, 第3节展示耀斑事例参数的统计结果, 第4节对统计结果做出一些讨论, 最后一节给出结论.

2 统计数据

我们的研究对象是 τ (包括软X射线峰值时间 t_2 与硬X射线结束时间 t_1)和耀斑环长, 数据来源于GOES (Geostationary Operational Environmental Satellites)的软X射线数据和RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager)的硬X射线数据. Aschwanden^[21]发现, 不同能段的软X射线相对非热硬X射线辐射有不同的延迟时间, GOES有两个能段1–8 Å与0.5–4 Å, 其中1–8 Å能量较低, 可以更好地反映热成分主导的软X射线发射过程, 取GOES 1–8 Å的峰值时间作为耀斑软X射线的峰值时间. RHESSI 25–50 keV数据可以较好表征硬X射线发射, 但是不能完全排除非热电子注入后快速热化加热周围等离子体可能出现超热成分贡献. 图1用两个耀斑事例展示了25–50 keV与35–50 keV的不同, 可以看出不同能量段对结束时间的确定影响很大, 因此我们取RHESSI光变35–50 keV的结束时间作为耀斑硬X射线(即非热电子注入)的结束时间. 耀斑环长来自硬X射线成像, 对25–50 keV在峰值时间附近成像, 得到两个足点之间的距离用作环长的标度. 由于成像的积分时间选在硬X射线峰值附近, 超热成分影响不大, 选择25–50 keV成像的另一个原因是保持一定的样本数目, 一般总计数小于3000将不能进行很好的成像.

2.1 样本选择标准

我们在RHESSI和GOES耀斑列表中, 从RHESSI的光变入手, 首先挑选出25–50 keV有发射的事例, 进而选择硬X射线光变简单、同时GOES 1–8 Å有明显的对应发射峰的事例. 在25–50 keV持续时间较短且只有一个峰最理想, 但也不排除两个峰的非理想事例; 1–8 Å是较缓变的单峰, 易于判断峰值时间. 作为一个例子, 图2显示的是发生在2013-07-04 00:03:00 UT的一个C8.9级耀斑, 可以看到在25–50 keV是很好的单峰结构(光变的跳变源于衰减器的改变), 同时GOES 1–8 Å峰值清晰. 根据25–50 keV的光变曲

线, 将数据分为两类: 1级数据在25–50 keV只有一个峰, 2级数据在25–50 keV单峰特性不是很理想.

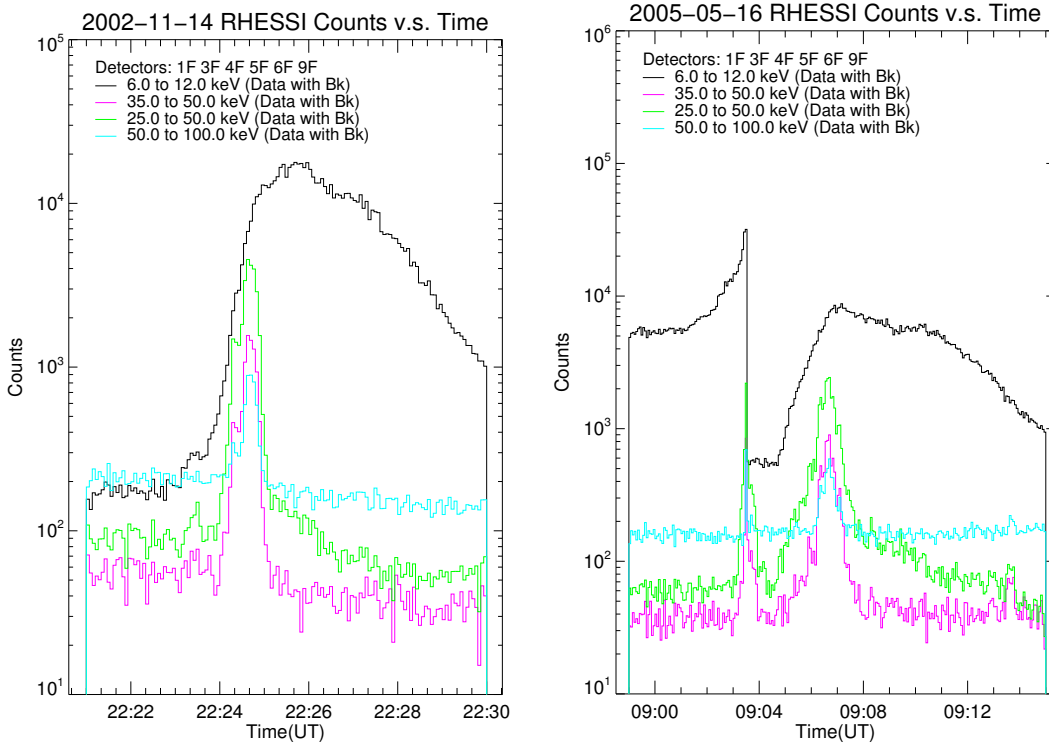


图 1 25–50 keV能段与35–50 keV能段光变曲线的区别, 图中两个耀斑事例分别发生于2002-11-14 22:20:00 UT和2005-05-16 08:58:00 UT. 25–50 keV可能存在超热成分, 35–50 keV可以更好地表征非热辐射. 其中探测器选择1F、3F、4F、5F、6F、9F, Bk为背景.

Fig. 1 The difference of two sample flares between 25–50 keV and 35–50 keV, which started respectively at 2002-11-14 22:20:00 UT and 2005-05-16 08:58:00 UT. 25–50 keV may contain super hot component, and thus 35–50 keV can better represent non-thermal radiation. Detectors choose 1F, 3F, 4F, 5F, 6F, and 9F, and Bk is the background.

2.2 参数确定

图2展示了统计参数的确定方法, 我们一共统计了3个参数, 分别是软X射线的峰值时间、硬X射线的结束时间和双足点源之间的距离. 选取耀斑前后两段时间作为背景, t_1 为35–50 keV下降到与背景流量相当(即去除背景后35–50 keV计数近乎为0)的时刻; GOES 1–8 Å光变的峰值时刻(t_2)与35–50 keV结束的时间差为延迟时间 $\tau = t_2 - t_1$; 双足点源之间的距离作为耀斑环长的标度, 选择探测器1F、3F–6F和9F, 使用Clean算法^[22]对25–50 keV在峰值时间附近成像, 在70%等高线的水平下得到两个足点重心的位置坐标 $A(x_1, y_1)$ 、 $B(x_2, y_2)$, 进而得到双足点源之间的距离 d (消除投影效应).

消除投影效应就是得到双足点之间的球面距离, 已知两个足点的坐标和太阳半径 R_{sun} , 通过(3)式得到双足点之间的球面距离 d :

$$d = R_{\text{sun}} \times \arccos[\cos(\varphi_1 - \varphi_2) \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \cos \theta_2]. \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \arccos \frac{y_1}{R_{\text{sun}}}, \quad \theta_2 = \arccos \frac{y_2}{R_{\text{sun}}}, \\ \varphi_1 &= \arctan \frac{x_1}{\sqrt{R_{\text{sun}}^2 - x_1^2 - y_1^2}}, \quad \varphi_2 = \arctan \frac{x_2}{\sqrt{R_{\text{sun}}^2 - x_2^2 - y_2^2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

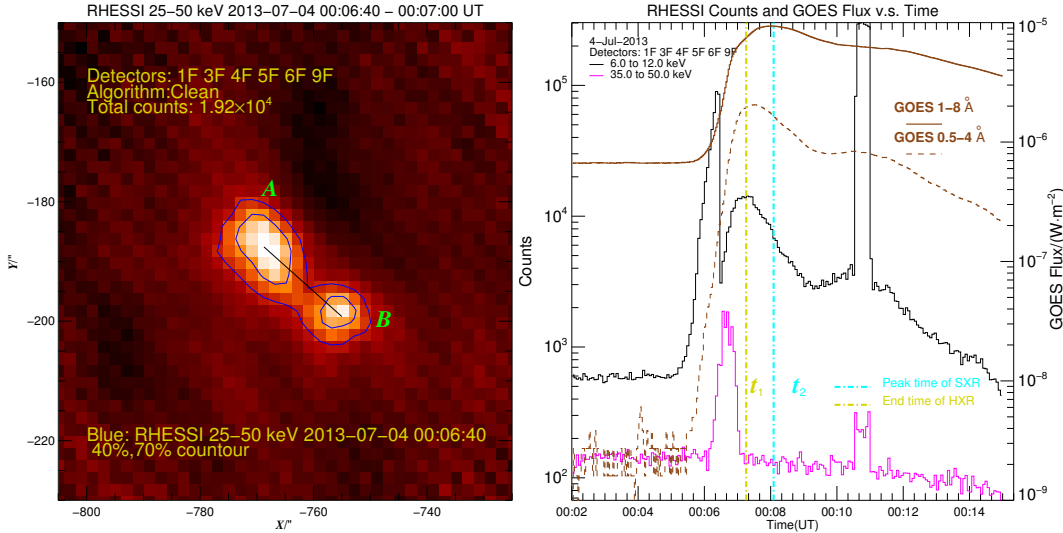


图 2 发生于2013-07-04的耀斑事例及其统计参量. 左图: 双足点源A、B之间的距离 d 为环长的标度. 图像采用日心坐标, 以角秒为单位. 右图: 延迟时间 $\tau=t_2-t_1$, 图中SXR和HXR分别为软X射线和硬X射线.

Fig. 2 A flare on 2013-07-04 and its statistical parameters. Left panel: d is the distance of two footpoints A and B, represents the loop length. Heliocentric coordinate in unit of arc seconds is adopted in this image. Right panel: Delay time $\tau=t_2-t_1$, SXR and HXR mean soft X-ray and hard X-ray, respectively.

2.3 误差来源

时间延迟 τ 的误差来自于RHESSI和GOES的时间分辨率, RHESSI时间分辨率为4 s, 2010年之前GOES分辨率3 s, 延迟时间的误差为 ± 5 s, 2010年开始GOES分辨率2.048 s, 误差相应减小; 双足点距离表征的环长误差来源于足点源的位置及大小, δx_1 、 δy_1 、 δx_2 、 δy_2 分别是足点位置坐标的误差, 是70%等高线水平下两个足点源区域内2维辐射强度分布的半高全宽. d 的误差 δd 由误差传递公式(5)式计算得到:

$$\delta d = \sqrt{\left(\frac{\partial d}{\partial x_1}\right)^2 \times (\delta x_1)^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial x_2}\right)^2 \times (\delta x_2)^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial y_1}\right)^2 \times (\delta y_1)^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial y_2}\right)^2 \times (\delta y_2)^2}. \quad (5)$$

对边缘耀斑, d 的计算误差 δd 很大, 所以我们的耀斑样本全部分布在日面上.

3 统计结果

根据第2节的判据, 我们在2002—2015年的耀斑事例中, 一共选取了276个脉冲耀斑作为统计样本, 其中C级耀斑201个、M级耀斑55个、B级耀斑20个, X级耀斑大多硬X射

线发射持续时间长、光变复杂,不是一个简单的脉冲,与我们的样本选择标准不符合,而B级耀斑太弱,少有35 keV以上的发射. 这些耀斑的详细列表见于文慧硕士论文^[23].

3.1 耀斑参量的统计分布

软X射线极大时刻相对硬X射线结束的延迟时间 τ 与双足点距离 d (表征环长)的统计分布如图3,左侧为时间延迟的分布,可以看出峰值位于0–20 s区间,并且右侧下降缓慢,说明延迟大于0 s的统计事例更多,大部分耀斑 τ 在2 min以内,延迟时间最大311 s. 延迟 $\tau \leq 0$ 的事例有49个,占总数的18%,最小延迟–66 s,这个结果说明了时间延迟 τ 为正在耀斑事件中占优,印证了Li等^[20]引入 τ 修正Neupert效应的必要性.

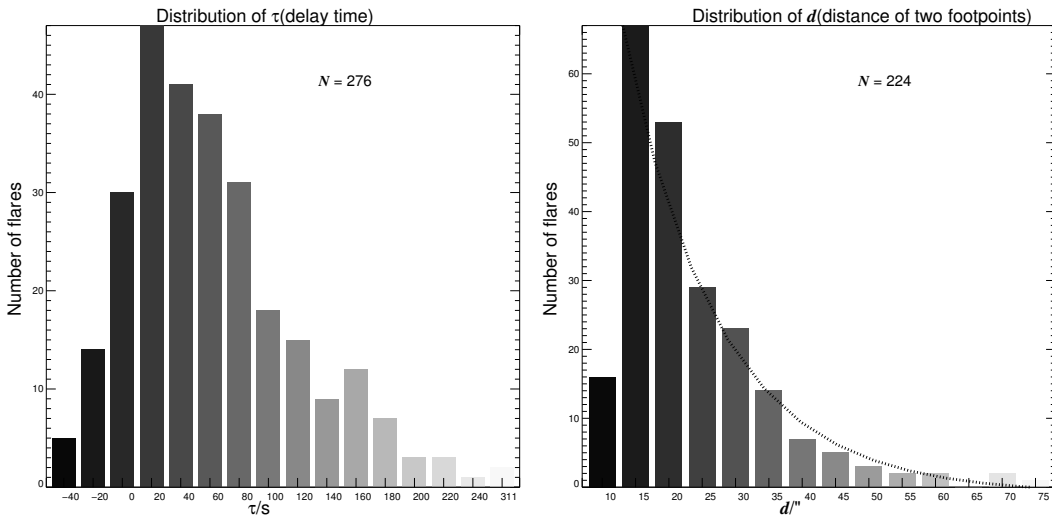


图3 耀斑统计参数分布图,其中 N 为统计样本数目. 左: 延迟时间 τ ,直方图中每一块代表20 s的统计区间. 右: 耀斑双足点距离 d ,每一块代表5''的统计区间,点线为 $d > 10''$ 时指数衰减拟合线.

Fig. 3 Distribution of flare parameters, and N is the number of statistical samples. Left panel: delay time τ , each bar in the histogram represents an interval of 20 s. Right panel: distance of two footpoints d , each bar represents an interval of 5'', the dotted line is an exponential decay fitting of $d > 10''$.

图3右图是环长标度 d 的分布,这部分统计样本数目比时间延迟的少一些,其原因在于,276个样本中只有一部分事例25–50 keV成像呈现双足点源的结构,图中的统计只包含双足点源事例. 从图中看到, d 在小于10''的事例较少, d 大于10''的比例占92%,其分布可以用指数衰减来拟合,与Li等^[20]对环长的讨论一致.

3.2 相关性

选择延迟时间 $\tau > 0$ 并且有双足点源的样本(共206个,其中1级数据123个)进行相关分析, τ 与 d 的相关性由图4显示,其中,横坐标是 τ 、纵坐标是 d ,图4左图是 τ 与 d 的散点图与线性拟合结果,由于小耀斑事件过于集中,我们采用对数坐标,如图右侧. 可以看出 τ 与双足点源距离之间有一定相关性,延迟时间越长耀斑环越长,图4左图画出了误差棒, d 有时存在大的误差,这部分数据总出现在偏离线性拟合线的位置,观察成像可以发现,它们全部靠近日面边缘, d 的计算确实存在很大的不确定性. 还有一部分数据 τ 很大但是 d 偏小,我们猜测这类事件可能存在其他的加热机制,但是在光变和硬X射线成像中无

法分辨, 需要进一步的分析.

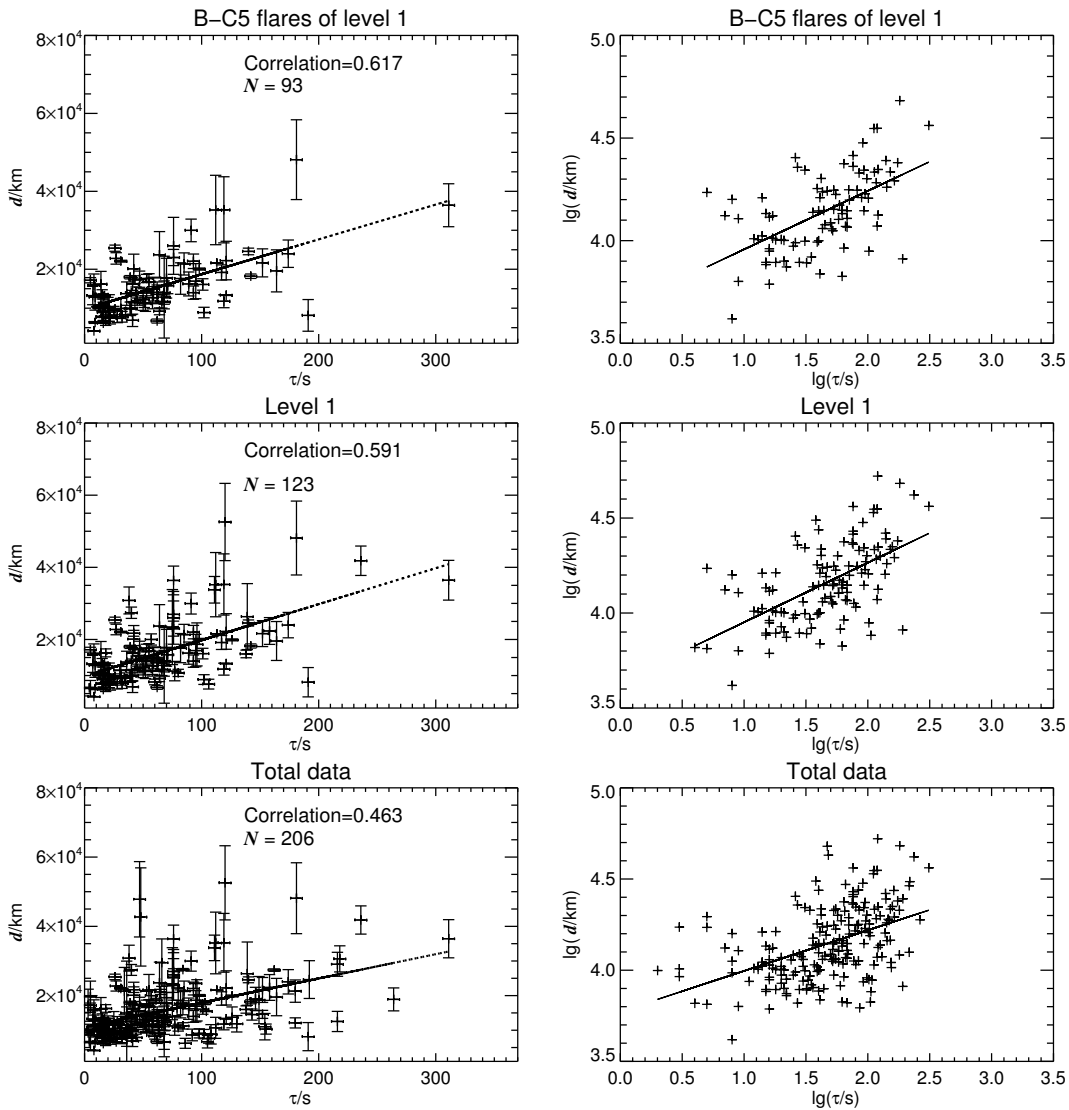


图 4 左: 延迟 τ 与双足点距离 d 散点图, 其中直线为线性拟合. 右: 对数空间中的时间延迟 τ 与双足点距离 d 散点图与线性拟合. 上: $\tau > 0$ 的 1 级数据中 93 个 B-C5 级小耀斑. 中: 123 个 $\tau > 0$ 的 1 级数据. 下: 206 个 $\tau > 0$ 事例.

Fig. 4 Left panel: delay time τ against distance of two footpoints d with linear fitting. Right panel: delay time τ against distance of two footpoints d with linear fitting in logarithmic space. Top panel: 93 B-C5 class sample flares of level 1 with $\tau > 0$. Middle panel: 123 flares of level 1 with $\tau > 0$. Bottom panel: 206 sample flares with $\tau > 0$.

206 个事例样本线性拟合相关系数 $cc = 0.463$, 123 个一级数据 $cc = 0.591$, 一级数据中 93 个 C5 以下小耀斑的统计 $cc = 0.617$, 说明延迟时间受环长的影响, 反映了耀斑环中的热辐射对于非热电子注入的响应过程与耀斑环长存在一定关系, 印证了 Li 等^[20] 关于时间延迟与环长关系的猜测.

4 讨论

4.1 个例展示

3.2节中提到有些事例延迟时间 τ 很长但是 d 偏小,可能存在其他的加热机制,这里我们考察发生于2013-10-22 00:14:00 UT的一个耀斑事例,光变与成像如图5,在25–50 keV能量范围内持续时间较短,但是软X射线光变十分缓慢,到达峰值较晚, $\tau = 180$ s,但是 d 仅 $16.71''$.为分析延迟过长的原因,我们考察其他波段的观测,图5下方3张图为SDO (Solar Dynamics Observatory)/AIA (Atmospheric Imaging Assembly) 131 Å波段的像,第1张图位于软X射线上升相,可以看到一个明显增亮的单环;随后单环辐射继续加强,并且环之上出现一个更大的环;最后在软X射线的衰减相只能看到大环的存在,原本的单环完全看不出.在这个过程中很可能存在环与环的相互作用,致使软X射线持续发射.这就解释了软X射线持续时间长的原因,环与环的相互作用释放的能量仅延长了软X射线的发射时间,没有引起25–50 keV的发射,所以在成像上也看不到双足点之外的其他源,由此看到环的结构对 τ 和Neupert效应的观测有很大影响.

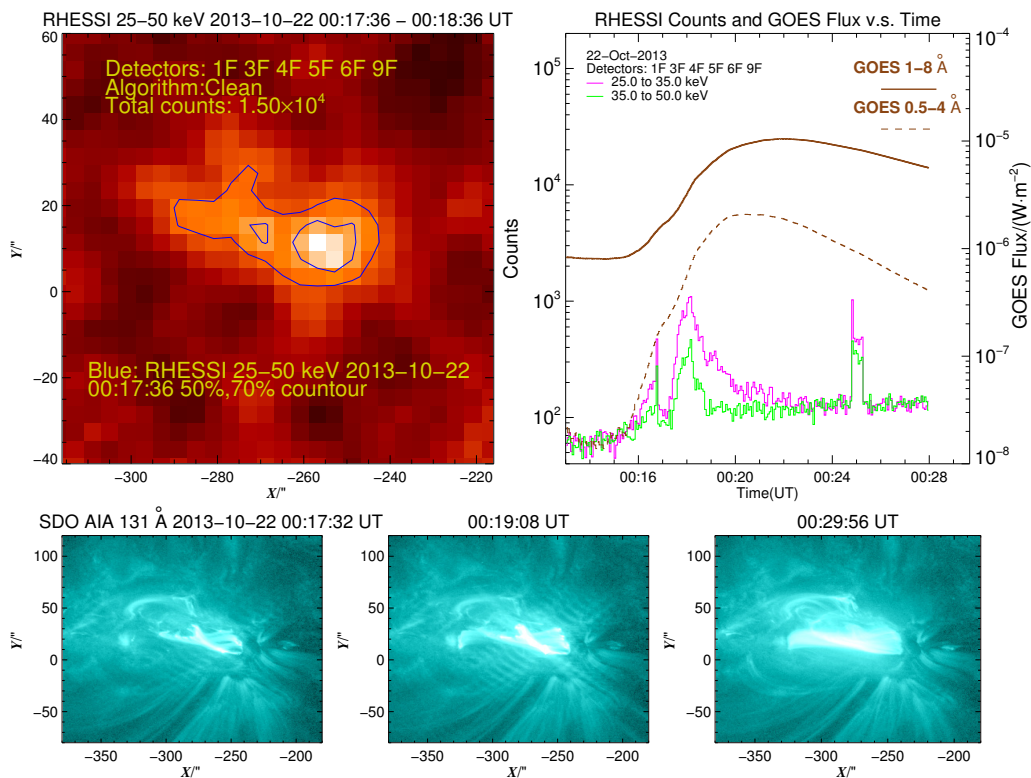


图 5 发生于2013-10-22的耀斑事例,延迟时间 τ 很长但是 d 偏小.左上: RHESSI 25–50 keV成像.右上: RHESSI和GOES光变曲线.下: SDO/AIA 131 Å图像展示了耀斑随时间演化的过程.

Fig. 5 A flare on 2013-10-22 with long delay time (τ) but small d . Top left panel: RHESSI image of 25–50 keV. Top right panel: lightcurves of RHESSI and GOES. Bottom: SDO/AIA 131 Å images show time-dependent progression of the flare.

作为对比我们再来观察一个线性拟合线附近的较好事例, 选择2013-07-04 00:03:00 UT发生的一个耀斑, 这个事例的光变和25–50 keV成像如图2, RHESSI 12–25 keV的成像与AIA 94 Å波段的像如图6. 在12–25 keV成像图中, 不同颜色等高线展示了色球蒸发过程中源随时间的移动, 初期12–25 keV源位于环的足点位置, 随时间推移两个源逐渐靠近, 最终在双足点之间的位置合并成一个较大的单源, 由此估算出的等离子体的色球蒸发速度约为 $219 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 与以往的观测结果一致.

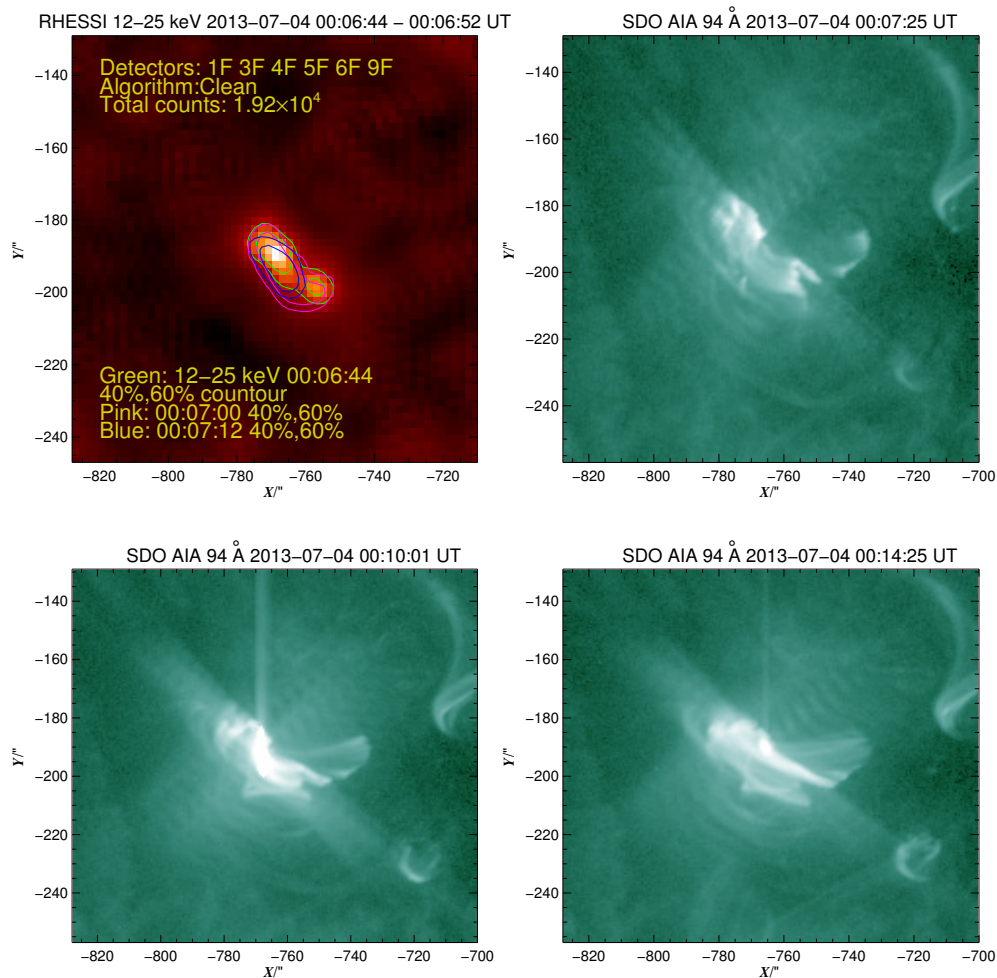


图6 发生于2013-07-04的耀斑事例. 左上: 12–25 keV源随时间的变化, 背景图像取自00:06:44 UT, 等高线展示了不同时间的12–25 keV发射源. 余下3张图是SDO/AIA 94 Å随时间变化的成像.

Fig. 6 A flare on 2013-07-04. Top left: Time-dependent source distribution at a given energy band of 12–25 keV. The background image was taken at 00:06:44 UT. The contours show the 12–25 keV sources at different time. Other three pictures show SDO/AIA 94 Å images with time evolution.

图6中也展示了AIA 94 Å波段的像随时间演化的结果, 耀斑初期足点增亮, 可以看出明显的环结构; 在软X射线达到峰值之后00:10:01 UT, 双足点之间的位置(环顶)急剧增亮, 说明色球蒸发物质到达环顶; 在软X射线的衰减相, 可以看到一个完整的亮环结构. 整个耀斑爆发过程中, 环的形态几乎没有变化, 不同时间成像的区别只在于环不同位置

的增亮. 这个过程清晰地反映了耀斑环中对非热电子注入后的响应过程, 被加热的色球等离子体沿磁力线向上蒸发至环顶, 同时辐射软X射线.

4.2 定量分析

由123个 $\tau > 0$ 一级数据的统计结果, 我们可以得到一个 τ (s)与 d (km)之间的线性拟合经验关系:

$$d = a\tau + b, \quad (6)$$

其中, $a = 96.7$ 、 $b = 10164.9$ 、 $\tau > 0$. 这样就得到了修正Neupert效应(2)式中 τ 与环长标度(足点距离)之间的定量关系. 在经典Neupert效应中, 非热转化成熟是瞬时的, 在修正Neupert效应中, 存在一个延迟 τ , 统计上讲, 环越长, 延迟时间越长. 这里我们将Li等^[20]提出的修正Neupert效应量化了.

线性拟合参数 a 、 b 是统计平均的结果, 可能包含较为复杂的物理过程:

(1) a 具有速度的量纲, 应该与色球蒸发过程有关. 我们假定耀斑环呈半圆形, 环足到环顶距离(半环长)为 L , 则 $L = \frac{\pi}{4}(a\tau + b)$, 即沿环的上升速度为 $\frac{\pi}{4} \sim 76.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. 这个速度比一般观测到的数百公里/秒的色球蒸发速度要小, 这一方面反映了色球蒸发在Neupert效应中的重要作用, 是造成非热转变成热时有延迟的重要原因. 但同时也说明不能单纯用色球蒸发来解释这里 d 与 τ 的经验关系, 它可能反映了耀斑能量释放过程的某种平均效应. 正如Li等^[20]所讨论的, 它们可能还与能量释放的时间结构、环的密度等多种因素有关. 硬X射线结束后, 软X射线极大并不是立即达到, 而是在耀斑环充满蒸发物质后的某个时间, 此时被蒸发等离子体的动能全部转化为热能, 软X射线才达到极大;

(2) $b = 10164.9$, 这个常数项 b 代表了延迟时间为0左右时, 双足点间的距离(km). 化成环足到环顶距离即 $L_0 = 7979 \text{ km}$, L_0 很可能是一个临界距离. $L < L_0$ 时, 延迟不存在, 只有 $L > L_0$ 才会出现延迟. 这不难理解, 在耀斑环比较短的情况下, 非热电子注入环足后引起的色球蒸发, 在短时间内就可以充满环, 加上非热电子注入有一个持续时间及其他能量过程, 延迟为正或延迟为负均有可能.

4.3 延迟小于0

在我们统计的具有简单光变的脉冲型耀斑中, 大部分 $\tau > 0$, $\tau \leq 0$ 的事例49个, 约为耀斑总数的17.8%, 我们对这部分 $\tau \leq 0$ 的耀斑成像, 发现它们多为致密耀斑(31个), 图7给出 $\tau \leq 0$ 样本的一个例子.

从图7中看, 即使这个源是由双足点源构成, 其足点间的距离也不过7000 km, 这小于4.2节中提到的临界值. 我们再来看 $\tau \leq 0$ 且有双足点源结构的18个事例, 它们 τ 和 d 的关系显示在图8中, 图中与X轴平行的直线表示4.2节中提到的临界距离 $b = 15.014'' = 10164.9 \text{ km}$. 从图8中可以看到 d 大部分小于临界距离, 只有3个事例略大于 b . 这部分样本也证明了临界距离的存在, 支持 $\tau > 0$ 时我们得到的相关性结论, 环长是导致延迟的重要原因, 环较小时延迟减小甚至为负. 在图8中并不能看出延迟时间小于0时 τ 和 d 的相关性, 一方面因为数据太少, 另一方面因为环长较短, 色球蒸发物质很快充满环, 此时非热能量可能还在持续注入, 使得能量过程变得复杂.

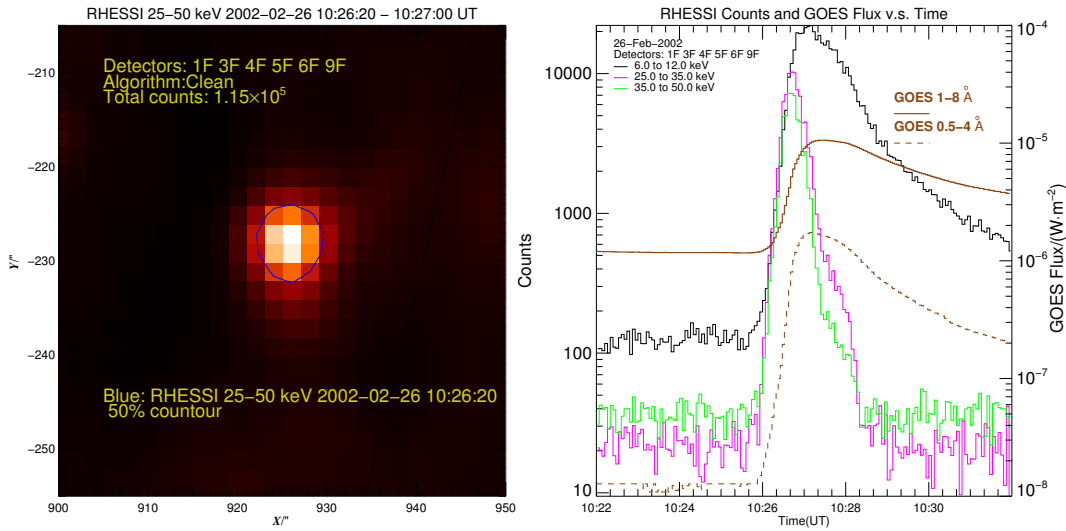


图 7 一个 $\tau \leq 0$ 的耀斑事例, 发生于 2002-02-26 10:25:00 UT 的 C9.6 级致密耀斑. 左: RHESSI 25-50 keV 成像. 右: RHESSI 和 GOES 光变曲线.

Fig. 7 A flare with $\tau \leq 0$, which is a C9.6 compact flare at 2002-02-26 10:25:00 UT. Left panel: RHESSI image of 25-50 keV. Right panel: lightcurves of RHESSI and GOES.

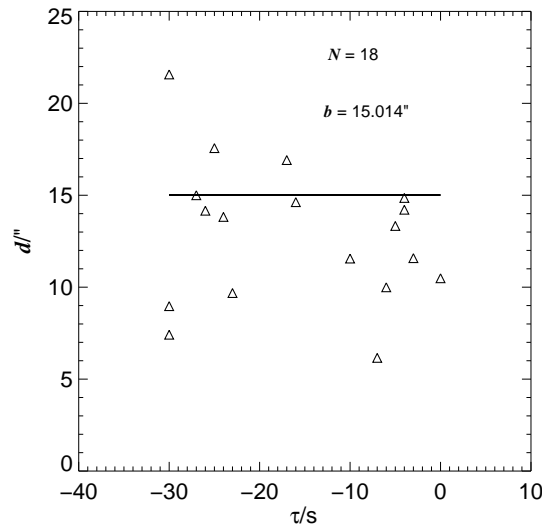


图 8 $\tau \leq 0$ 且有双足点源结构的事例(18个), 与横轴平行的直线表示临界距离 $b = 15.014'' = 10164.9 \text{ km}$.

Fig. 8 18 sample flares with delay time $\tau \leq 0$ and two footpoints, the straight line parallel to the horizontal axis represents the critical distance $b = 15.014'' = 10164.9 \text{ km}$.

5 结论

经典Neupert效应指出, 硬X射线结束时软X射线发射应该达到极大, 但是Veronig等^[8]的研究发现了一些耀斑软X射线峰值时间(t_2)明显晚于硬X射线结束时间(t_1) ($t_2 -$

$t_1 > 0$), Li等^[20]基于12–25 keV连续发射的非热成分与热成分双峰的分析,也发现了软X射线峰值时间相对硬X射线结束时间存在延迟,并引入参数 τ 提出修正的Neupert效应如(2)式.我们假设 $\tau = t_2 - t_1$,统计了2002—2015年间硬X射线光变简单、软X射线有对应发射峰的共276个耀斑事例的延迟时间 τ ,并研究了 τ 与环长标度 d (双足点源之间的距离)的关系,主要结果如下:

(1)在所选耀斑事例中只有17.8%的样本 $\tau \leq 0$,大多数样本呈现 $\tau > 0$,即软X射线的峰值时刻相对硬X射线的结束时间存在延迟,这与经典Neupert效应有偏差;

(2)对 $\tau > 0$ 且有双足点源的206个耀斑事例分析发现,延迟时间 τ 和环长标度 d 的相关系数为0.463,在25–50 keV单峰性较好的93个C5级以下样本中相关系数为0.617,说明环长是导致延迟的重要原因,环越长,延迟时间越长;

(3)存在一个临界值,半环长 $L_0 = 7979$ km,当 $L < L_0$ 时,延迟可以不存在.

这些结果对经典Neupert效应的修正提供了重要证据,证实了修正Neupert效应的必要性,并给出统计意义上的定量表达式(6)式.总的来说,加速的非热高能粒子沿磁力线沉降至色球,通过厚靶作用发射硬X射线,并与周围等离子体碰撞损失能量加热周围等离子体,加热的色球物质在压力梯度驱动下,沿磁力线向上膨胀填充耀斑环,同时辐射软X射线.耀斑环越长,被蒸发的等离子体充满环的时间越长,相对硬X射线结束时间软X射线越晚到达峰值,延迟时间越长.如果环长较小,色球物质很快充满耀斑环,是否延迟还受其他多种因素影响. Neupert效应是耀斑标准模型的基础,修正的Neupert效应可以解释更多的观测事例,是对耀斑物理认识的完善.当然,修正的Neupert效应尚需通过构建耀斑环非热加热动力学模型在理论上进行更好的检验.

参 考 文 献

- [1] Neupert W M. ApJ, 1968, 153: L59
- [2] Dennis B R, Zarro D M. SoPh, 1993, 146: 177
- [3] Lee T T, Petrosian V, McTiernan J M. ApJ, 1995, 448: 915
- [4] Tomczak M. A&A, 1999, 342: 583
- [5] 甘为群, 王德焯. 太阳高能物理. 2版. 北京: 科学出版社, 2016: 118-120
- [6] Brown J C. SoPh, 1973, 31: 143
- [7] Fisher G H, Canfield R C, McClymont A N. ApJ, 1985, 289: 414
- [8] Veronig A, Vršnak B, Dennis B R, et al. A&A, 2002, 392: 699
- [9] Veronig A M, Brown J C, Dennis B R, et al. ApJ, 2005, 621: 482
- [10] Gan W Q, Li Y P, Chang J. ChJAA, 2002, 2: 103
- [11] Warren H P, Antiochos S K. ApJ, 2004, 611: L49
- [12] Antonucci E, Gabriel A H, Acton L W, et al. SoPh, 1982, 78: 107
- [13] Gan W Q, Watanabe T. SoPh, 1997, 174: 403
- [14] Liu W, Liu S M, Jiang Y W, et al. ApJ, 2006, 649: 1124
- [15] Czaykowska A, Alexander D, De Pontieu B. ApJ, 2001, 552: 849
- [16] Ning Z J, Cao W D. ApJ, 2010, 717: 1232
- [17] Aschwanden M J, Benz A O. ApJ, 1995, 438: 997
- [18] Ning Z J, Cao W D, Huang J, et al. ApJ, 2009, 699: 15
- [19] Li Y P, Gan W Q. ApJ, 2006, 652: L61
- [20] Li Y P, Gan W Q, Su Y. RAA, 2009, 9: 1155
- [21] Aschwanden M J. ApJ, 2007, 661: 1242
- [22] Hurford G J, Schmahl E J, Schwartz R A, et al. SoPh, 2002, 210: 61
- [23] 于文慧. 太阳耀斑中Neupert效应的统计研究与X射线成像算法的测试. 合肥: 中国科学技术大学, 2020

Statistical Studies on Modified Neupert Effect

YU Wen-hui^{1,2,3} LI You-ping^{1,2} GAN Wei-qun^{1,2}

(1 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

(2 Key Laboratory of Dark Matter and Space Astronomy, Chinese Academy of Sciences,
Nanjing 210023)

(3 School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China,
Hefei 230026)

ABSTRACT The qualitative description of the Neupert effect is that there is a causal relationship between the pulse component (hard X-ray, microwave burst) and the gradual component (soft X-ray emission) in a flare. The initial energy of the flare is released in the form of accelerating particles. The energetic particles produce HXR (hard X-ray) via nonthermal electron bremsstrahlung as they lose their energies in the chromosphere. The SXR (soft X-ray) emission of the flare is the response of energetic particles injected into the chromosphere. According to the quantitative description of the classic Neupert effect, SXR should reach maximum instantly at the end of HXR emission (sign of nonthermal electron injection). However, previous observations have found that for quite a number of flares the SXR peak time (t_2) is significantly later than the end time of HXR (t_1) ($\tau = t_2 - t_1, \tau > 0$), deviating from the classic Neupert effect. In order to study the events deviating from the classic Neupert effect or not, we checked the RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) and GOES (Geostationary Operational Environmental Satellites) events list from 2002 to 2015, and found out flare samples that have simple lightcurves at 25–50 keV together with other criteria. A total of 276 flare samples were finally selected. We have analysed the τ distribution of these flares, as well as the relationship between the loop length (represented by the distance between two footpoint sources d) and τ . We found that: (1) 227 sample flares present $\tau > 0$, which means that about 82% of total samples deviate from the classical Neupert effect; (2) there is a roughly linear correlation between τ and d , that is, the longer the loop is, the later the maximum time of SXR with respect to the end of HXR; (3) there seems to have a critical distance, within which the classic Neupert effect works. These results confirm the necessity of modifying Neupert effect and expound its physical significance.

Key words Sun: flares, Sun: X-rays, methods: statistical