

太阳耀斑理论研究中的几个方面新评注

宋 慕 陶 刘 庆 忠

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

摘 要

本文着重叙述太阳耀斑的初始不稳定性方面的问题,先简述了一下耀斑的观测事实,从这些事实出发自然导致了目前流行的或大家基本共识的耀斑初始不稳定性——快速磁重联。进而从重联谈到粒子加速和各电磁辐射以引出耀斑现象的多样性,以便为研究类太阳天体中的耀发现象提供一些借鉴知识。

1 引 言

本文是在 1993 年 7 月北京天文台兴隆站召开的“类太阳天体观测和研究第一次会议”上的一个报告,旨在探索如何将太阳耀斑的研究成果用于类太阳天体的耀发现象。这里着重谈耀斑的初始不稳定性以及相关问题。

太阳耀斑的系统观测和理论研究已历经了三个活动峰年(19,20,21 周),目前 22 周峰年还在进行中。19 周是低分辨率的光学观测,几乎没有高空观测,这时期内(1958-1963 年)大家都称耀斑为色球爆发,已认识到它是一种电磁现象,需要用 MHD(磁流体力学)理论来解释。当时创立的 Sweet-Parker-Petschek 模型十分原始,远不能说明观测到的现象^[1,2]。20 周起高空观测(如 OSO 卫星和 SKYLAB 卫星观测)揭示了耀斑的主要部分应是粒子加速后引起的 γ 射线和硬软 X 射线等高能现象,光学效应应是次级现象。这样使得 70 年代的耀斑理论起了大的变化:耀斑的初始不稳定性发生区从色球上移到了低日冕。冕环的发现和 CME(日冕物质抛射)的频繁出现,使人们认识到耀斑主要是一种日冕现象,是低 β (β 是气压和磁压之比)等离子体中的爆发式不稳定性。在这时期内不少可控热核反应物理学家、磁流体力学家都转而研究耀斑理论。另外,计算机的迅速发展,数值模拟技巧为更多的人掌握,也推动了耀斑理论和磁湮灭(annihilation)的研究。21 周峰年发射了两个研究太阳的专用卫星 SMM 和 HINOTORI,取得了高时空分辨率的耀斑高空观测资料,许多耀斑理论概念都刷新了^[3]。80 年代召开了一系列专题讨论会,论证了耀斑的发生条件,粒子加速理论,能量传输理论,各波段辐射的产生理论等等。和前 20 年相比,目前对耀斑过程的了解已大大深化了,但耀斑理论以及数值模

拟则远赶不上,在许多方面还不能解释观测到的现象。这需要我们继续做大量的工作。

为了能自然地引出耀斑的初始不稳定理论,我们这里示出了一个耀斑的微波暴和硬 X 射线暴、 $H\alpha$ 耀斑的同时观测:从图 1 和图 2 可看出硬 X 射线暴出现在冕环的脚点处,和 $H\alpha$ 耀斑核的位置很接近,而微波暴则发生于冕环的弧顶处或两脚跟之间。这次观测虽不能代表所有耀斑特性,但却是一个典型,对目前流行的耀斑理论是个有力的支持:耀斑的初始不稳定发生于冕环顶,粒子加速后沿弧向下轰击色球导致 X 射线和其他现象^[3]。为了说明耀斑不稳定性的另一性质——尖峰性或脉动性,图 3 给出一个典型硬 X 射线暴的时间演化。许多时标为几秒的尖峰结构代表了不连续的能量释放过程,这是耀斑不稳定性区别于炸弹爆震波的主要特点^[4,5]。为了说明耀斑的另一重要性质——脉

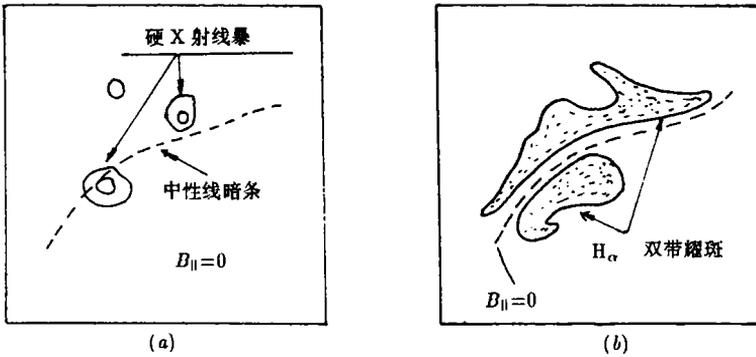


图 1 1980 年 5 月 21 日耀斑

(a) 硬 X 射线暴和磁中性线 $B_{||}=0$, (b) $H\alpha$ 双带耀斑

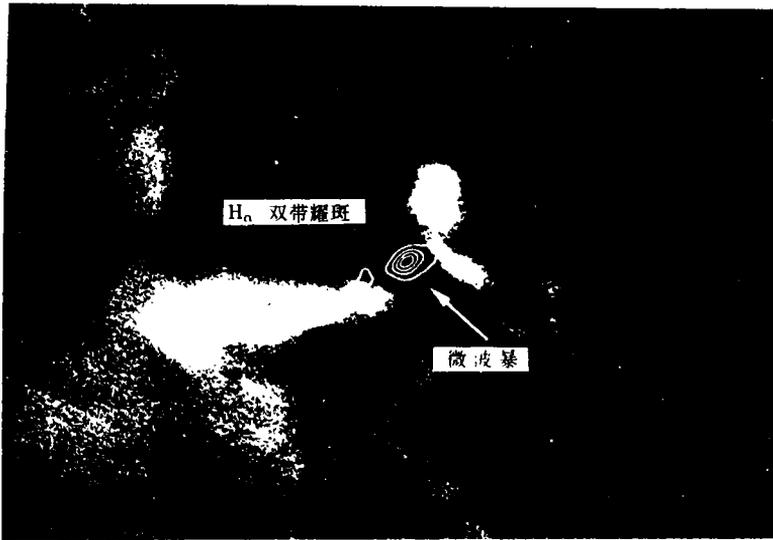


图 2 $H\alpha$ 耀斑和相应的射电微波暴 (15GHz)

冲相后跟随渐变相，我们在图 4 里示出一个典型的耀斑：脉冲相于 19^h20^m(UT) 结束，代表渐变相的软 X 射线暴和紫外线暴正在上升阶段，几分钟后才到极大。这展示耀斑的非热(脉冲)阶段和热(渐变)阶段的区别和联系。自然有不少耀斑仅有渐变相，这种热性质式耀斑已超出本文研究范围 [6,7]。

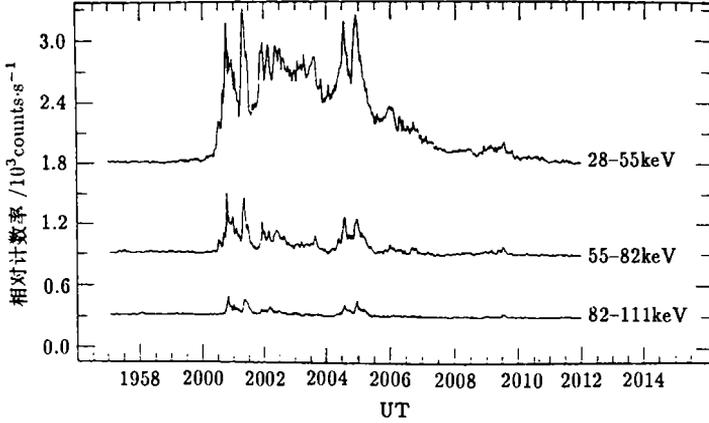


图 3 OSO 卫星观测到的一个硬 X 射线暴，三个通道处流量 - 时间演化图

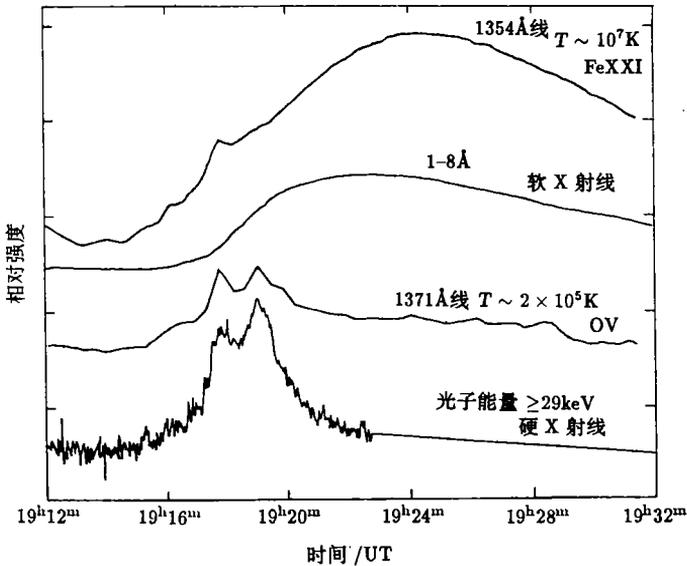


图 4 1980 年 11 月 1 日耀斑的软硬 X 射线观测以及紫外谱线 Fe X X 1(1354Å), O V (1371Å) 观测

第二节介绍耀斑的初始不稳定性，包括耀斑前的储能过程和导致耀斑发生的各种可能的不稳定性，这是本文的主要部分，我们不平行并列地写出各种不稳定性，而是选择那些能为更多观测事证实的，为较多的人接受那些机理。第三节叙述耀斑过程中的粒子加

速和所产生的主要电磁辐射, 这是一个内容丰富的大课题, 迄今还没有较统一的机理。我们在这里仅联系到初始不稳定性, 说明能量一旦释放之后会导致粒子加速和各种波长的电磁辐射。第四节谈耀斑能量传输问题, 主要指从发生地起向下传输的问题, 即通常说的高温耀斑 (X 射线暴) 和低温耀斑 (色球爆发) 的关系问题。

2 耀斑的初始不稳定性 (储能机制和相关的各种等离子体不稳定性)

耀斑的储能和触发机理已争论了 30 多年, 现已逐渐形成一些共同的观点, 这样便为理解类太阳天体中的爆发现象 (如耀发等) 提供了背景材料。首先一致地认为耀斑能量来自储存在磁场中的自由能, 即基态势场磁场是不能释放能量的, 只有 stressed magnetic field (压缩或剪切后的高位能态磁场) 才可转变为耀斑的能量。其次耀斑能量的初始释放区是在冕环里, 已为观测证实: 单个环的弧顶, 或两环相交处或多环结合处^[8-10]。这样一个正确的可能的耀斑储能机制应该是和冕环相关的磁场中的储能。和单冕环相联系的是扭折 (kink) 储能^[11], 和双环多环相关的是剪切 (shear) 和挤压储能^[12,13]。表达单环储能可用柱对称的非线性无力场

$$B = B_0 \left(0, \frac{(r/r_0)}{1 + (r/r_0)^2}, \frac{1}{1 + (r/r_0)^2} \right)$$

因 $B_\phi/B_z = (r/r_0)$ 随半径 r 递增, 相邻 (半径近似相等) 磁力线相互剪切, 在 MHD 不稳定性或流动压缩下会形成局部电流片导致磁能释放。近 20 年来大家在分析活动区磁场和耀斑的关系时, 都习惯于算磁场剪切角演化, 即先算出该活动区的势场分布 (以相同的光球垂直磁场作边界条件), 然后同观测到的向量磁图对比, 以定出剪切角。剪切角大处通常耀斑出现的几率就特高。另一个大致等价的方法是计算活动区的垂直电流 (即横场的旋度), 一般而言, 耀斑倾向于出现在垂直电流大的区域。这些工作实质上就是从观测方面间接证明磁场的挤压和剪切是耀斑储能的基本机理^[13]。还有一个等价形式是 Alfvén 早在 1967 年就曾用过的计算冕环中的电感电动势电流组成的等效电路, 后来为 Martens, Kuperus 等所发展, 即用电流率代替 stressed magnetic field, 这也是一种正确的储能机制^[14-16]。

同比较一致的储能机制相比, 导致产生耀斑的不稳定性机理却众说纷云。为了给类太阳天体研究提供一个背景, 我们在这里比较武断地选择以下三类不稳定性: 快速定常重联、结合不稳定性和撕裂模不稳定性, 作为产生耀斑初始不稳定的主要机制, 因为它们已经过近 20 年来的观测、数值模拟和理论研究的考核, 其内部矛盾困难 (Dilemma) 比较少。

2.1 快速定常重联

定常重联即 $\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$, 在外来源驱动下反方向的磁场被压向一个小区域中, 磁力线重联后在两个方向上出现近 Alfvén 速的喷流。这是从原始的 Parker-Petschek 耀斑模型逐渐形成的定常重联基本模式。经 Forbes, Priest, Biskamp 等人的大量工作 (数值模拟和

理论研究) 之后, 已为大家普遍引用^[17-22]。其基本思想是造出一个磁位形来, 能够将一个大耀斑所需的能量 10^{32}erg 在约 10min 内在 $(10^9\text{cm})^3$ 小体积中释放出来。这需克服以下理论上的困难: 太阳等离子体电导率大, 磁力线因冻结效应随流体运动, 反向的磁力线被流体带入磁扩散区(湮灭区)后气压增大, 自动抑制了磁湮灭率的迅速增大。这类机制虽比较成功, 但遇到了同粒子加速机理的联系问题, 而且定常重联不会引起短至 1s 以下的爆发式重联, 这要求我们应超出磁流力学的框架去研究等离子体物理的新成就。

2.2 并合 (coalescence) 不稳定性

并合不稳定是非定常重联 ($\frac{\partial}{\partial t} \neq 0$), 会引起爆发式重联, 产生耀斑粒子的初始加速。如上所述, 为研究耀斑中的重联必须超出磁流力学范畴, 而分别处理电子群和正离子群。此类不稳定性首先是在 Tokamak 等离子体实验中发现的^[23], 之后用到耀斑电流片中重联时产生的磁岛上去, 数值模拟发现磁岛间的非线性相互作用结果, 劳伦兹力将两岛迅速吸引在一起相互熔合, 然后强烈释放能量^[24]。Sakai 和 Tajima 作了一个简单解析解, 当 $\beta \ll 1$ 气压可忽略时, 两岛熔合导致爆炸式重联, 磁流湮灭率呈幂律陡增如:

$$\Delta\dot{\psi} \approx v_x B_y \sim (t_0 - t)^{-7/3}$$

感应的强电场可在微秒至毫秒级时间内同时加速离子和电子^[25,26]。并合不稳定的优点是将时标从秒或十多分钟量级减小到微秒、毫秒量级, 这可用来理解硬 X 射线暴中的尖峰 (spike) 结构; 它还将耀斑的热性质 (重联后放能生热) 和非热性质 (粒子加速) 联系在一起; 它将定常重联所需微小扩散区 (小到厘米量级) 增大为一系列磁孤岛间的非同时同步的断续式重联, 这样重联的时间和空间都增大了, 易于与观测到的耀斑源区大小比较, 也克服了理论上的 Dilemma。

2.3 撕裂模不稳定性

撕裂模不稳定性也是在 Tokamak 实验中发现的, Furth 等人在 1963 年的先驱工作是求出线性不稳定性的解析解, 对应的磁湮灭时间 (线性增长率的倒数) 为^[27]:

$$\tau_R \sim \tau_A^{2/5} \tau_D^{3/5}$$

τ_A 和 τ_D 分别为 Alfvén 速和磁扩散速横跨扩散区厚度的时间, τ_D 会大到几天至两星期, 所以这样的湮灭时间约为几小时, 与耀斑脉冲时间 10min 相比显得太长。但后来数值模拟和近似解的结果证明非线性撕裂模不稳定性有着全新的性质: 它无需外来的驱动压缩速度, 也不要外区边界条件, 就可以在电流片中出现磁孤岛。这一发现非同小可, 它补充上两类不稳定性的缺点——如何产生磁孤岛, 还暗示着耀斑爆发似乎可以不需触发机制: 即电流片形成后, 电流值达到某一阈值耀斑就可开始。Spicer 将撕裂模不稳定性用于耀斑提出重叠 (overlap) 位形, 增加了正负磁力线交叉相遇处, 结果使磁重联率大大提高^[28]。

关于耀斑的释能速率问题, 可以将模型参量估计值同观测比较。Tandberg-Hanssen 和 Emslie 曾给出能量释放率对比: Petschek 模型为 $2 \times 10^{13}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$, 撕裂模 (Tearing mode) 模型为 $7 \times 10^{25}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$, Spicer 模型为 $3 \times 10^{31}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ 。显然他们取的参数不够合理, 对 Spicer 模型高估了^[6]。结合以上三类不稳定性和观测结果, 我们认为耀斑释能

率取在 10^{28} 至 $10^{29}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ 为好, 即假设在 1000s 内大约有 1000 对磁孤岛合并, 每合并对应的爆炸式磁重联约在 1s 内放出 10^{29}erg 能量, 这样在 1000s(15min) 内大约放出 10^{32}erg 能量。

联合以上三类重联机制, 可得到适合目前观测结果的大致统一的耀斑初始不稳定性机理: 两个冕环或多个冕环在弧顶(或弧脚)相遇(相遇过程可用定常重联机制), 形成局部的电流片。在电流片内因撕裂模不稳定性而出现一系列磁孤岛, 孤岛间的结合不稳定性导致磁场的爆炸性重联, 瞬时电场同时加速离子和质子。在脉冲相时间 $10^2\text{--}10^3\text{s}$ 内重联释放能量是断续地(近似连续地)在不同局域地点(因磁岛的位置略有不同)不断地进行, 这导致观测到的 X 射线事件、EUV 事件、粒子事件, 总是以振荡或许多小型尖峰形式组成。这样的统一耀斑机制能解释大部分大中小耀斑, 代表耀斑物理本质的主流部分, 但对只有渐变相的热性耀斑, 这类机制失效。

2.4 与热耀斑有关的不稳定性

以上的耀斑初始不稳定性机理有利于产生非热电子, 即利于非热耀斑那样的类型, 但确实有不少耀斑是渐变式的没有脉冲式硬 X 射线辐射。因此热耀斑的产生机制是不能回避的, 这里的关键问题是如何将经典阻抗(即热平衡麦克斯韦粒子分布函数下的电导率之倒数)提高 4 个量级, 使扩散区(磁湮灭区)不致太小(小至厘米立方量级), 并产生足够的高温和热量, 这里非引进等离子体不稳定性不可。许多作者都假定耀斑电流片里出现了微观不稳定性, 产生强的磁声波等离子体湍动, 因而出现反常电阻而减小电导率几个量级, 磁场自由能量的热耗散引起了热型耀斑^[29,30]。自然也可能出现其他的微观不稳定性, 如等离子体孤立子波强湍动提高了电阻抗^[31], 以及下面讲到的高能粒子在耀斑环内迅速的热化, 从而造成粒子能量转化为热能^[6]。

3 脉冲相时的粒子加速和耀斑的主要电磁辐射

二十周太阳峰年(1964–1975 年)的高空观测形成了一个重要概要: 耀斑物理的主要部分是带电粒子的加速问题。当时 de Jager 等提出的二相加速^[32]概念, 是指脉冲相中的加速为粒子初始加速或一相加速(优先加速电子至 100keV 能量), 10–20min 之后的加速为二相加速(加速粒子至几个 MeV 能量), 这概念是基于当时低时空分辨率的 X 射线等的高空观测。在二十一周峰年, 发射了两个专门观测耀斑的卫星 SMM 和 HINOTORI, 对耀斑作了较系统的高时空分辨率 X 射线、远紫外各波段以及地面光学射电波段的同步观测。分析观测结果表明以前的二相加速概念应替代为二步加速机制(two-step particle acceleration), 这两个概念的差别在于二步加速前后相差仅 1 至几秒, 都产生于耀斑脉冲相中, 而二相加速前后相差几十分钟, 第二相加速在脉冲相之后。为什么有这样的概念变化呢? 因为观测显示: γ 射线暴(核反应过程 ${}^1\text{H}+{}^1\text{n}\rightarrow{}^2\text{H}+\gamma$, 质子捕获中子后发射 γ 光子)和硬 X 射线(韧致辐射)暴几乎同时产生(同步性准至 1s 内), 暗示着加速离子至 MeV(以离子撞击重核原素产生中子, 为 γ 暴提供中子源)和加速电子至几百 keV(电子的中等相对论性能量, 韧致后产生硬 X 射线)是同时出现的, 这就是所谓的第一步加速。约 1s 之后耀斑某过程再将离子加速至 10MeV 以上能量, 而电子则被加速到 MeV

能量 (电子的高相对论性能量), 这就是第二步加速的概念 (观测效应是高能区的 X 射线和 γ 射线辐射推迟 1s 后出现)^[3,33,6]。

由于二步加速概念的出现, 便限制了各加速机制在耀斑中的应用。这里选择介绍三类加速机制。(1) 直接电场加速: 在耀斑的初始不稳定中例如结合不稳定性, 出现了强的瞬时电场, 这会导致电子和离子的同时加速^[25,34], 适于解释耀斑的第一步加速过程; (2) 激波中的加速: 这种加速机制早在地球磁层物理, 宇宙射线物理中就有广泛的应用。在耀斑物理中, 70 年代时用它解释同 II 型射电米波暴相关的激波加速高能粒子。而现在我们则可用它来理解耀斑的第二步加速。耀斑产生的高温和能量大量释放, 必然导致磁流体力学激波的出现, 这种激波群的紊乱性质和激波阵上电场的间断性质, 一定导致一阶费米 (Fermi) 加速, 即粒子在对撞的 (或正靠近的) 两激波阵间反射, 每一对反射将得到一小能量增益:

$$\Delta E = \frac{1}{2}m(2\mu + v)^2 - \frac{1}{2}mv^2 \approx 2muv,$$

v ——粒子速度, u ——激波阵速度。相应总增益需按某一统计规律积分。激波阵上电场的间断会导致粒子加速, 是因为粒子绕磁力线作螺旋运动, 一会儿在阵外一会儿在阵内, 其能量增益也会按某种统计性得到, 这也属于一级费米加速。由于激波能量很大, 所以受第一步初始加速的粒子进入激波后, 恰作为受加速粒子的注入条件, 在激波里的加速就是进一步的加速, 直至加速到高相对论能量, 因而激波加速可作为第二步加速的最可能机制之一; (3) 电双层 (double layer) 中的加速: 早在 1967 年 Alfvén 提出的电路中断产生耀斑的机制, 就指出在电路中断处出现局部的真空导致强电场出现, 会引起带电粒子加速^[15,35]。十年之后才知道这就是电双层——等离子体物理中的新现象: 当电流超过某一阈值后出现一自维持的静电位 (在局部小区域违反准电荷中性原则), 这样的强电场就能同时加速离子和电子^[36,37], 可适用于理解耀斑的第一步加速。自然还有别的加速机制, 如 Alfvén 波和磁声波中的加速机理^[38,39], 但这已属次要的了。

这里需注意, 我们并不排斥 de Jager 的第二相加速的提法, 因为 II 型射电米波暴确和激波加速相联系, 发生在耀斑开始约 20min 之后, 但这不属于耀斑的脉冲相中的现象。II 型暴是某些耀斑的伴随现象, 不代表耀斑物理的本征属性^[3]。

下面简叙一下耀斑主要的电磁辐射, 尽管它已超出本文的主要内容——耀斑初始不稳定性, 但耀斑物理的多样性和复杂性, 都是从分析电磁辐射特别是短波长辐射——X 射线, γ 射线, 远紫外区而得到的。首先硬 X 射线暴和微波暴是最突出的耀斑电磁辐射, 观测启示它们应是同一非热电子源产生的, 硬 X 射线产生在冕弧的两脚根, 微波暴出现在弧顶, 这是廿一周峰年 SMM 卫星观测的重要结论之一。一般认为硬 X 射线是由被加速的非热电子轰击稠密的色球而产生的韧致辐射 (即厚靶理论)。而微波暴则是同一群非热电子在弧顶产生的回旋同步辐射。这样, 在研究了 SMM 观测资料后, 70 年代时流行的薄靶理论和微波暴电子数高估矛盾问题, 已很少被人们再提及了 (即似乎问题澄清了)^[3]。自然微波暴还有其他机制, 如等离子体集体过程产生的辐射。硬 X 射线也有热模型机制, 如回返电流引起的离子声湍动减小了初始电子流速, 使冕环温度升至 10^8K 而发射硬 X 射线, 但我们认为这已是非主流机理了。

耀斑里 EUV 远紫外暴和硬 X 射线暴,基本上同时出现。这证明耀斑非热电子向下传输引起的热化作用非常之快,原来稠密而冷的色球迅速热至 10^6K 而发射 EUV 辐射。分析耀斑 EUV 暴资料时,也发现会出现电子数高估问题(类似于微波暴),即按产生硬 X 射线的电子数来计算 EUV 强度,会导致高得多的 EUV 辐射。最有趣的是色球 $H\alpha$ 辐射在耀斑脉冲相时也基本上和硬 X 射线暴同步出现(准至 1s)。从耀斑发生地至色球 $H\alpha$ 亮核,若以快电子传输需 1s 的延迟,而以流体力学传输则约需 10s 的推迟。从紫金山天文台色球观测多年的经验看,也证实这种 $H\alpha$ 辐射出现的即刻性^[40,41]。另外,白光耀斑观测显示耀斑的强连续辐射,也大致与硬 X 射线暴同步出现。此外,射电米波 III 型暴也是耀斑脉冲相中与 X 射线暴大约同时出现的现象之一。

4 耀斑脉冲相中的能量传输问题

这个问题本应超出耀斑初始不稳定性范围,但由于它涉及一个重要的观测现象——低温耀斑(即色球爆发或 $H\alpha$ 光学耀斑)和高温耀斑(X 射线暴)的关系问题,另外还涉及到耀斑的非热性质和热性质的关系问题,因此非热电子在脉冲相里被加速后如何沿冕弧向下传输能量,是近 20 年来大家不断研究的课题。早期的工作是简单地计算初始非热电子的库仑阻尼导致的碰撞加热,使色球迅速升温,色球蒸发,并计算由此引起的 $H\alpha$ 线谱线轮廓。之后进展到研究纯热传导引起的耀斑高温区(10^8K)向下传播,估计出温度梯度 $\nabla T = (p/kT)^2 S/Q(T)$ 引起的向下的热能流 $F_{\text{cond}} = kT^{5/2} S \nabla T$; 另外就是研究辐射致冷引起的能量转移。例如一个 2B 级耀斑可产生 $F_{\text{cond}} = 1.4 \times 10^{31}\text{erg}$, 其辐射能损为 $E_{\text{rad}} = 2.2 \times 10^{31}\text{erg}$ ^[3,6]。这样简化地处理高速运动的电子流,引起了等离子体物理学家的非议。1977 年 Hoyng 和 Sturrock 提出了反向流动电流概念,指出出现这样猛而强的电子流,将在电荷和电流连续方程上引起不平衡。只考虑单电子的库仑阻尼是不够的,必须有反向电流出现,才能维持电荷的准中性^[42,43,44]。另外,从等离子体物理学已知,强电子流一定导致双流不稳定性。以上这两个因素将引起耀斑区的迅速热化^[3]。这样就使耀斑的非热过程和热化过程交织在一起,使高温的 X 射线暴和低温的 $H\alpha$ 耀斑紧密地相连。所以,耀斑脉冲相中的能量传输课题的细致研究,成了理论联系观测的纽带。

在耀斑后期的渐变相时期内,还有许多丰富的物理现象:大气反响,色球蒸发,物质抛射现象(CME),耀斑伴随的米波 I, II, III, IV, V 型暴和 U 型暴以及许多行星际空间激波,粒子传播现象等等,都已超过本文的范围,我们不叙及这些问题。

参 考 文 献

- [1] Parker E N. Ap. J. Suppl., 8: 177
- [2] Petschek H E. Proc. AAS-NASA symp. on the physics of solar flares, NASA SP-50, 1964: 425
- [3] Kundu M R, Woodgate B eds. Energetic phenomena on the Sun SMM flare workshop proceedings, NASA conference publ. 2439, Dordrecht: Kluwer, 1986
- [4] Kane S R et al. Ap. J., 1979, 234: 669

- [5] Dulk G A, Kiplinger A L, Winglee R M. *Ap. J.*, 1992, 389: 756
- [6] Tandberg-Hanssen E, Emslie A G. *The phys. of solar flares*, Cambridge Astrophys. Series. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988
- [7] Tandberg-Hanssen E *et al.* *Solar Phys.*, 1984, 90: 41
- [8] Duijveman *et al.* *Solar Phys.*, 1982, 81: 173
- [9] Marsh K A, Hurford G J. *Ap. J. Letters*, 1980, 240: L111
- [10] Zhang Z D *et al.* *Solar Phys.*, 1993, Submitted.
- [11] Gold H, Hoyle F. *M.N.R.A.S.*, 1960, 120: 89
- [12] Smith J B *et al.* *Bull. Am. Astron. Soc.*, 1979, 11: 440
- [13] Hagyard M J *et al.* *Solar Phys.*, 1984, 91: 115
- [14] Martens P C H. *Solar Phys.*, 1986, 107: 95
- [15] Alfvén H, Carlquist P. *Solar Phys.*, 1967, 1: 220
- [16] Kuperus M, Tandberg-Hanssen E. *Solar Phys.*, 1967, 2: 39
- [17] Forbes T G, Priest E R. *Solar Phys.*, 1983, 81: 303
- [18] Forbes T G, Priest E R. *Rev. Geophys.*, 1987, 25: 1583
- [19] Biskamp D. *Phys. Letters*, 1982a, 871: 375
- [20] Biskamp D. *Z. Naturforsch.*, 1982b, 37a: 840
- [21] Biskamp D. *Physica Scripta*, 1982c, T22: 405
- [22] Podgornyj A I, Podgornyj I M. *Solar Phys.*, 1992, 139: 125
- [23] Rutherford P H. *Phys. Fluids*, 1973, 16: 1903
- [24] Bhattacharjee A, Brunel P, Tajima T. *Phy. Fluids*, 1983, 26: 3332
- [25] Sakai J I, Tama T. In: *Proc. of the Joint Varenna-Abastymani Int. School and Workshop on Plasma Astrophys*, ESA SP-251, [s.l.]:[s.n.], 1986: 77
- [26] Sajai J I, de Jager C. *Solar Phys.*, 1991, 134: 329
- [27] Furth H P, Killen J, Rosenbluth M N. *Phys. Fluids*, 1963, 6: 459
- [28] Spicer D S. *Solar Phys.*, 1977, 53: 305
- [29] Sturrock P A. In: Kiepenheuer K O ed. *Structure and development of solar active regions*, Proc. IAU symp. No. 35, Budapest, 1967, Dordrecht: Reidel, 1968: 471
- [30] Kaplan S A, Tsyrovich V N. *Plasma astrophys.* New York: Pergamon, 1973
- [31] Song M T, Wu S T, Dryer M. *Astrophys. Space Sci.*, 1989, 152: 287
- [32] de Jager C. In: de Jager C, Svestka Z eds. *Solar flares and space research*, Tokyo, 1968, Amsterdam: North-Holland Publ., 1969:1
- [33] Verma V K. *Astrophys. Space Sci.*, 1991, 183: 317
- [34] Winglee R M *et al.* *Ap. J.*, 1991, 375: 382
- [35] Alfvén H. In: Williams AC, Moorehead T W eds. *Double layers in astrophys.*, NASA conf. publ. 2469, [s.l.]:[s.n.], 1987
- [36] Alfvén H. *Cosmic plasma*. Dordrecht: Reidel, 1981
- [37] Borovsky J E. *Phys. Fluids*, 1983, 36: 3273
- [38] Miller J A. *Ap. J.*, 1991, 376: 342
- [39] Zweibel E G, de La Beaujardiere J -f. *Geophys. Res. Lett.*, 1990, 17: 2051
- [40] Kaempfer N, Schoechlin W. *Solar Phys.*, 1982, 78: 215
- [41] Kaempfer N, Magan A. *Ap. J.*, 1983, 274: 910

- [42] Hoyng P *et al.* *Solar Phys.*, 1976, 48: 197
[43] Knight J W, Sturrock P A. *Ap. J.*, 1977, 218: 306
[44] McClements K G. *Astron. Astrophys.*, 1992, 258: 542
[45] Hoyng P *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1981, 246: L155
[46] Tandberg-Hanssen E, Martin S F, Hansen R F. *Solar Phys.*, 1980, 65: 375

(责任编辑 刘金铭)

Some New Comments on the Theories for Solar Flares

Song Mutao Liu Qingzhong

(*Purple Mountain Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)

Abstract

In this paper we draw our attention to the summarization of the problem of how solar flare initial instability takes place. At first some basic observational facts are briefly mentioned from which a well-known initial instability for flares—fast magnetic reconnection, is followed. Furthermore, a great variety of phenomena associated with solar flares, such as particle acceleration, various electromagnetic emissions etc. , is described in order to provide some useful information for astrophysicists in the study of the energetic flare phenomena occurring in the Sun-like celestial bodies.