

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.03.02

磁中子星巨耀发的观测和理论研究

蒙 盈¹, 林 隽^{1,2}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650011; 2. 中国科学院 天文大科学研究中心 北京 100012)

摘要: 软 γ 重复暴 (soft gamma-ray repeater, SGR) 被认为产生于磁中子星。发生在 SGR 上的巨耀发在短时标内释放出大于 10^{39} J 的巨大能量, 被认为是宇宙中已知最强的能量释放过程之一, 其剧烈程度仅次于超新星爆发和 γ 暴。详细介绍了几种磁球层理论模型, 并重点介绍了以太阳爆发日冕物质抛射灾变理论为基础建立的磁中子星巨耀发的磁流体力学的半解析模型。在模型中, 板块的转动或错位造成磁球层内磁场的扭缠, 从而导致磁通量绳的形成和磁能缓慢的积累。当积累的能量超过阈值, 系统就会失去平衡, 然后产生爆发并释放能量。用该模型计算的 SGR 1806-20, SGR 0526-66 和 SGR 1900+14 这 3 次巨耀发的光变曲线都与观测基本相符。此外, 有关磁中子星巨耀发的磁流体动力学的数值模拟工作也得到了全面的展开, 通过求解各种初始条件和边界条件下的磁流体力学方程组, 计算机的数值模拟可以得到磁中子星巨耀发过程中的磁场形态演化和内部精细结构。

关键词: 磁流体动力学; 磁重联; 中子星; 吸积盘; 黑洞

中图分类号: P145.6 **文献标识码:** A

1 引 言

磁中子星上发生的巨耀发很罕见, 它是宇宙中最剧烈的能量释放过程之一。目前, 这种现象的起源和物理机制还没有得到合理的解释, 但是它们都被认为与系统磁场能量的释放和物质抛射有关。第 1 章详细介绍磁中子星的物理性质和分类, 以及磁中子星爆发活动的特点; 第 2 章讨论现有的一些研究磁中子星巨耀发的理论模型; 第 3 章介绍目前数值模拟计算的结果和进展。最后对本工作进行总结, 并对将来的工作进行展望。

收稿日期: 2018-09-25; 修回日期: 2019-01-31

资助项目: 国家自然科学基金 (11333007); 国家基金委员会-中国科学院联合基金 (U1631130); 中国科学院项目 (XDA17040507, XDA15010900, QYZDJ-SSWSLH012); 973 项目 (2013CBA01503); 云南省创新团队基金 (2018HC023); 云南省“万人计划-云岭学者”专项

通讯作者: 蒙盈, mengy@ynao.ac.cn

1.1 磁中子星和磁中子星的爆发

1.1.1 中子星及其主要性质

中子星是由中子组成的一种致密天体, 它是恒星演化至最后阶段的产物。恒星在演化末期, 由于缺乏继续燃烧所需要的原料, 内部辐射压降低, 由自身引力造成坍缩。小质量恒星物质中的电子被压入原子核, 与质子合并形成中子, 产生中子简并压并与引力保持平衡, 形成中子星。典型中子星的半径约 10^4 m, 质量为 $1M_{\odot} \sim 2M_{\odot}$, 由此可知中子星的密度非常高, 范围为 $8 \times 10^{16} \sim 2 \times 10^{18} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。恒星的半径在坍缩时变得很小, 因而在坍缩的过程中, 它的角动量几乎没有损失, 因此中子星的自转非常快并能保持角动量守恒。

中子星是理论预言早于实际观测到的天体。早在 1932 年中子刚被发现不久, 苏联物理学家朗道就预言存在中子星——一种由中子构成的天体。1934 年 Baade 和 Zwicky^[1] 首次提出中子星是超新星爆发后形成的高密度、小半径并且受到强引力束缚的天体。中子星的模型在 1939 年首先由 Oppenheimer 和 Volkoff 建立, 模型假设中子星由高密度无相互作用的理想中子气体组成^[2]。但是在随后的 30 多年时间里, 受到当时观测手段、仪器精度和科技发展水平等条件的制约, 中子星始终没有被天文学家们探测到, 中子星的存在也无法得到证认。直到第二次世界大战之后, 随着射电天文学的发展, 英国著名的射电天文学家 Hewish 和他的学生 Bell 于 1967 年 2 月, 首次在射电波段探测到了在狐狸座方向的脉冲星 PSR B1919+21^[3]。脉冲星发现在天文学和物理学领域引起了轰动, 被誉为 20 世纪 60 年代射电天文学的四大发现之一。脉冲星发现者之一的 Hewish 因此获得了 1974 年的诺贝尔物理学奖, 而 Bell 最近获得了基础物理学特别荣誉奖。脉冲星发现后的第二年, Gold^[4] 和 Pacini^[5] 分别提出脉冲星就是高速自转的中子星, 其表面的磁场强度约为 10^8 T。1968 年秋, 随着船帆座脉冲星 (Vela) 的发现^[6] 和蟹状星云脉冲星 (Crab) 的证认^[7], 人们确信脉冲星就是快速旋转的中子星, 它们起源于超新星的爆发。

中子星具有极强的偶极磁场, 两个磁极附近的磁力线是开放的, 形成两个圆锥形的辐射区域。中子星极冠表面附近存在一个带电粒子加速区, 电子在这个区域不断地被加速形成高能电子, 而令星体表面的强磁场束缚高能带电粒子只能沿着磁力线运动, 并在这个过程中产生辐射。由于中子星磁轴与自转轴一般不平行, 有 $0^\circ \sim 90^\circ$ 的夹角。中子星自转使得两个辐射锥绕自转轴旋转, 当辐射锥扫过地面附近的探测器时, 探测器便接收到一个脉冲式的辐射信号, 因此中子星便以脉冲星的形式被探测到, 而脉冲星的脉冲辐射模型被形象地称为“灯塔模型”。

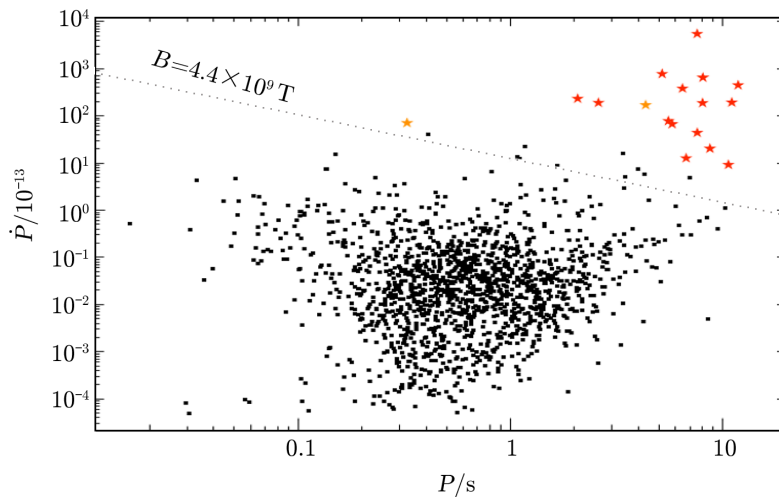
脉冲星快速自转并带动等离子体一起旋转, 它们切割磁力线的运动产生电磁感应, 使得脉冲星周围产生强大的电场, 并把带电粒子从星体表面拉出来, 在脉冲星周围形成一个磁球层。脉冲星的磁球层是一个包含了极端相对论性带电粒子、超强等离子体波和极强磁场的混合体系, 它的条件是地球和其他天体所不具备的, 因此为人类研究高能物理和等离子体物理提供了极好的条件^[8]。

脉冲星高速自转蕴涵了巨大的转动能, 观测表明脉冲星的周期一直在缓慢增加^[9], 这样脉冲星的自转角速度逐渐变慢, 而转动能损失则为脉冲星辐射提供了能源。至今为止, 共有

2 286 颗自转驱动的脉冲星被探测到，它们的周期在 $1.5 \times 10^{-3} \sim 8$ s 之间，表面平均磁场大约为 10^8 T^[10, 11]。

脉冲星的辐射主要为非热辐射，呈现出幂律谱的特征。脉冲星的非热辐射是由高能带电粒子在磁球层中加速运动而产生的。脉冲星的射电辐射只占转动能量损失率的很小一部分，因此脉冲星的自转变慢速率很低。脉冲星的周期变化率是一个很重要的物理量，人们可以通过周期变化率了解很多脉冲星的性质。利用脉冲星的周期变化率的观测值，人们可以计算脉冲星的能量损失率；人们还可以从脉冲星的周期推测出其年龄的大小，周期越短的脉冲星越年轻。脉冲星的表面磁场也可以利用观测到的脉冲星周期 P 和周期随时间的变化率（即周期对时间的导数 \dot{P} ）算出： $B = (3Ic^2\dot{P}P/8\pi^2R^6)^{1/2} \approx 3.2 \times 10^{15}$ T，其中， P 的单位是秒， I （约为 10^{38} kg·m²）为中子星的转动惯量， R （约为 10^4 m）是中子星的半径。

脉冲星被发现以来，科学家对它们的研究已取得巨大的进展。自诺贝尔物理学奖设立以来，一共有 6 次颁发给在天体物理学领域内做出重大贡献的科学家，其中就有 2 次与中子星/脉冲星的研究有关。而在最近的 30 年间，一小类具有极端表现并令人困惑的脉冲星被发现，它们包括反常 X 射线脉冲星 (anomalous X-ray pulsar, AXP)、SGR、自转型暂现射电源 (rotating radio transient, RRAT)、X 射线暗淡孤立中子星 (X-ray-dim isolated neutron stars, XDIN) 和中央致密天体 (central compact objects, CCO)。利用孤立脉冲星的周期与周期导数的关系 (见图 1) 可以得到脉冲星的分类^[13]。图 1 中灰色点线代表具有表面磁场强度为 $B = m_e^2 c^3 / e\hbar \approx 4.4 \times 10^9$ T 的脉冲星所应有的周期与周期导数的关系，这时单个电子的回旋能量达到电子静止质量能量。这条线将已知孤立的脉冲星划分为两部分：此线以下的是平均磁场约为 10^8 T 的正常脉冲星；而线上面的是磁场非常强的中子星，它们的磁场接近或高于电子临界磁场，最高可达 $10^{10} \sim 10^{11}$ T，因此这部分脉冲星又被称为磁中子星。



注：星形的符号代表有磁中子星活动特征的源，红色的是 SGR 和 AXP，橙色的是 PSR J1846-0258 和 PSR 1622-4950。

图 1 孤立脉冲星的周期与周期导数的关系^[13]

1.1.2 磁中子星的分类和定义

磁中子星是 X 射线脉冲星中的一小群 (目前已认证的有大约 20 个, 它们的自转周期在 2 ~ 12 s 内), 它们的辐射很难用任何射电脉冲星和 X 射线脉冲双星星族的一般理论来解释。事实上, 这种天体的强 X 射线辐射能量高而且多变, 是不能仅用转动来解释的, 而且至今没有证据证明它们可以像 X 射线脉冲双星那样, 可以从伴星中吸积物质。此外, 假设它们是磁偶极辐射体, 可推测出它们的磁场 B 高达 $10^{10} \sim 10^{11}$ T, 明显高于量子电子的临界电磁场极限。因为磁场强度足够大, 磁中子星的辐射被认为是由这些强磁场的衰减和不稳定性所产生, 虽然如此, 目前还没有完整的物理机制能够在各个方面对磁中子星的辐射做出解释。有趣的是, 磁中子星上还有灾变和特变的 X 射线暴、耀发、巨耀发事件发生 (光度可达 $10^{39} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$)。

磁中子星候选体主要包括 AXP 和 SGR, 两者具有与磁中子星相似的特性, 即它们的能量不完全由转动能提供, 所以它们也属于磁中子星。表 1 给出了目前探测到的所有磁中子星的主要特征和方位^[13], 从中可知, 磁中子星的自转比正常的中子星慢得多。正是因为其极慢的自转, 磁中子星的磁场才能显示出明显的活动特征并产生剧烈的爆发现象。

表 1 磁中子星的方位和主要特征^[13]

磁中子星	RA (J2000)	Dec (J2000)	P/s	$\dot{P}/10^{-12}$	$B/10^{10}\text{T}$	$d^{\text{③}}/10^{16}\text{m}$
1E2259+586 ^①	23 01 08.29	+58 52 44.45	6.98	0.5	0.6	9.3
4U0142+614 ^①	01 46 22.44	+61 45 03.3	8.69	2.0	1.3	9.3
1RXSJ1708-4009	17 08 46.87	-40 08 52.44	10.99	24 ^④	4.7	12
1E1048.1-5937 ^①	10 50 07.14	-59 53 21.4	6.45	50 ^④	4.4	8.4
1E1841-045	18 41 19.34	-04 56 11.16	11.77	41	7.1	22
CXOUJ0100-7211	01 00 43.14	-72 11 33.8	8.02	19	3.9	190
CXOUJ1647-4552 ^①	16 47 10.2	-45 52 16.9	10.61	0.9 ^④	1.3	16
XTEJ1810-197 ^①	18 09 51.08	-19 43 51.74	5.54	10 ^④	1.6	7.8
1E1547-5408 ^①	15 50 54.11	-54 18 23.7	2.07	23 ^④	2.2	12
CXOUJ1714-3810	17 14 05.74	-38 10 30.9	3.82	59	4.8	25
SGR1806-20 ^①	18 08 39.33	-20 24 39.94	7.55	10 ^④	18	47
SGR1900+14	19 07 14.33	+09 19 20.1	5.17	100 ^④	6.5	47
SGR0526-66	05 26 00.89	-66 04 36.3	8.05	65	7.3	170
SGR1627-41 ^①	16 35 51.84	-47 35 23.3	2.59	19	2.2	34
SGR0501+4516 ^①	05 01 6.78	+45 16 34.0	5.76	6.8	2.0	16
SGR0418+5729 ^①	04 18 33.86	+57 32 22.91	9.08	<0.006	<0.075	6.2
SGR1833-0832 ^①	18 33 44.38	-08 31 07.71	7.56	4.0	1.8	31
PSR1622-4950	16 22 44.8	-49 50 54.4	4.32	17	2.8	28
PSRJ1846-0258	18 46 24.94	-02 58 30.1	0.32	7.1	0.5	19
AXJ1844-0258 ^{①②}	18 44 54.68	-02 56 53.1	6.97	-	-	26

注: ① 有爆发活动的源; ② 磁中子星候选体; ③ 在这里说明表中多数距离的值都是不确定有争议的; ④ 变化的参数, <http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>; RA 和 Dec 分别指天球坐标系赤经和赤纬; P 和 \dot{P} 分别指周期和以 10^{-12} s 归一化的周期导数; B 和 d 分别指磁中子星的表面磁场和磁中子星到地球的距离。

SGR 在 1979 年 1 月 9 日第一次被 Venera 卫星探测到, 刚开始它被认为是 γ 暴的一个亚种, 它持续时间短并且光谱较软。后来, 随着观测数据的增加, 人们发现 SGR 不断爆发, 这与不会在同一个源里重复发生爆发的 γ 暴有重大区别, 而且 SGR 的爆发释放出的能量比其自转变慢所提供的能量要高, 因此 SGR 被认为是一类新的天体暂现源^[14]。Thompson 和 Duncan^[15] 预言周期长、自转变慢快的宁静态 X 射线脉冲星是 SGR 的对应体。1998 年, Kouveliotou 等人^[16] 通过观测证明了该预言。

1981 年, 首例 AXP 在超新星遗迹 SNR CTB 109 的中心被探测到, 它的 X 射线光度远比自转变慢提供的能量要大。AXP 一般较年轻且质量小, 处于双星系统中, 大部分位于超新星遗迹内。因为 SGR 与 AXP 有很多相似的特征, 如爆发能量不能完全由自转能提供, 有很多暂现的爆发现象等, 因此它们被认为属于同一种中子星^[14], 即磁中子星候选体。

磁中子星的瞬间爆发是它们辐射的一个关键特性, 人们主要依据这一观测现象发现这类新的爆发源。突然爆发的磁中子星的发现使得磁中子星变成一个热门的新课题, 另外磁中子星在 γ 暴和引力波研究领域很可能还扮演着重要的角色。目前研究人员还不能完整定义磁中子星。总之, 磁中子星应该具备有以下的部分特征: 具有超临界强磁偶极场 ($10^{10} \sim 10^{11}$ T), 能产生瞬间爆发, 转动动能损失功率远低于 X 射线的光度, 黑体谱加上幂律谱构成的 X 射线能谱, 以及不规则的射电脉冲现象。

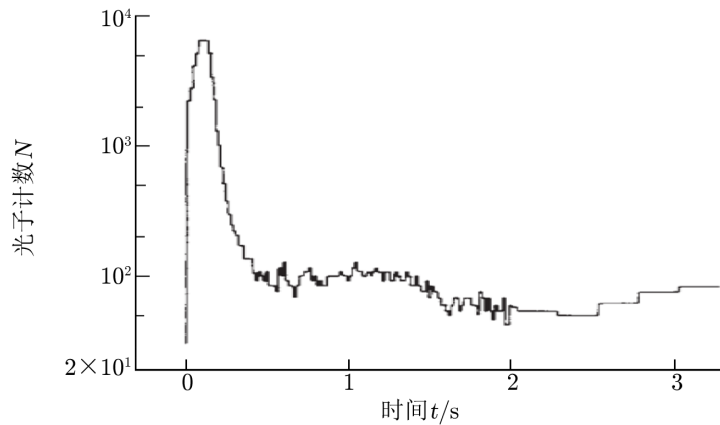
根据这些判据, 目前将磁中子星锁定在 SGR 和 AXP 之中。SGR 最初是作为高能暂现爆发源被探测到, 随后人们发现它是周期为几秒钟的稳定 X 射线辐射的脉冲星, 它的自转迅速变慢。AXP 则是通过它持续的 X 射线脉冲和快速变慢的自转被证认, 它们中有部分可以产生类似 SGR 的爆发。尽管被发现的方式不同, SGR 与 AXP 的共同观测特征表明, 它们本质上是同一种天体^[14]。它们的特征用磁中子星的模型能够得到很好的解释: 超强磁场的衰减为高光度的爆发和持续的 X 射线辐射提供能量^[17, 18]。两者通常都经历了持续 X 射线辐射的静止期和软 γ 辐射的复发期^[19]。这两个期间典型的光度^[14, 20] 分别是 $L_x \approx 10^{26} \sim 10^{28} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $L \approx 10^{31} \sim 10^{34} \text{ J}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

1.1.3 磁中子星的巨耀发

人们通常根据磁中子星爆发释放的能量大小和持续时间, 把其分为 3 类, 分别为短暴 (能量达到 10^{34} J)、中型暴 (能量范围 $10^{34} \sim 10^{36}$ J) 和巨耀发 ($10^{37} \sim 10^{40}$ J)^[21]。除了通常短时间的小爆发, SGR 还会产生一些能量巨大且持续时间长的巨耀发, 这是目前已知的发生在银河系中的最剧烈的爆发事件之一。磁中子星的巨耀发是 SGR 爆发最极端的情况。巨耀发输出的高能光子只比耀变体和宇宙 γ 暴的弱, 光度的峰值是中子星的爱丁顿光度的 10^6 倍。发生在 SGR 1806-20 的巨耀发甚至对地球及其周围的环境都产生了影响。磁中子星巨耀发产生的巨大的峰值亮度 (与软 γ 射线带中的尖锐光谱峰值相对应) 使得它们成为短且硬 γ 暴源可能的对应体。2005 年, Hurley 等人对康普顿卫星上搭载的 BATAE 所检测到的短且硬 γ 暴进行计算, 发现大约 40% 可能是遥远银河系外的磁中子星产生的巨耀发^[22, 23]。

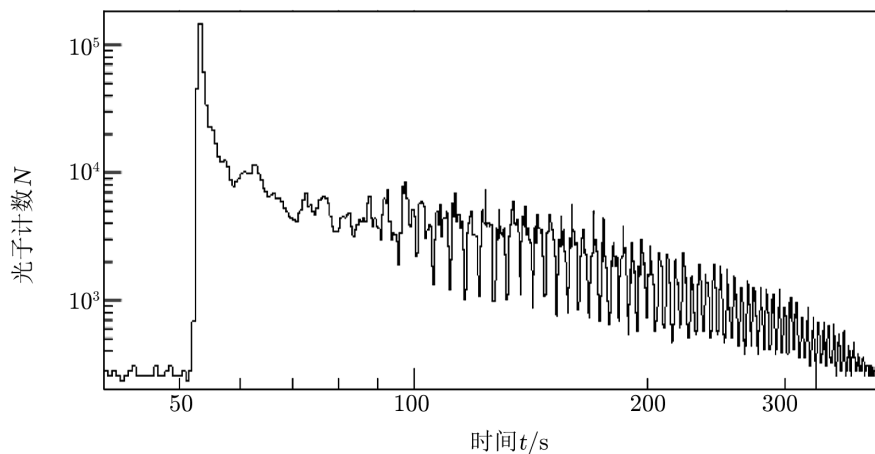
磁中子星巨耀发的辐射被认为是磁球层中非势磁场的耗散所引起的^[15, 17, 24, 25]。至今为止人们观测到三次巨耀发: 1979 年 3 月 5 日的 SGR 0526-66 事件^[26], 1998 年 8 月 27 日

的 SGR 1900+14 事件^[27-30] 和 2004 年 12 月 27 日的 SGR 1806-20 事件^[23, 31, 32]。每个源大约每 50 ~ 100 a 发生一次巨耀发。其中 SGR 1806-20 巨耀发释放的能量最多, 它释放出约 10^{40} J 的巨大能量, 对地球的电离层造成了强烈的干扰^[33, 34], 并对地球磁场产生了可探测的影响^[35]。图 2, 3 和 4 分别给出这三次巨耀发的光变曲线, 可以看出, 它们的总体特征与典型的太阳爆发的光变曲线基本一致。由光变曲线图可知, 磁中子星巨耀发光变曲线由爆发前相、 γ 射线硬尖峰相 (持续时间比较短, 但是包含了绝大部分爆发能量) 和尾辐射相组成 (持续时间为几百秒, 并呈现出周期震荡)。



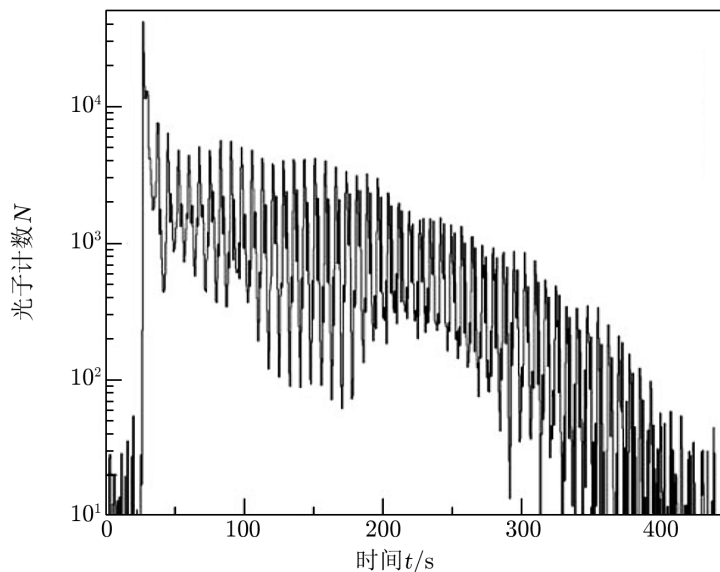
注: 能段为 $8.0 \times 10^{-15} \sim 2.4 \times 10^{-14}$ J, 时间分辨率为 1/64 s。

图 2 Venera11 观测得到的 1979 年 3 月 5 日 SGR 0526-66 事件的光变曲线^[26]



注: 能段为 $4.0 \times 10^{-15} \sim 2.4 \times 10^{-14}$ J, 时间分辨率为 0.5 s, 零时刻对应于宇宙时间 37 283.12 s。

图 3 Ulysses 观测到的 1998 年 8 月 27 日 SGR 1900+14 巨耀发事件的光变曲线^[27]



注：接收能量范围 $3.2 \times 10^{-15} \sim 1.6 \times 10^{-14}$ J，时间分辨率 0.5 s。零时刻对应于宇宙时间 77 400 s。

图 4 RHESSI γ 射线探测器观测到的 2004 年 12 月 27 日 SGR 1806-20 巨耀发事件的光变曲线^[23]

2 磁中子星巨耀发的理论模型

尽管研究人员目前都广泛认为磁中子星爆发的能量来源于磁场，但是人们对于磁能存储和释放的具体物理过程和细节还未完全了解。根据爆发前磁场能量的贮存区域来划分，目前有两种解释 SGR 巨耀发的模型：壳层模型和磁球层模型。这两种模型的基础都是爆发的能量来源于中子星强磁场的衰减。强磁场 (大于 10^{11} T) 的衰减可以使中子星壳层底部和中心核温度明显增高，从而提高磁场漂移率和加速带电粒子；壳层受力不均匀，碎裂为大小不同的板块；磁螺度从星体内部向外层的注入率高到足够引起外部磁场产生明显的扭缠。磁中子星的所有爆发都被认为是通过磁场的重构、局部强电流的形成和耗散，以及能量直接注入磁球层引起的^[14]。

2.1 壳层模型

在磁中子星爆发的壳层模型中，磁中子星爆发前，磁能存储在磁中子星的壳层，而内部磁场因某种机制突然解除扭缠，随后引起大尺度板块快速转动和错位并产生了耀发^[15, 17, 25]。在壳层模型中，能量的输送和释放的时标与爆发的时标大致相同。Thompson 和 Duncan^[36]深入地研究了磁中子星磁场足点的运动，他们研究了磁球层磁场足点的突然移动所导致的能量释放；Yu^[37]也研究了壳层运动与磁能释放之间的关系，结果表明，由壳层运动引起的爆发，其上升阶段的时标与整个爆发过程的时间尺度 (1 ~ 10 s) 相当。而观测表明，巨耀发的上升阶段，时标通常在毫秒量级。例如 SGR 1806-20 的巨耀发的上升时间只用了 2.5×10^{-4} s^[31]，明显比壳层模型需要的时间短得多。因此，壳层模型不能合理地解释

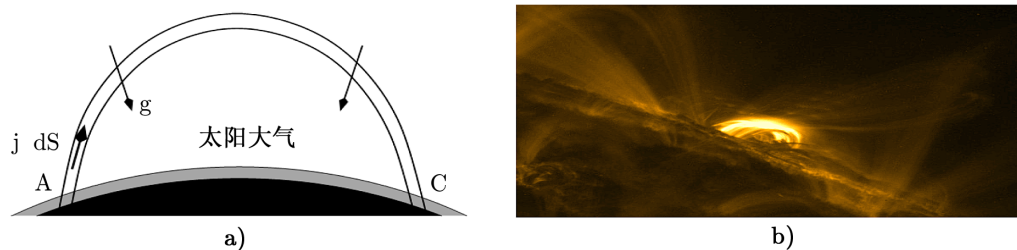
磁中子星巨耀发的极短触发时标。

2.2 磁球层模型

在有关磁球层模型的理论中, 壳层板块的移动、旋转和其他运动造成磁球层中的磁场的扭曲和变形, 因此磁能缓慢地积累在磁球层内。当系统中贮存的能量达到一个临界值, 这时原来的平衡态不能再维持, 系统进一步演化并打破平衡态, 最后导致了耀发的产生。这与发生在太阳大气中的日冕物质抛射 (coronal mass ejection, CME) 现象所涉及到的能量转移转换非常相似^[25]。

太阳大气中造成能量转移的是光球层等离子体的运动, 而磁中子星的壳层是坚硬的, 不能像太阳光球层的物质那样运动。不过, 磁中子星的表面壳层会不断发生碎裂^[38-40]。自转变慢使得壳层发生碎裂, 表面磁场分散到各个破裂的表面板块之内, 这些板块可以一起运动, 但通常存在相对运动, 带着其中的磁场一起运动^[40]。而磁球层和壳层中的强磁场产生在壳层上的洛伦兹力又会造成作用在壳层之中剪切应力的积累, 随后当应力超过一个临界值后就会导致破碎的壳层在等势面上转动^[25], 并引起磁球层当中的磁场发生挤压、旋转和扭曲, 最终将磁场能量和磁螺度送入磁球层中储存起来。

此外, 磁中子星表面上还存在着类太阳冕层^[41]。一系列的观测表明部分硬 X 射线辐射来自中子星外部^[42-47], 这说明中子星的外部存在活跃的等离子体层。所以, 中子星磁球层内与太阳表面类似, 有足够的磁化等离子体, 人们可以用磁流体动力学 (magnetohydrodynamics, MHD) 方程组来描述中子星磁球层中的磁场和等离子体的运动。Beloborodov 和 Thompson^[41]提出了一个理论模型 (见图 5) 来解释磁中子星表面热冕层的形成^①。通过两图对比可以看出, 这个过程与太阳表面磁场的演化过程非常相似。不过, 由于太阳与中子星表面物质状态的差异和运动形式的不同, 磁中子星巨耀发所需要的能量如何从磁中子星的内部转移出来并在爆发前储存在磁球层中, 在细节上与太阳爆发过程之前的储能方式会有所不同。



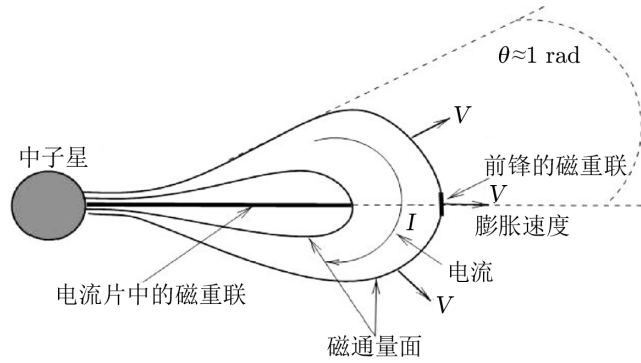
注: a) 中子星表面的带电闭合磁流管示意图^[41]; b) 日冕磁场结构图。

图 5 磁中子星的冕层磁结构与日冕磁结构的对比

磁球层储能模型最先由 Lyutikov 于 2006 年提出^[25]。在该模型中 (见图 6), 磁能在磁球层中缓慢地积累。这个能量积累过程是缓慢而渐进的, 但是能量释放的过程很迅速。这种由

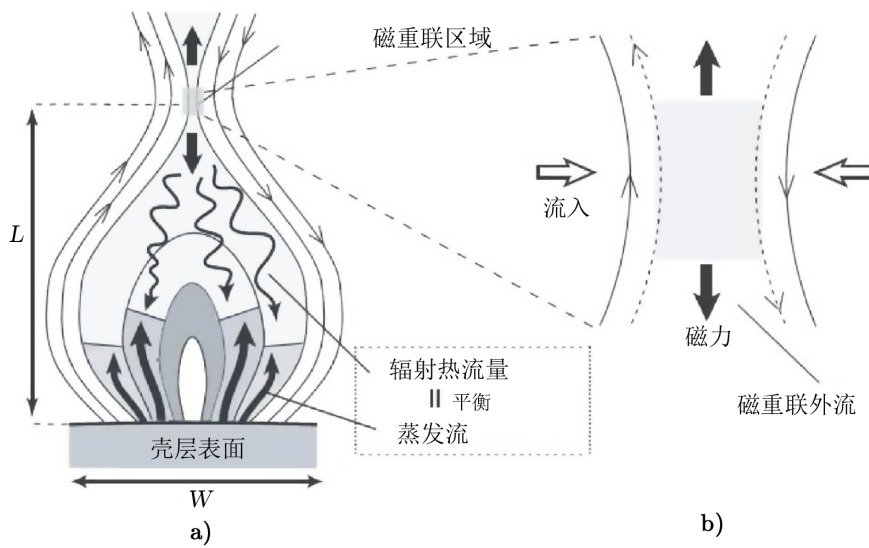
^①原图从网页 http://trace.lmsal.com/POD/images/T171_981122_164318.gif 获取。

慢时标演化转变到快时标演化的灾变过程与太阳爆发过程非常相似，都是在慢演化过程中将能量储存在星冕的磁结构中，随后当磁结构演化到临界状态时，系统失去平衡并产生爆发，将事先储存的磁场能量迅速释放出来。两种过程能量释放的光变曲线的主要特征也几乎相同，都有一个脉冲相和尾辐射相，这说明磁中子星爆发与太阳爆发包含相似的物理机制，因此太阳爆发的灾变理论^[58, 76]有助于研究磁中子星的爆发活动。Masada 等人^[48]也尝试过使用太阳色球的蒸发模型来简单解释 SGR 1806-20 的巨耀发，模型原理见图 7。



注：磁流管足点处的扭缠产生沿着环流动的电流，并造成磁流管的膨胀。当缠扭角度大于某个值，由于动力学的不稳定性，在磁环的前端、足点间或者内部将形成耗散电流片。磁环前段的重联使得磁流管破坏磁球层，足点的准直效应会引起大尺度的准直外流。

图 6 膨胀准直的磁通量绳示意图^[25]

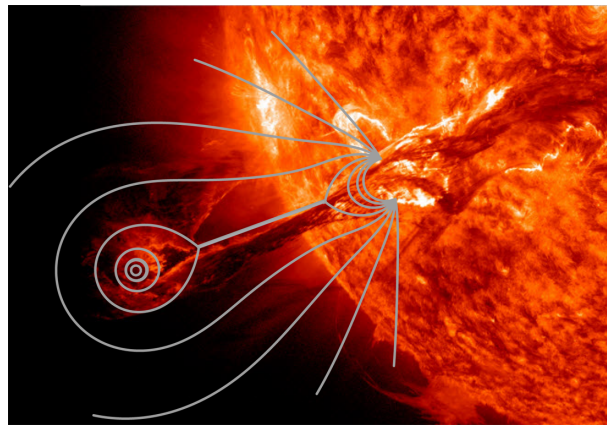


注：a) 磁重联引起爆发性的能量释放之后形成的单个磁拱环，有多个磁拱环在磁中子星表面形成，单个磁拱环的高度和宽度用 L 和 W 表示，磁重联驱动的辐射热流加热壳层物质，使蒸发流进入耀斑环。b) 磁重联区域的示意图，磁重联的能量释放率与进入磁重联区域的磁能内流率相当。

图 7 Masada 等人提出的磁中子星巨耀发磁重联辐射蒸发模型示意图^[48]

2.3 磁中子星巨耀发的磁流体动力学模型

图 8 显示了太阳磁大气中的一次典型的爆发事件或过程 (即 CME)。由于磁场的不稳定性, 包含有大量高温等离子体的磁结构从太阳表面被抛射出去, 并伴随着强烈的电磁辐射 (耀斑) 和高能粒子流^[49, 50]。因为高度电离的等离子体和磁场相互冻结^[51], 等离子体被限制在附近的磁结构中, 因此可以通过参考等离子体的空间分布来了解磁结构和其他一些内部的细节。这些在图 8 中表现为明暗不同的特征^①, 虽然人们不能直接观测到磁结构。



注: 图中添加的线条是为了说明与抛射物垂直的平面上的磁结构的内部。

图 8 一次典型的 CME 爆发事件

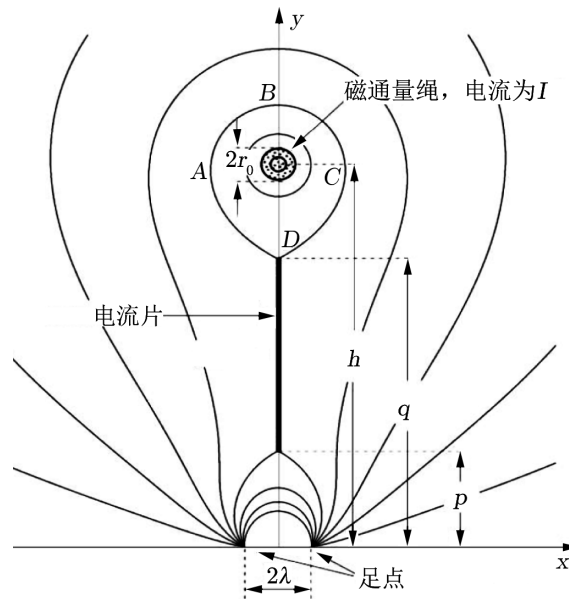
图 8 给出复杂的整体和局部的磁场结构, 说明该区域相应磁场具有非势性, 其中的相互作用和电流, 使得爆发前的系统有足够多的磁自由能可以被存储然后驱动爆发。从磁场结构的示意图可知: 中间闭合的圆环代表 CME 的中心, 附近的曲线代表磁力线。因为磁中子星的表面磁场更强, 磁中子星更可能形成类似的复杂磁场结构并产生强烈的爆发, 而且爆发比太阳爆发更加猛烈^[52]。

Lin 和 Forbes^[58] 提出太阳爆发的灾变模型 (如图 9 所示), 并用其解释了磁重联与 CME 加速之间的相互影响。磁重联在爆发过程中发挥了重要的作用: 它帮助系统成功地抛射出磁通量绳, 形成 CME; 并产生了耀斑环、耀斑带和快速膨胀的 CME 泡状体^[53, 54]; 它的非理想的 MHD 特性自然地避开了 Aly-Sturrock 佯谬^[55, 56, 58]。

Aly^[55] 和 Sturrock^[56] 先后注意到, 在背景 (边界) 磁场分布不变的情况下, 对于在理想等离子体环境中的无力场来说, 完全开放的结构包含有最多的磁场能量。观测和理论研究表明, 太阳日冕环境的特点之一是无力量近似程度非常高, 而日冕等离子体的高电离度又使得日冕环境与理想的等离子体环境非常相似, 因此要解释发生在日冕当中的爆发过程或现象就需要考虑 Aly 和 Sturrock 所提到的问题。

大量的观测表明, 太阳爆发过程中的物质抛射不是简单的等离子体抛射, 而是伴随着大

^①原始图片从 SDO 网页 <http://sdo.gsfc.nasa.gov/> 获取。



注: x 轴位于星表面, y 轴指向上。磁通量绳中心的高度用 h 表示, q 和 p 分别指电流片的上、下端点, A, B, C, D 表示 CME 等离子体团的边界。两个足点之间的距离是 2λ 。

图 9 磁通量绳结构示意图^[58]

量的磁场抛射^[57]。在没有耗散和低耗散的环境中, 磁场总是试图保持其原有的拓扑结构和联结性不变。太阳大气中的磁场结构一直连接到太阳光球甚至太阳内部, 由于光球和太阳内部等离子体具有较好的导电性和较高的密度, 磁场在这里将受到等离子体的影响; 在更大的高度上, 等离子体很稀薄, 磁场就能限制等离子体的运动。而爆发也就是这部分的磁场结构失去平衡之后的结果。被爆发抛出去的磁场结构是在日冕当中的磁场和等离子体, 在低层稠密大气中的磁场则被留了下来。由于磁场的聚结性, 处于两者之间的磁场或磁结构会受到急剧的拉伸, 整个磁结构的上端有被拉伸到无穷远而成为完全开放结构的趋势, 因此整体的磁场结构似乎也在朝着能量更高的状态演化。由于光球运动的速度很慢, 因此驱动爆发的能量必须事先存储在日冕磁场当中。在爆发过程中, 因光球物质运动进入日冕磁结构当中的能量远远不足以补充由于大爆发而导致的日冕磁场缺失的能量, 这样就会出现一个问题: 一个近乎封闭的系统, 既要对外释放能量, 而且系统还增加能量, 这显然不可能。然而, 大规模等离子体和磁场抛射的太阳爆发却经常发生, 于是理论与现实出现了矛盾, 这就是十分著名且困惑了太阳物理研究者很多年的 Aly-Sturrock 佯谬。问题出现在哪里呢? 出现在“理想等离子体环境中的无力场”这个条件上。如果这个条件被破坏, 那么 Aly-Sturrock 佯谬造成的困惑也就迎刃而解了。

Lin-Forbes 模型及相应的理论表明, 发生在太阳大气中的爆发过程可能起始于非无力场的结构, 或是有非理想等离子体的过程介入, 又或者两种因素都存在。有关太阳耀斑的大量观测事实表明, 第二种因素 (即以磁重联为代表的磁场快速耗散) 出现的概率更高。进一步

的计算结果表明, 在给定的环境和条件下, 如果磁重联的速率不能超过相应的阈值, 爆发过程就不能顺利进行, 即使被触发了, 也会在中途某个阶段停止。至此, 困惑太阳爆发理论研究者多年的 Aly-Sturrock 佯谬得到了圆满的解决。

在太阳爆发的灾变模型框架下, 系统的演化最终将导致爆发的产生。这个演化包含两个阶段以及联结两个阶段的触发过程。在第一个阶段中, 由于磁中子星表面板块存在较为缓慢的相对运动, 处于磁层中的磁结构也随之缓慢演化, 其中的磁能和磁螺度也在缓慢地积累。在第二个阶段中, 磁结构快速演化, 积累的磁能迅速释放。两个阶段中间有个触发过程, 即系统演化发生灾变, 系统失去平衡。它可以是理想的也可以是非理想的 MHD 过程, 取决于系统演化的方式和相应磁场的具体结构^[59, 60]。而磁重联是使贮存在系统当中的磁场能量在爆发过程中顺利释放的关键因素^[61, 62], 它帮助 CME 能够顺利地传播出去^[58], 同时将系统中原先贮存的一部分磁能转化为热和非热辐射能。

Meng 等人^[52]在太阳耀斑/CME 模型的基础上建立了一个针对磁中子星巨耀发的 MHD 理论模型。他们在该模型中考虑了相对论效应, 但是忽略了自转的影响。在该模型中, 被爆发所抛射出的磁结构以一条悬浮在磁球层中的磁通量绳为主, 耀发的前相与事先存在的包含扭缠磁场的磁通量绳密切相关^[37, 63, 64]。图 8 中的磁力线可以理解为一个具有三维磁结构的横截面, 包含磁通量绳和中子星壳层上的两个足点, 如图 9 所示。由磁中子星的物理性质可知, 缓慢自转的磁中子星的磁球层内存在极强的磁场, 磁场在磁中子星的壳层中。壳层板块的转动和错位导致了磁场的扭缠和变形, 并促进了磁球层中磁通量绳的形成和磁能的积累。磁中子星磁球层内形成的磁通量绳的结构和形态可以参考太阳爆发 CME 的磁结构, 如图 10 所示^①。

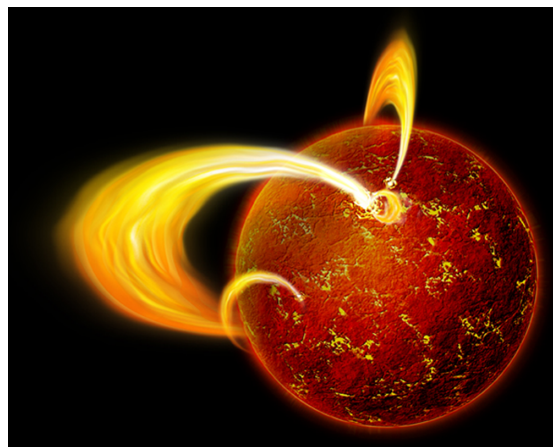


图 10 太阳爆发 CME 的磁结构

在这个磁结构中, 磁通量绳受到重力和磁力的作用^[57]。在 Meng 等人^[52]的模型中, 气体压力比磁力小很多, 所以可忽略不计。在系统失去平衡之前, 系统的演化是理想的, 磁重

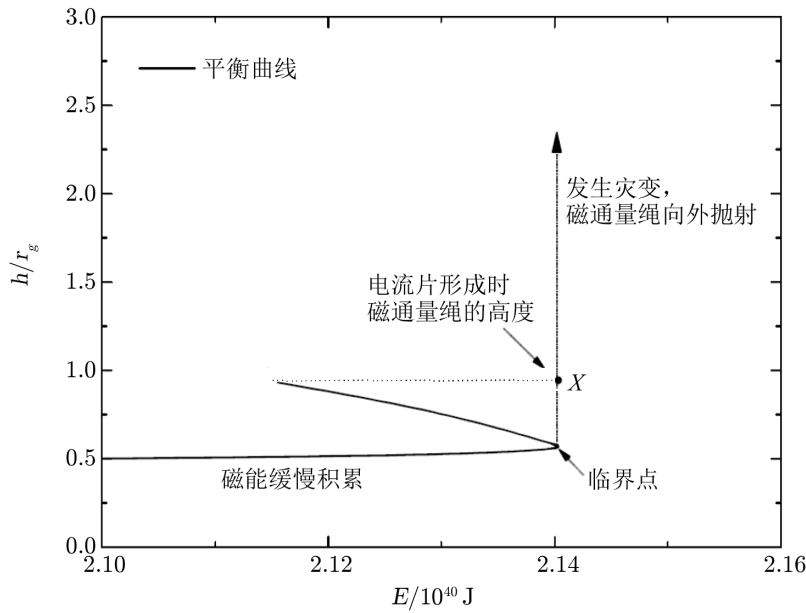
^①原始图片从 SDO 网页 <http://sdo.gsfc.nasa.gov/> 中获取。

联没有在磁球层内发生。随着磁中子星表面边界条件缓慢地改变，系统逐渐发生变化，最终导致磁结构以灾变的方式失去平衡。

以 SGR 1806–20 为例介绍模型，在上述过程中，磁能缓慢地积累，直到达到临界值，如图 11 所示。当磁通量绳演化到临界点，系统失去平衡并发生灾变，然后磁通量绳向外抛射。系统失去平衡之后，磁通量绳向外抛射的运动方程的一级近似是：

$$m\gamma^3 \frac{d^2 h}{dt^2} = \frac{1}{c} |\mathbf{I} \times \mathbf{B}_{\text{ext}}| - F_g, \quad (1)$$

其中， m 是磁通量绳单位长度的质量， $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 是洛伦兹因子， v 是磁通量绳的速度， h 是从星表面到磁通量绳中心的高度， \mathbf{I} 是磁通量绳内的电流密度， \mathbf{B}_{ext} 是在磁通量绳中心的外部磁场， F_g 是作用在磁通量绳上的重力。



注：高度以中子星半径 r_g 为单位。当系统演化到临界点时，灾变发生，磁通量绳被向外抛射。

图 11 中子星磁通量绳平衡高度随储存磁能演化的曲线^[52]

在零级近似下，有以下 MHD 方程^[58]：

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}. \quad (3)$$

其中， \mathbf{j} 和 \mathbf{B} 分别是相应磁场的电流密度和磁场密度。

建立一个直角坐标系 (x, y) ， x 轴位于星表面， y 轴指向上（见图 9）。对式 (2) 和 (3) 进行求解，可得到对系统无力磁场的描述^[65]：

$$B(\zeta) = \frac{2iA_0\lambda(h^2 + \lambda^2)\sqrt{(\zeta^2 + p^2)(\zeta^2 + q^2)}}{\pi(\zeta^2 - \lambda^2)(\zeta^2 + h^2)\sqrt{(\lambda^2 + p^2)(\lambda^2 + q^2)}}. \quad (4)$$

其中, $\zeta = x + iy$, $A_0 = B_0\pi\lambda_0$ 是源场强度, $B_0 = 2I_0/(c\lambda_0) \approx 10^{11}$ T 是 SGR 1806-20 的表面磁场强度。

在观测上, 爆发能量转化的结果主要有两种。首先, 与太阳 CME 类似, 电流片本身就是高密度的热源, 因为较多的磁能转化成热能, 如观测和太阳爆发模型所示^[66-70]。由于低处的磁场比高处的磁场强, 磁重联释放的大部分能量主要发生在爆发的初始阶段。当抛射物质较低, 电流片较短时, 电流片最热的部分靠近星表面^[66]。其次, 除了电流片内部的直接加热, 大量的高能粒子和热传导波前也由磁重联产生, 沿着磁力线向下传播^[71-74], 最终到达星表面, 从而产生相应的观测结果。粒子与星体表面发生碰撞, 其动能迅速转化为热辐射和非热辐射。热传导波前把它携带的所有热能全部带到星表面并引发进一步的加热。因此, 在磁中子星巨耀发的过程中, 一个加热区域在星表面形成^[48]。Masada 等人在 2010 年讨论过这种加热区域, 并认为“束缚火球”是来自爆发表面加热区域的辐射^[23, 36]。

2.4 模型计算结果

利用这个模型, Meng 等人^[52]计算出爆发的各种能量随时间的演化, 如图 12 所示。爆发总能量为 W_0 , 包含了磁自由能、动能、引力势能和辐射能。如果灾变前的引力势能定义为 0, W_0 就等于 W_{mag} 。在爆发过程中, W_{mag} 不断减小, 而其他能量持续增加。

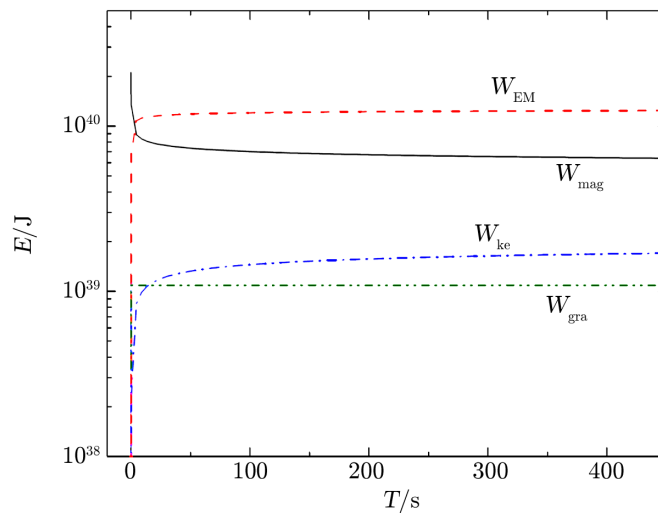


图 12 SGR 1806-20 巨耀发过程中中性点形成之后, 磁能 W_{mag} 、动能 W_{ke} 、引力势能 W_{gra} 和辐射能 W_{EM} 随时间的变化^[52]

模型的计算结果表明, 爆发前贮存在系统中的磁自由能大于 10^{40} J, 这么多的能量完全足够驱动磁中子星 SGR 1806-20 在 2004 年 12 月 27 日的巨耀发事件。在灾变过程发生以后, 磁通量绳被迅速地抛射并远离中子星表面, 爆发时释放出来的一小部分磁能转化成了磁通量绳的动能, 另一小部分则转化成灾变过程中系统克服万有引力所做的功 (见图 11)。X 点形成后, 电流片就开始产生了。电流片演化的过程比较长, 因为与灾变的时间相比, 磁重联的过程很缓慢。X 点和电流片出现以后, 磁重联得以发生, 然后磁能转化为辐射能和动

能。这个过程中电流片两端的磁场产生磁张力并阻止磁通量绳离开中子星表面，临近的撕裂导致坡印廷流进入电流片。磁重联使磁场发生耗散、削弱磁张力、加热等离子体，以及促成磁通量绳离开中子星^[58, 75, 76]。

通过解方程组可计算出辐射能量的输出功率，然后可以得到爆发事件的光变曲线。在中性点形成以后，能量输出功率曲线先有一个持续时间为几毫秒的尖峰，然后转为持续时间为几百秒的尾辐射。通过模型计算出来的光变曲线的轮廓，与 RHESSI γ 射线探测器观测到的磁中子星 SGR 1806-20 在 2004 年 12 月 27 日的大耀发事件的光变曲线非常相似。将计算出的光变曲线进行归一化处理，然后与观测数据进行比较，结果如图 13 所示。黑色的线代表磁中子星 SGR 1806-20 巨耀发 $1.6 \times 10^{-15} \sim 1.6 \times 10^{-14}$ J 能段分辨率为 0.5 s 的随时间演化光变曲线，红色虚线是理论模型计算结果。图中 $t = 0$ 时刻对应 77 400 s UT。该耀发以一个尖峰爆在 26.64 s 时刻开始，但 10^{-4} s 后探测器发生饱和，经过 0.2 s 光变曲线峰值下降，探测器又重新开始工作，之后都保持着不饱和的状态。能量 $E \geq 3.2 \times 10^{15}$ J 的光子没有被衰减，震荡相振幅的变化是真实的，不是任何仪器问题所造成^[23]。由图 13 可知，观测光变曲线包含三个相：持续时间为 1 s 的前相，持续时间为 0.2 s 的初始耀发尖峰相和周期约为 7.56 s 的震荡尾辐射。

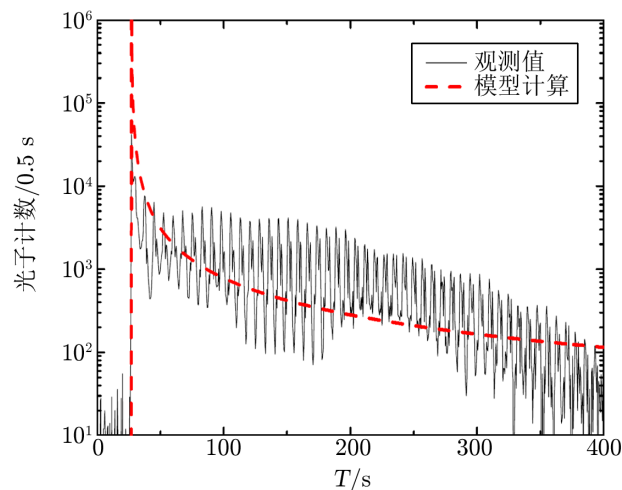
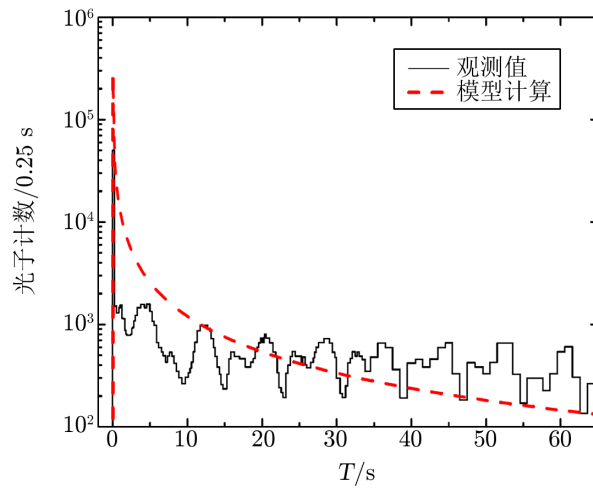


图 13 SGR 1806-20 巨耀发事件光变曲线^[23]

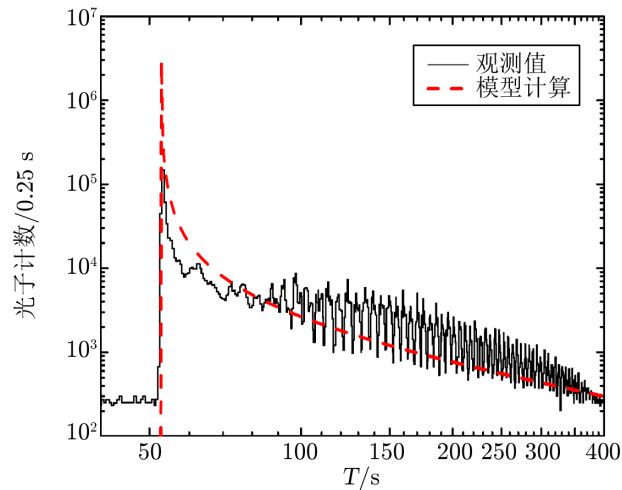
使用相同的模型可计算出 SGR 0526-66 和 SGR 1900+14 巨耀发事件的光变曲线，分别将它们与观测值进行比较，结果如图 14 和图 15 所示。SGR 0526-66 巨耀发事件的光变曲线由 Venera 11^[26] 空间探测器探测到，能量覆盖范围是 $8.0 \times 10^{-15} \sim 2.4 \times 10^{-14}$ J，时间分辨率是 $1/4$ s^[26]。

1998 年 8 月 27 日的巨耀发事件由 Ulysses 卫星探测到。这颗卫星的分辨率是 0.5 s，覆盖 $4.0 \times 10^{-15} \sim 2.4 \times 10^{-14}$ J 能段^[27]。零时刻对应地球上 37283.12 s UT。SGR 1900+14 到地球的距离是 $d = 2 \times 10^{17}$ m^[27]。如图 14 和 15 所示，这个模型的计算结果都与观测结果



注: 虚线表示模型计算值, 实线表示 Venera 11 探测器的观测值。

图 14 SGR 0526-66 巨耀发事件光变曲线^[26]



注: 虚线表示模型计算值, 实线表示 Ulysses 探测器的观测值。

图 15 SGR 1900+14 巨耀发事件光变曲线^[27]

符合得很好。

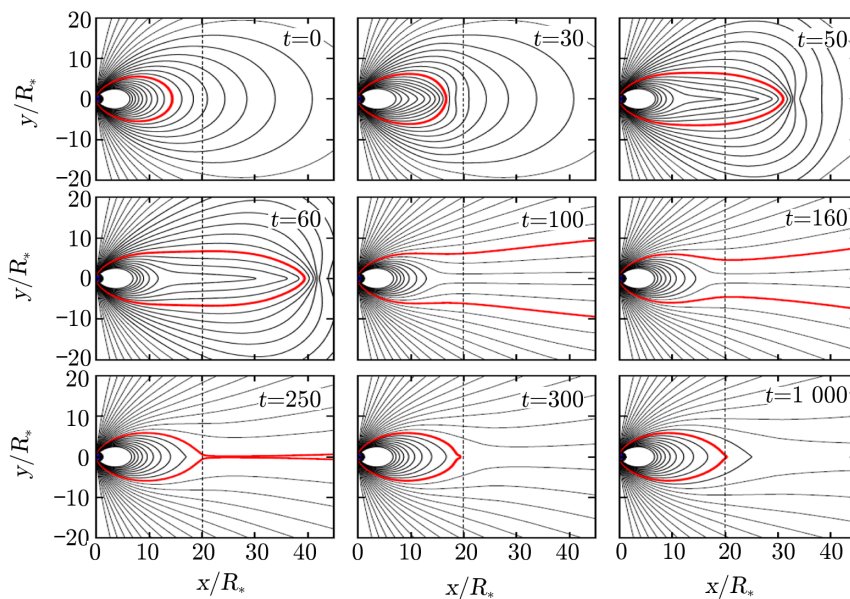
2.5 小结和讨论

以太阳爆发灾变模型为基础^[58], Meng 等人发展了一个解析的理论模型来研究磁中子星的巨耀发活动。他们考虑了导致磁球层中一根扭缠的磁通量绳发生灾变而失去平衡的物理过程。与太阳爆发相似, 爆发开始前, 驱动磁中子星爆发的磁自由能在磁球层中缓慢地积累储存, 直到系统失去平衡, 磁自由能在随后的爆发过程中迅速释放, 这个过程构成了磁中子星的巨耀发。在他们的模型中, 驱动爆发的能量来自磁球层。足点的相对运动造成磁结构失

去平衡，最终释放磁能。这个理论模型计算出的光变曲线与卫星观测结果符合得很好，因此，太阳爆发事件对研究磁中子星巨耀发活动很有参考价值。

3 数值模拟研究

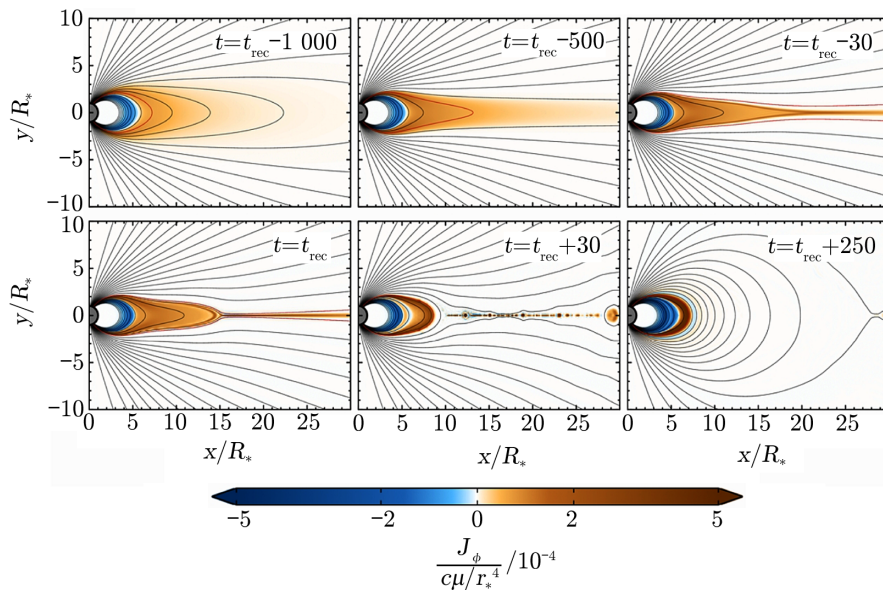
目前，很多基于磁球层储能模型来解释磁中子星爆发的数值模拟工作已全面展开。Parfrey 等人^[77-79]对磁中子星磁球层中高度扭缠的磁场演化进行了 MHD 数值模拟。他们在 2012 年建立了一个磁中子星磁球层的无力场电动力学数值模拟程序，并把它命名为 PHAEDRA (Pseudospectral High-Accuracy Electro Dynamics for Relativistic Astrophysics)，程序假设洛伦兹力密度处处为零，因为电磁场远大于流场，所以流体力被忽略。这个程序主要是求解极端相对论条件下的 MHD 方程组，采用的数值方法是伪谱法。使用这个方法可以减小数值耗散，防止计算中程序发散。Parfrey 等人利用程序对一维和二维的情况进行测试计算，得到了磁球层内电流和磁场密度的分布。此外，他们利用这个程序进一步对磁力线强扭缠的磁中子星磁球层内的演化过程进行数值模拟，结果如图 16 所示。磁中子星壳层缓慢的撕裂引起一系列的磁球层膨胀和磁重联事件。他们的数值计算结果表明，持续增长的磁力线扭缠会导致磁中子星的自转周期显著变长。这个结果在 SGR 1900+12 的巨耀发光变曲线中得到验证，但是在 SGR 1806-20 巨耀发事件的光变曲线中则没有出现自转周期显著变长的情况。他们的计算结果还表明，磁中子星巨耀发事件是大量过度扭缠的磁通量突然释放变成开放结构而导致^[77-79]。



注： R_* 是中子星半径， t 表示数值模拟的时间步长。

图 16 磁中子星巨耀发过程中磁场随时间演化的数值模拟^[77]

表面撕裂引起的磁球层位形的变化, 其实际相态可以通过数值模拟获得^[79]。Parfrey 等人于 2013 年发现, 磁中子星内部的磁压力导致星表面壳层的撕裂, 从而引起磁球层的强扭缠。他们给出含时轴对称的数值模拟, 展示通过增大扭转角度引起缓慢扭缠时相对论无力场磁球层的演化情况。当扭缠幅度小的时候, 磁球层处于平衡态并进行着准静态的演化, 同时不断积累磁自由能。随着表面撕裂的加剧, 扭转角 ψ 不断增加, 直至达到临界值之后, 磁球层变得不再稳定。随后, 系统突然释放大部分已储存的磁场扭缠产生的能量, 从而产生强有力的爆发。爆发导致电流片的形成、撕裂不稳定性产生和等离子体团抛射, 这与太阳爆发日冕物质抛射类似^[80]。假设系统为对称结构, 它的爆发演化如图 17 所示。与之前的模型相比, 系统出现了电流片。电流片在高度扭缠的磁球层中形成, 因为快速磁重联和能量耗散而衰减。他们将进一步考虑非对称结构, 展示更多普通磁结构零点附近的电流片的形态, 从而得到更精确的爆发演化图。

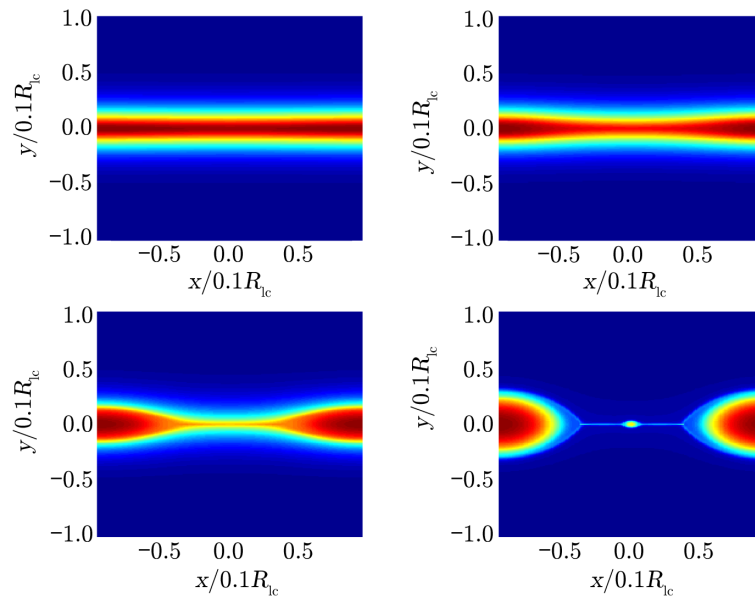


注: t_{rec} 是磁重联的开始时间, 颜色表示环向电流的大小, 线是极向磁力线。

图 17 磁球层内电流片的形成和磁重联数值模拟^[79]

磁流体力学的无力场近似能够被应用到多种天体, 包括黑洞、中子星和吸积盘, 这些天体的电磁场很强, 等离子体的惯性和压力可以被忽略。在无力场近似下, 等离子体的运动完全由磁场支配。等离子体提供非惯性的电流以及维持电磁场的电荷密度。Yu^[81] 提出用高阶戈杜诺夫法来研究这种无力场电动力学, 该方法要求将光谱分解成特征波, 实现加权基本非振荡空间插值, 以得到精确的黎曼解。他采用限制传输来增强磁场, 使无力场保持无发散的状态, 从而减少机器舍入误差。将三阶差分递减龙格-库塔法应用于时间积分, 并仔细考虑从表面中心变量到体积中心变量的映射。通过多次试验证明, 用该方法能够解决无力场电动力学问题。最后, 他利用该方法研究了相对论性磁主导撕裂不稳定性 and 中子星磁球层, 主磁

岛和次磁岛在他的模拟中都得到了很好的解决。天体物理模型的数值结果表明,该方法具有可靠性和准确性。在计算域的中间,电流片变得更薄,在 x 边界处变得更厚,两个大的磁岛随后出现。在模拟的最后,第三个较小的岛屿在中间形成,如图 18 所示。数值模拟结果表明,该方法很好地捕获了这个问题所有的物理特征本质的细节。他的模拟结果也证实了参考文献 [25] 中的结论,即不稳定性发展的最短时标等于阿尔文时标与经典电阻耗散时标的几何平均值,该结果普遍应用于等离子体物理和太阳物理研究中^[82]。



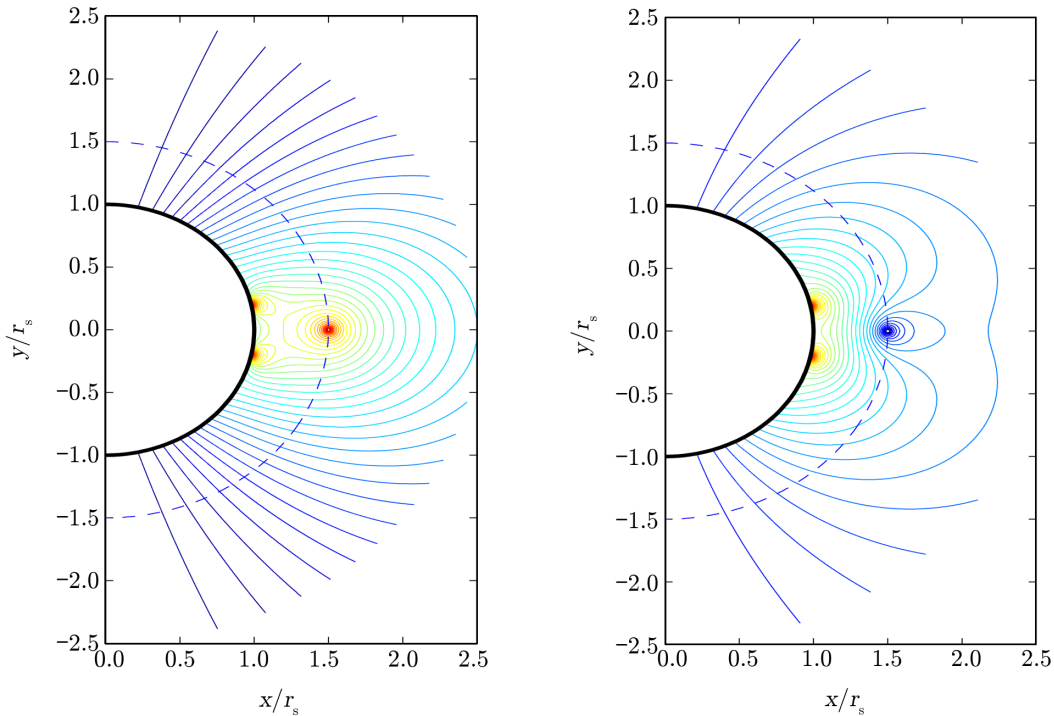
注: R_{ic} 是中子星光柱半径。从左上到右下演化时间依次递增。

图 18 相对论性磁主导的等离子体内部电流片随时间演化^[81]

在日冕物质抛射理论的基础上, Yu^[83] 构建了一个非转动的考虑广义相对论磁中子星耀发的模型,来模拟磁场如何积累能量以及克服 Aly-Sturrock 能量限制并打开的过程。磁中子星磁球层内对称的无力磁场的平衡态可以通过解施瓦西几何空间内的 Grad-Shafranov 方程获得,并可用以重新推导广义相对论条件下的磁位力定理。利用磁位力定理, Yu^[83] 认真研究广义相对论对 Aly-Sturrock 能量阈值的影响。他发现随着中子星质量的增加,能量阈值随之增加,因此,大质量的磁中子星爆发更为困难,磁中子星不可能是极端质量的中子星。对于典型质量的中子星,他进一步研究由质量载荷引起的交叉场电流效应,研究储存磁能超过 Aly-Sturrock 阈值的可能性。

2012 年, Yu^[37] 研究了驱动磁中子星巨耀发的主要机制,发现无力场磁球层中扭缠的磁通量绳因灾变而失去平衡。根据表面磁场的极性,可分为正极和负极两种形态,见图 19。这两种不同磁场形态下,临界磁通量绳高度是不同的, Yu 研究了高度随着磁能注入和壳层运动等表面物理过程而发生的变化,他发现平衡曲线有两个分支:一支代表稳定的平衡态,一支代表非稳定的平衡态。因此,当磁中子星表面磁场缓慢演化,磁通量绳的高度逐渐增加

到一个临界点, 超过这个临界点, 稳定的平衡态不能继续维持。随后, 磁通量绳失去平衡, 磁球层缓慢的准静态演化被快速的动力学演化取代。除了磁能注入之外, 活动区的相对运动也会引起灾变并导致磁能爆发。Yu^[37]发现渐进的过程可能导致磁球层的磁能在非常短的动力学时标内释放, 而并非中子星壳层的瞬间碎裂。



注: 磁力线通过解非齐次的 Grad-Shafranov 方程获得。粗黑线表示中子星表面, 虚线表示磁通量绳高度。

图 19 正极和负极磁场位形^[37]

Huang 和 Yu^[84]进一步研究磁中子星磁球层的多极磁场内磁通量绳的爆发过程。在此过程中, 原本封闭的磁通量绳系统被打开, 同时伴随着磁球层内的磁能快速释放。磁能的释放是导致磁中子星爆发的关键因素。爆发前磁通量绳积累的能量是否能超过爆发时打开磁拓扑结构所需的能量, 决定了磁通量系统的开放是否能实现。通过对系统在临界点积累的磁能的研究, 他们发现驱动偶极场完全打开的爆发是可能实现的。观测表明磁中子星表面区域磁场大部分是多极磁场, 然而在多极背景场中很难产生令磁场完全开放的爆发, 因此探索多极背景场中的磁场部分打开的爆发方法比较有意义。他们发现磁通量绳爆发可能会导致多极磁场的背景场部分开放。中央为拱形的多极磁场释放的能量比中央为凹陷形的多极磁场释放的能量要多, 如果中央凹陷形的多极场极强, 则会导致爆发失败。

磁通量绳爆发后, 系统的抛射拉伸引起电流片的产生。Huang 和 Yu 采用一个域分解方法求解出混合边界值问题, 并以此获得电流片出现后磁球层的磁场结构^[85](见图 20)。他们在之前工作的基础上增加了电流片, 研究了在多极背景场内电流片出现之后, 磁通量绳演化

的平衡曲线的性质。随着磁中子星表面的磁场变化，系统处于准静态演化过程，在临界点失去平衡。当超过临界点，系统就发生灾变从而产生爆发。在考虑电流片后，他们发现多极边界条件对磁通量绳的行为有重要影响。多级背景场强度决定磁通量绳会发生哪种灾变：灾变状态转换或灾变逃逸。灾变状态转换情况下，磁能在状态转换过程中释放，释放的磁场能量足以驱动巨耀发，磁通量绳会以准静态的方式远离磁中子星，而这与观测到的射电余辉不一致。在灾变逃逸情况下，磁通量绳以动力学方式磁星到无穷远处，这与巨耀发的射电余辉观测结果相符。磁通量绳的半径对其爆发有重要的影响，小半径的磁通量绳更容易爆发。电流片为磁重联发生提供了理想的场所，并推动爆发时的能量释放。

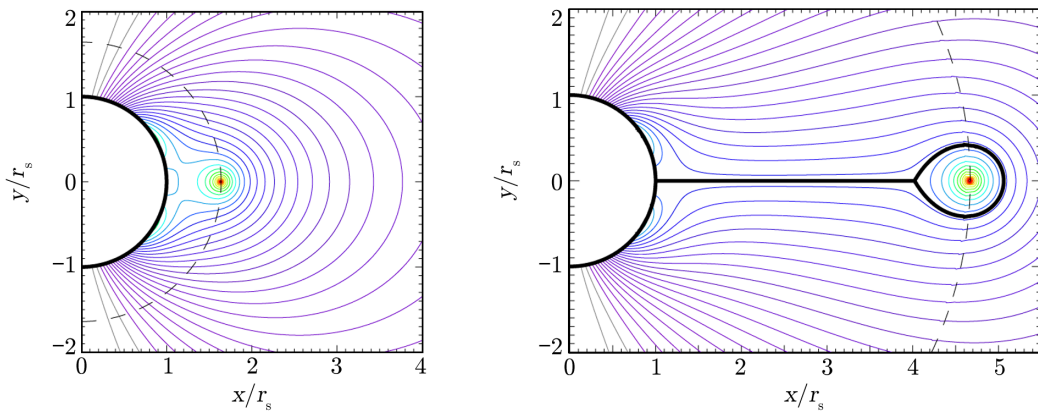


图 20 爆发产生的电流片模拟图^[85]

以上这些数值模拟工作也说明，已经存在的太阳爆发的灾变模型可以为构建磁中子星巨耀发的模型提供一个有意义的参照。利用计算机进行的数值模拟工作是理论研究工作的重要补充，两者相互依赖、不可或缺。通过数值模拟可以求出不同边界条件下磁结构随时间的演化、磁结构中温度和密度，以及能量等一些物理量的分布情况。随着数值模拟精度的不断提高，很多电流片内部的精细结构得到呈现，因此数值模拟工作有力地推动了理论模型发展。

4 总结

在这篇文章中我们介绍磁中子星以及磁中子星巨耀发的观测现象，然后介绍目前国际上已有的解释磁中子星巨耀发过程的一些物理模型，最后简单介绍了相关的数值模拟工作的结果和进展。

磁中子星是一种特殊的少见的中子星，它有极强的表面磁场（大约 10^{11} T）。磁中子星主要包含 SGR 和 AXP。至今人们共观测到三次巨耀发：1979 年 3 月 5 日的 SGR 0526-66 事件，1998 年 8 月 27 日的 SGR 1900+14 事件和 2004 年 12 月 27 日的 SGR 1806-20 事件。磁中子星的瞬间爆发是它们辐射的一个关键特性，除了时间短的小爆发，SGR 会产

生一些能量巨大、持续时间长的巨耀发,这是目前已知的银河系中能量最强的爆发事件($10^{37} \sim 10^{40}$ J)。研究磁中子星的爆发对研究极端条件下的能量释放过程和宇宙天体的形成和演化有重要意义。另外,近距离磁中子星的巨耀发也会对地球的电离层和磁场造成影响,人们希望通过研究磁中子星的爆发对其进行预报,减少其对地球的危害。

关于磁中子星巨耀发的模型主要有两种:一种是壳层模型,另一种是磁球层模型。壳层模型认为,磁中子星巨耀发前,磁场能量贮存在中子星壳层;磁球层模型认为,磁中子星巨耀发前的能量贮存在磁球层内。因为磁中子星的爆发与太阳爆发过程中的 CME 具有很多相似性,如能量来源于磁场、相似的光变轮廓和爆发的灾变时标等,目前研究者都参照 CME 的模型,建立理论模型来研究磁中子星巨耀发活动的一些物理细节。本文具体介绍了 Meng 等人在太阳爆发磁通量绳灾变模型的基础上提出的一个新的解释磁中子星爆发活动的磁流体动力学模型。

最后,本文介绍了关于磁中子星巨耀发的一些数值模拟工作,这些数值模拟工作通过建立一系列的磁流体动力学模型展开。这些工作可以给出巨耀发过程磁结构的形态和电流片内部随时间演化的情况,可以对理论模型进行检验。

从内核到壳层,再到外磁层,人们对磁中子星的物理性质研究取得了很大进展。但在这一领域仍有很多未解的难题,通过对这些问题的研究和探索,人们有望对磁中子星的认识取得重要突破。例如,磁中子星磁能的最终来源到底是壳层还是磁球层,磁能储存和释放的具体过程,磁中子星巨耀发的三维相对论磁重联的数值模拟等。这些工作需要研究者进一步研究。

参考文献:

- [1] Baade W, Zwicky F. *Phys Rev*, 1934, 45: 138
- [2] Oppenheimer J R, Volkoff G M. *Phys Rev*, 1939, 55: 374
- [3] Hewish A, Bell S J, Pilkington D H, et al. *Nature*, 1968, 217: 709
- [4] Gold T. *Nature*, 1968, 218: 731
- [5] Pacini F. *Nature*, 1968, 219: 145
- [6] Large M I, Vaughan A E, Mills B Y. *Nature*, 1968, 220: 340
- [7] Staelin D H, Reifstein E C. *Science*, 1968, 162: 1481
- [8] 温学诗, 吴鑫基. *现代物理知识*, 1995, 7: 123
- [9] Richards D W, Comella J M. *Nature*, 1969, 222: 551
- [10] Manchester R N, Hobbs G B, Teoh A, et al. *AJ*, 2005, 129: 1993
- [11] Manchester R N. *Science*, 2004, 304: 542
- [12] Abdo A A, Ajello M, Allafort A, et al. *ApJS*, 2013, 208: 17
- [13] Rea N, Esposito P. *Magnetar Outbursts: an Observational Review*. Berlin: Springer-Verlag, 2011: 247
- [14] Woods P M, Thompson C. *Compact Stellar X-ray Sources*. Walter L, Michiel van der K, eds. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 547
- [15] Thompson C, Duncan R C. *ApJ*, 1996, 473: 322
- [16] Kouveliotou C, Dieters S, Strohmayer T, et al. *Nature*, 1998, 393: 235
- [17] Duncan R C, Thompson C. *ApJ*, 1992, 392: L9

- [18] Harding A K, Lai D. *RPPh*, 2006, 69: 2631
- [19] Mereghetti S, Tiengo A, Stella L, et al. *ApJ*, 2004, 608: 427
- [20] Kaspi V M, Gavriil F P, Woods P M, et al. *ApJ*, 2003, 588: L93
- [21] Turolla R, Zane S, Watts A L. *RPPh*, 2015, 78: 11
- [22] Kaspi V M, Beloborodov A M. *ARA&A*, 2017, 55: 261
- [23] Hurley K, Boggs S E, Smith D M, et al. *Nature*, 2005, 434: 1098
- [24] Thompson C, Lyutikov M, Kulkarni S R. *ApJ*, 2002, 574: 332
- [25] Lyutikov M. *MNRAS*, 2006, 367: 1594
- [26] Mazets E P, Golentskii S V, Ilinskii V N, et al. *Nature*, 1979, 282: 587
- [27] Hurley K, Cline T, Mazets E, et al. *Nature*, 1999, 397: 41
- [28] Kouveliotou C, Strohmayer T, Hurley K, et al. *ApJ*, 1999, 510: L115
- [29] Feroci M, Hurley K, Duncan R C, et al. *ApJ*, 2001, 549: 1021
- [30] Tanaka Y T, Terasawa T, Kawai N, et al. *ApJ*, 2007, 665: L55
- [31] Palmer D M, Barthelmy S, Gehrels N, et al. *Nature*, 2005, 434: 1107
- [32] Terasawa T, Tanaka Y T, Takei Y, et al. *Nature*, 2005, 434: 1110
- [33] Campbell P, Hill M, Howe R, et al. GCN GRB observation report. US: AAVSO, 2005: 2932
- [34] Inan U S, Lehtinen, N G, Moore R, et al. *Geophysical Research Letters*, 2007, 34: 8103
- [35] Manda M, Balasis G. *Geophysical Journal International*, 2006, 167: 586
- [36] Thompson C, Duncan R C. *MNRAS*, 1995, 275: 255
- [37] Yu C. *ApJ*, 2012, 757: 67
- [38] Ruderman M. *ApJ*, 1991, 366: 261
- [39] Ruderman M. *ApJ*, 1991, 382: 576
- [40] Ruderman M. *ApJ*, 1991, 382: 587
- [41] Beloborodov A M, Thompson C. *ApJ*, 2007, 657: 967
- [42] Marsden D, White N E. *ApJ*, 2001, 551: L155
- [43] Kuiper L, Hermsen W, den Hartog P R, et al. *ApJ*, 2006, 645: 556
- [44] Kuiper L, Hermsen W, Mendez M. *ApJ*, 2004, 613: 1173
- [45] Molkov S, Hurley K, Sunyaev R, et al. *A&A*, 2005, 433: L13
- [46] Mereghetti S, Götz D, Mirabel I F, et al. *A&A*, 2005, 433: L9
- [47] den Hartog P R, Hermsen W, Kuiper L, et al. *A&A*, 2006, 451: 587
- [48] Masada Y, Nagataki S, Shibata K, et al. *PASJ*, 2010, 62: 1093
- [49] Švestka Z. *Geophysics & Astrophysics Monographs*, 1976, 8: 87
- [50] Priest E R, Forbes T G. *A&ARv*, 2002, 10: 313
- [51] Priest E R. *Solar Magneto-Hydrodynamics*. Boston: Reidel Pub Co, 1982: 115
- [52] Meng Y, Lin J, Zhang L, et al. *ApJ*, 2014, 785: 62
- [53] Lin J, Raymond J C, van Ballegoijen A A. *ApJ*, 2004, 602: 422
- [54] Lin J, Soon W. *NewA*, 2004, 9: 611
- [55] Aly J J. *ApJ*, 1991, 375: L61
- [56] Sturrock P A. *ApJ*, 1991, 380: 655
- [57] Lin J, Mancuso S, Vourlidas A. *ApJ*, 2006, 649: 1110
- [58] Lin J, Forbes T G. *JGR*, 2000, 105: 2375
- [59] Forbes T G, Isenberg P A. *ApJ*, 1991, 373: 294
- [60] Lin J, Soon W, Baliunas S L. *NewA Rev*, 2003, 47: 53
- [61] Parker E N. *Physics of Solar Flares*. Hess W N, ed. Washington D C: NASA, 1963: 89
- [62] Parker H E. *ApJS*, 1963, 8: 177
- [63] Götz D, Mereghetti S, Hurley K. *ApSS*, 2007, 308: 51
- [64] Gill R, Heyl J S. *MNRAS*, 2010, 407: 1926
- [65] Reeves K K, Forbes T G. *ApJ*, 2005, 630: 1133
- [66] Reeves K K, Linker J A, Mikić Z, et al. *ApJ*, 2010, 721: 1547

- [67] Qiu J, Liu W J, Longcope D W. ApJ, 2012, 752: 124
- [68] Ciaravella A, Webb D F, Giordano S, et al. ApJ, 2013, 766: 65
- [69] Liu W J, Qiu J, Longcope D W, et al. ApJ, 2013, 770: 111
- [70] Susino R, Bemporad A, Krucker S. ApJ, 2013, 777: 93
- [71] Reeves K K, Warren H P, Forbes T G. ApJ, 2007, 668: 1210
- [72] Winter H D, Martens P, Reeves K K. ApJ, 2011, 735: 103
- [73] Zharkova V V, Arzner K, Benz A O, et al. SSRv, 2011, 159: 357
- [74] Yan L, Winter H D, Murphy N A, et al. PASJ, 2013, 65: 101
- [75] Forbes T G, Lin J. JASTP, 2000, 62: 1499
- [76] Lin J. ChJAA, 2002, 2: 539
- [77] Parfrey K, Beloborodov A M, Hui L. MNRAS, 2012, 423: 1416
- [78] Parfrey K, Beloborodov A M, Hui L. ApJ, 2012, 754: L12
- [79] Parfrey K, Beloborodov A M, Hui L. ApJ, 2013, 774: 92
- [80] Mikic Z, Linker J A. ApJ, 1994, 430: 898
- [81] Yu C. MNRAS, 2011, 411: 2461
- [82] Priest E, Forbes T. Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000: 612
- [83] Yu C. ApJ, 2011, 738: 75
- [84] Huang L, Yu C. ApJ, 2014, 784: 168
- [85] Huang L, Yu C. ApJ, 2014, 796: 3

The Research in Observations and Theory of Magnetar Giant Flares

MENG Ying¹, LIN Jun^{1,2}

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

Abstract: Giant flares (GF) observed from the soft gamma-ray repeater (SGR) are generally believed to take place on the magnetar, a neutron star with an extremely strong magnetic field ($10^{10} \sim 10^{11}$ T), and release huge amount of energy ($> 10^{39}$ J) in a very short time interval (a few tens of seconds). They are thought to be the most energetic phenomenon in the universe next to the supernova and the gamma-ray burst. Currently, it is usually thought that the energy driving the GF from the SGR is from the magnetic field in the magnetosphere of the magnetar, the eruption is triggered by the catastrophic loss of equilibrium in the magnetic structure as a result of various instabilities in the structure, and magnetic reconnection subsequently converts most of the magnetic energy into heat and kinetic energy of the plasma involved in the eruption. Meanwhile, a small portion of the magnetic energy is used to accelerate charged particles as well.

In this review, we introduce the physical properties of magnetars and the observations

of GF on SGR. So far, two types of models for GF exist, including the crust model and the magnetosphere model, distinguishing from one another by the region where the energy is stored prior to GF. The former assumes that the energy is stored in the crust of the neutron star, and the latter assumes that the storage occurs in the magnetosphere. In the crust model, a giant flare is caused by a sudden untwisting of the internal magnetic field and subsequently a large and quick rotational displacement takes place. Alternatively, in the magnetosphere model, the magnetic energy is slowly stored in the magnetosphere until the system reaches a critical state and loses the mechanical equilibrium, triggering the eruption. Observations of the giant flare from SGR 1806–20 on 2004 December 27 showed that it lasted a very short rise time (0.25 ms). This time interval of the eruption is short compared to the timescale required for the crust model and is more consistent with the magnetosphere model.

In this paper, some theoretical magnetosphere models are introduced. The magnetohydrodynamical (MHD) model for magnetar giant flares in the framework of the catastrophe model for the coronal mass ejection from the Sun is focused on. In this model, the rotation and/or displacement of the crust causes the field to twist, compress, stretch, and deform, leading to the formation of a magnetic flux rope in the magnetosphere, as well as slow accumulation of the magnetic energy in the related configuration. When the energy and helicity stored in the configuration reach a threshold, the system loses its equilibrium, the flux rope is ejected outward in a catastrophic way, and magnetic reconnection helps the catastrophe develop to a plausible eruption. The calculated light curves of SGR 1806–20, SGR 0526–66, and SGR 1900+14 are in good agreement with the observed light curves of these giant flares. In addition, some MHD simulations about the GF are introduced. Solving the MHD equations for different initial and boundary conditions, the GF can be duplicated in the numerical experiment, the evolution of magnetic configuration, including the current sheet where magnetic reconnection takes place, for the eruption could then be further obtained in detail.

Key words: MHD; magnetic reconnection; neutron stars; accretion discs; black hole