

分类号 \_\_\_\_\_

密级 \_\_\_\_\_

UDC \_\_\_\_\_

编号 \_\_\_\_\_

# 中国科学院研究生院 博士学位论文

太阳耀斑伽马射线计算及其观测

陈 维

指导教师 \_\_\_\_\_ 甘为群 研究员

中国科学院紫金山天文台

申请学位级别 \_\_\_\_\_ 博士 \_\_\_\_\_ 学科专业名称 \_\_\_\_\_ 天体物理

论文提交日期 \_\_\_\_\_ 2012年5月 \_\_\_\_\_ 论文答辩日期 \_\_\_\_\_ 2012年5月

培养单位 \_\_\_\_\_ 中国科学院紫金山天文台

学位授予单位 \_\_\_\_\_ 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 \_\_\_\_\_ 方成 院士

Typeset by L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X 2<sub>ε</sub> at May 14, 2012

With package CASthesis v0.1j of C<sub>T</sub>E<sub>X</sub>.ORG

# The Calculation and Observation of Gamma-Rays from Solar Flares

**Wei Chen**

Supervisor:

Prof. Wei-qun Gan

Purple Mountain Observatory  
Chinese Academy of Sciences

May, 2012

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.  
in Astrophysics*



## 摘 要

耀斑加速粒子与太阳大气介质原子的核反应碰撞过程产生大量的伽马射线、中子、正电子、 $\pi$ 介子以及连续谱辐射，这些辐射在许多耀斑中被观测到。产生伽马射线的主要机制是原子核退激发、质子俘获中子和正负电子湮灭。而连续谱辐射主要来自高能电子韧致辐射和 $\pi$ 介子衰变。核退激发谱包括加速轻粒子（质子和 $\alpha$ 粒子）与大气周围重核碰撞产生的窄线和加速重离子与周围大气的H、He碰撞产生的宽线以及核连续谱（包括大量不可分辨的弱线、复合反应连续谱和预平衡反应连续谱）。

耀斑伽马射线是太阳耀斑中加速离子和高能电子最为直接的反映。通过伽马射线能谱分析，可以获得耀斑过程中加速粒子的成分、能谱、角分布，以及太阳大气元素丰度等重要信息。实验室对耀斑伽马射线能谱中强发射线产生截面的测定相当有限，通常只是覆盖有限的入射粒子能量范围。大量弱发射线产生截面更是无法测得。因而，过去的伽马射线能谱计算并不完整。TALYS是一高效的核反应模拟软件，它对核反应过程中所有信息（包括核反应截面）提供了完整的描述。我们利用TALYS计算得到核反应截面数据，开发了一套新的耀斑伽马射线谱计算程序。这套程序使得强发射线的计算更为完整和精确，同时对核连续谱成分有了更好的计算。本论文前半部分就该理论计算过程进行了详细讨论。此外，我们还详细计算了在不同条件下的强发射线轮廓（以4.438 MeV线为例）。通过比较，我们发现，伽马射线轮廓特征（包括谱线加宽和线心漂移）与加速粒子能谱、加速粒子角分布、太阳大气元素丰度以及耀斑位置等参数紧密相关。谱线轮廓观测分析将有助于我们获取这些物理信息。

在论文后半部分，我们将耀斑伽马射线能谱理论计算与RHESSI观测结合，分析研究康普顿散射效应对耀斑伽马射线能谱的影响。耀斑核反应过程中产生大量中子，其中向上运动的中子直接逃离太阳大气，而一些向下运动的中子则可能经历热化后在光球中被氢原子俘获产生2.223 MeV光子。由于中子俘获线产生在太阳深层大气中，2.223 MeV光子在向外逃逸的过程中可能经历康普顿散射。通过对2005年1月20日耀斑的分析，我们发现，该事件中中子俘获线形成区域平均柱密度约为 $8 \text{ g cm}^{-2}$ ，而在耀斑早期该深度超过 $15 \text{ g cm}^{-2}$ 。如此高的柱密度意味着康普顿散射效应对中子俘获线的传播有明显作用。通过康普顿连续

谱的校正，我们发现中子俘获线流量的演化规律（包括强度和峰值时间）与校正前比较发生明显改变。表明中子俘获线的康普顿散射在耀斑伽马能谱中具有相当的贡献。

**关键词：** 太阳，太阳耀斑，伽马射线计算，谱线轮廓，康普顿散射

## Abstract

Nuclear reactions, due to interactions of flare-accelerated particles with the ambient solar atmosphere, produce a wealth of gamma-ray lines, neutrons, positrons,  $\pi$ -mesons, and continuum emissions. Such emissions have been observed from many solar flares. The principal mechanisms for the production of gamma-ray lines are nuclear de-excitation, neutron capture by proton, and positron annihilation. While the continuum emissions are mainly from bremsstrahlung of high-energy electrons and decay of  $\pi$ -meson. The nuclear de-excitation spectrum consists of narrow lines, resulting from accelerated light-weight ions (protons and  $\alpha$ -particles) interacting with the ambient heavy nuclei, broad lines, resulting from accelerated heavy nuclei interacting with ambient H and He, and nuclear continuum which includes a series of unresolved weak lines, compound continuum, and pre-equilibrium continuum.

The solar gamma-rays are the most direct reflection about the acceleration and transport of electrons and ions in solar flares. Analysis of gamma-ray lines in solar flare can provide information on composition, spectrum, and angular distribution of the accelerated ions, as well as elemental abundance of the ambient solar atmosphere. The laboratory measurements of the cross sections for strong gamma-ray lines production in flare spectra are limited and only cover a limited range of projective energies. The cross sections for numerous weaker gamma-ray lines are even unmeasurable. Thus, the previous calculation of gamma-ray spectrum, based on both measured cross sections and estimated cross sections, is incomplete. TALYS is an efficient code simulating nuclear reactions, and can provide detailed calculations for all the information (include cross section). Based on TALYS calculation, we developed a new program of gamma-ray lines production, which improves the completeness and accuracy of the previous calculation. The theoretical frame of gamma-ray production in solar flares is treated in detail at the first half of the thesis. In addition, we calculated the shapes of strong gamma-ray lines (take 4.438 MeV line as an example) under different conditions. By comparison, we found that the shapes of gamma-ray lines (include Doppler width and shift) are closely related to the energy spectrum and angular distribution of

accelerated ions, the solar element abundance, and flare location, etc. As a result, the observation and analysis of spectral line shape will help us to obtain these physical parameters.

In particular, at the latter part of the thesis, we studied the effect of Compton scattering on the gamma-ray spectrum by comparing the theoretical calculation with data. Neutrons are produced at the site of flare by nuclear reactions. All the upward moving neutrons can escape from the Sun directly. While the downward moving neutrons have a good chance of being thermalized and captured on hydrogen in the photosphere; each capture then results in one 2.223 MeV photon. Since it forms in the deep atmosphere, the energy of these photons may be reduced via Compton scattering. By analyzing the flare occurred on 2005 January 20 (X7.1/2B), one of the most powerful gamma-ray flares observed by *RHESSI* during the 23rd solar cycle, we find that the vertical depth for neutron capture on hydrogen is about  $8 \text{ g cm}^{-2}$  on average and higher than  $15 \text{ g cm}^{-2}$  during the early phase of the flare. It suggests that Compton scattering has a significant effect on the propagation of the neutron capture lines, especially during the early phase of the flare. Furthermore, by using Compton-scattered continuum to correct the neutron capture line flux, we also find that the time evolution, not only the intensity but also the peak time of the flux, has been changed considerably. This result demonstrates that the Compton effect of 2.223 MeV plays an indispensable role in a gamma ray spectrum.

**Keywords:** the Sun, solar flare, gamma-rays calculation, spectral line shape, Compton scattering



# 目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	v
第一章 导言	1
第二章 太阳耀斑伽马射线概述	5
2.1 太阳综述	5
2.1.1 光球层	6
2.1.2 色球层	7
2.1.3 日冕层	7
2.2 耀斑综述	8
2.2.1 经典耀斑模型	8
2.2.2 耀斑能量辐射	9
2.3 伽马射线综述	11
2.3.1 伽马射线的发射机制	12
2.3.2 伽马射线与物质相互作用	14
2.4 耀斑伽马射线综述	18
2.4.1 耀斑中的加速粒子	18
2.4.2 耀斑伽马射线作用区特性	20
2.4.3 耀斑伽马射线产生机制及应用	22
第三章 耀斑伽马射线能谱的理论计算	25
3.1 引言	25

3.2	TALYS介绍 .....	26
3.3	伽马射线能谱的组成 .....	27
3.3.1	强发射线 .....	30
3.3.2	核连续谱 .....	38
3.4	太阳耀斑伽马射线能谱计算 .....	42
3.5	小结 .....	46
<b>第四章</b>	<b>耀斑伽马射线谱线轮廓研究 .....</b>	<b>47</b>
4.1	引言 .....	47
4.2	多普勒运动对谱线轮廓的影响 .....	48
4.2.1	加速粒子能谱对谱线轮廓的影响 .....	48
4.2.2	加速粒子角分布对谱线轮廓的影响 .....	50
4.2.3	耀斑位置对谱线轮廓的影响 .....	51
4.2.4	激发核质量与谱线多普勒运动关系 .....	55
4.3	谱线轮廓精细结构研究 .....	56
4.4	小结 .....	58
<b>第五章</b>	<b>康普顿效应对伽马射线能谱作用研究 .....</b>	<b>61</b>
5.1	引言 .....	61
5.2	中子俘获线的康普顿散射模拟 .....	62
5.3	康普顿散射在耀斑中的应用 .....	66
5.4	小结 .....	74
<b>第六章</b>	<b>总结与展望 .....</b>	<b>75</b>
<b>附录 A</b>	<b>实验系和质心系中物理量的转换 .....</b>	<b>81</b>
<b>附录 B</b>	<b>坐标系旋转 .....</b>	<b>85</b>
	<b>符号缩写一览表 .....</b>	<b>87</b>
	<b>参考文献 .....</b>	<b>89</b>

---

发表文章目录 .....	103
简历 .....	105
致谢 .....	107



## 表 格

3.1 部分强发射线的线心能量、形成的核反应方式以及发射该线时核 子所在激发能级的寿命和辐射几率。 .....	32
3.2 光球元素和加速粒子的丰度参照表[115]。 .....	43



## 插 图

2.1	太阳内部结构示意图。1, 核心区; 2, 中介层; 3, 对流层; 4, 光球层; 5, 色球层; 6, 日冕层; 7, 黑子; 8, 米粒; 9, 日珥。图片来自维基百科。 .....	5
2.2	太阳光球层及其黑子现象。图片来自GONG (Global Oscillation Network Group)。 .....	6
2.3	X射线以及紫外波段对太阳色球层的观测。图片来自维基百科。 ...	7
2.4	太阳日冕及其日冕物质抛射。图片来自维基百科。 .....	8
2.5	耀斑标准模型的卡通示意图。图片来自 (Sturrock 1966) [133]。 ...	9
2.6	太阳能谱的多波段观测。图片来自 (Aschwanden 2005) [5]。 .....	10
2.7	2002年7月23日X4.8级耀斑不同能段的光变曲线 [68]。上图和下图分别由 GOES和 RHESSI 观测所得。GOES结果显示了软X射线流量的时间演化, RHESSI结果显示硬X射线流量和伽马射线流量的时间演化。两条垂直线隔开的三个区域分别为耀斑前相、脉冲相和缓变相。 .....	11
2.8	$^{12}\text{C}$ 原子能级结构示意图。 .....	13
2.9	光电效应示意图。 .....	14
2.10	康普顿效应示意图。 .....	15
2.11	电子对效应示意图。 .....	16
2.12	三种效应的相对重要性 [2]。 .....	17
2.13	耀斑硬X射线和伽马射线产生卡通图。 .....	21
2.14	伽马射线能谱的组成。图片来自Murphy(1997) [82]。 .....	22
3.1	TALYS中核物理模型概述。 .....	27
3.2	TALYS中原子核能级示意图。 $N_s$ 之下为离散能级, 之上近似为连续态能级。 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 来自离散能级间跃迁; $\gamma_4$ 为连续态能级之间跃迁产生; $\gamma_5$ 来自连续态能级与离散能级的跃迁。 .....	28

3.3	太阳耀斑伽马射线计算结构图。·····	29
3.4	$^{12}\text{C}$ 原子核能级结构示意图。·····	30
3.5	图a和图b分别为由TALYS计算得到的质子、 $\alpha$ 粒子与C、N、O原子核作用产生4.438 MeV光子的反应截面。·····	31
3.6	TALYS计算的100 MeV质子与 $^{56}\text{Fe}$ 和 $^{24}\text{Mg}$ 作用产生弱发射线的截面。图a和图b中靶核分别为 $^{56}\text{Fe}$ 原子核与 $^{24}\text{Mg}$ 原子核。·····	38
3.7	图a和图b分别为100 MeV质子与 $^{56}\text{Fe}$ 、 $^{24}\text{Mg}$ 作用产生的连续谱截面(实线所示),包括弱发射线、复合连续谱和预平衡连续谱,其中点线为预平衡连续谱贡献,虚线为复合连续谱贡献。·····	39
3.8	与图3.7类似,图a和图b分别为100 MeV质子与 $^{56}\text{Fe}$ 、 $^{24}\text{Mg}$ 作用产生的连续谱截面(实线所示),虚线为复合连续谱贡献。·····	40
3.9	能量分别为10 MeV、50 MeV和100 MeV的入射质子与 $^{56}\text{Fe}$ 作用产生的连续谱截面。·····	41
3.10	SRIM计算得到的能量损失率。图a和图b分别为质子和C原子在由90%H和10%He组成的气体靶核中的能量损失率。其中点线为库仑碰撞损失,虚线为核损失。·····	42
3.11	不同加速粒子谱指数( $s$ ),不同 $\alpha/p$ 值的各向同性分布的加速粒子与太阳大气作用产生的伽马射线能谱比较,其中虚线为核宽线对能谱的贡献。·····	45
4.1	加速粒子与靶核原子非弹性碰撞产生伽马光子示意图。·····	47
4.2	假设[C]/[O]丰度比为0.50,在不同加速粒子谱( $s$ )和/或 $\alpha/p$ 比的条件下,具有各向同性分布的耀斑加速粒子与太阳大气作用时产生的 $^{12}\text{C}$ 4.438 MeV的谱线轮廓(实线所示),其中点线: $p + ^{12}\text{C} \rightarrow p + ^{12}\text{C}^* + \gamma$ ;虚线: $p + ^{16}\text{O} \rightarrow X + ^{12}\text{C}^* + \gamma$ ;点划线: $\alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}^* + \gamma$ ;点点划线: $\alpha + ^{16}\text{O} \rightarrow X + ^{12}\text{C}^* + \gamma$ ,垂直虚线为谱线特征能量(4.438 MeV)。·····	49
4.3	不同角分布和不同能谱的加速粒子产生的 $^{12}\text{C}$ 4.438 MeV的谱线轮廓变化。图注与图4.2相同。·····	50
4.4	不同日心角的耀斑产生的 $^{12}\text{C}$ 4.438 MeV的谱线轮廓比较。图注与图4.2相同。·····	52



4.5	日面耀斑在不同加速粒子能谱条件下 $^{12}\text{C}$ 4.438 MeV 的谱线线心红移变化规律。粗线和细线分别为 $\alpha/p = 0.1$ 和 $\alpha/p = 0.5$ 时的计算结果。·····	53
4.6	不同耀斑位置以及不同加速粒子能谱条件下 $^{12}\text{C}$ 4.438 MeV 的谱线轮廓变化规律。实线、点线和虚线分别代表不同加速粒子能谱。另外，粗线和细线分别为 $\alpha/p = 0.1$ 和 $\alpha/p = 0.5$ 时的计算结果。·	53
4.7	上下图分别为 $^{16}\text{O}$ 6.129 MeV和 $^{20}\text{Ne}$ 1.634 MeV谱线线心偏移变化规律。图注与图 4.6相同。·····	54
4.8	谱线轮廓与激发核质量的变化关系。左图和右图分别为谱线线心和谱线宽度变化规律。·····	55
4.9	质心坐标系下非弹性碰撞 $^{12}\text{C}(p,p'\gamma)^{12}\text{C}$ 中质子出射微分截面。·····	56
4.10	单能质子 (20 MeV) 与 $^{12}\text{C}$ 作用产生4.438 MeV核线在4个不同方向的谱线轮廓。·····	58
5.1	模拟伽马光子在太阳大气中经历康普顿散射的示意图。·····	63
5.2	2.223 MeV光子通过柱密度为 $10\text{ gcm}^{-2}$ 太阳大气经历康普顿散射后的能量分布，虚线对应近似后康普顿散射连续谱。峰值强度已归一化处理。·····	64
5.3	不同柱密度条件下，2.223MeV光子经历康普顿散射后的能量分布。所有能谱归一化为相同峰值强度。曲线从上到下分别为柱密度50、20、10、5和 $1\text{ gcm}^{-2}$ 的模拟结果。·····	65
5.4	2005年1月20日耀斑硬X射线和伽马射线的光变，其中两条垂线之间区域为本文研究所选取时间段。·····	66
5.5	上：对2005.1.20耀斑06:43:10–07:00:10 UT段的最佳拟合结果。左下：拟合残值。右下：拟合结果的 $\Delta\chi^2$ 等值图。最佳拟合结果显示第一种拟合模型得到加速粒子谱指数 $s = 5.5 \pm 0.3$ 。·····	68
5.6	与图 5.5相同。最佳拟合结果显示第二种拟合模型得到加速粒子谱指数为 $s \leq 2.3$ 。·····	69
5.7	不同加速粒子谱指数下的耀斑理论伽马射线能谱计算。图中实线为总的伽马退激发线能谱，虚线和点线分别为核宽线和不可分辨连续谱分量。·····	69

5.8	中子俘获线 (2.223 MeV) 流量、正负电子湮灭线 (0.511 MeV) 流量、250 keV处韧致辐射流量、4–7 MeV核退激发线流量以及加速粒子谱指数的演化曲线。图中左右两边分别为拟合模型中无和有康普顿散射项时的参数演化结果。·····	71
5.9	中子俘获线流量演化曲线 (顶图), 康普顿连续谱强度演化曲线 (中图), 以及康普顿效率和中子俘获深度演化规律 (底图)。顶图中菱形标志为校准后的中子俘获线流量演化规律。·····	71
5.10	GEANT4模拟不同入射能量中子被太阳大气氢元素俘获的时间演化曲线。假设单能中子成束状由色球底上方100 km处向下注入, 并且 ${}^3\text{He}/\text{H}=3\times 10^{-3}$ 。·····	73
5.11	不同能量中子被质子俘获的深度对比。·····	73
A.1	$\theta_L$ 和 $\theta_C$ 关系图。·····	82
B.1	坐标系旋转示意图。·····	85

## 第一章 引言

我仰望星空，  
它是那样寥廓而深邃；  
那无穷的真理，  
让我苦苦地求索、追随。

摘自温家宝<<仰望星空>>

“地球是人类的摇篮，但人类不可能永远生活在摇篮里”。出于对真理的追求和未知的好奇，人类前进的步伐开始走出地球，迈向太空。1961年4月12日清晨，人类的第一位太空使者——苏联航天员尤里·加加林，开辟了人类航天的新纪元。人类生活从此也开始面临更多前所未有的挑战。卫星仪器遭到破坏，地面通讯受到干扰，宇航员生命保障面临危险……，造成这一切的罪魁祸首之一就是空间天气。

在我们的太阳系内，空间天气存在于地球与太阳之间，它是指由太阳活动引起的一个近地空间环境短时间尺度变化的概念。空间天气是当前国际上热门和前沿的基础科学，同时它也与国民经济、国防和国家安全紧密联系。所以，空间天气研究是未来生活重中之重的研究课题，它对空间探索和发展这些领域产生深远的影响。

太阳高能粒子是空间天气的重要驱动力。当太阳上出现耀斑或日冕物质抛射（CME）等剧烈活动时，大量的太阳高能粒子到达地球轨道，它们将会破坏航天器电子设备，并威胁到宇航员的生命。当耀斑辐射来到地球附近时，它们与大气分子发生剧烈碰撞，破坏电离层，使之失去反射无线电电波的功能。无线电通信尤其是短波通信，以及电视台、电台广播，会受到干扰甚至中断。这些高能带电粒子流还将与地球高层大气作用，产生极光，并干扰地球磁场而引起磁暴。给地球磁层，电离层和中高层大气，卫星运行和安全，以及人类健康，带来严重影响和危害。

太阳高能粒子研究也是认识太阳的重要手段。太阳是太阳系的中心天体，是距离地球最近的恒星，是了解宇宙和生命起源的天然实验室。它也是地球的

生命万物之源，给地球带来了光和热，它与人类的命运息息相关。经过几百年的研究，天文学家发现，太阳并不是一颗简单发光发热的宁静恒星，而是具有丰富多样的太阳活动。随着科学技术的发展，太阳活动对航空航天以及通讯等现代科技活动的影响更加显著，这进一步增加了天文学家对太阳的研究动力。尽管人类对太阳的认识，从早在遥远的古代神话里就已有记载和描述。但是，太阳上依旧有很多难题至今都令我们一筹莫展。譬如，太阳内部的发电机效应、日冕加热机制、太阳黑子周期性起源……。

在众多的谜题中，其中最令我着迷是太阳高能粒子如何获得加速？它们又是以何种形式展示给研究者？又是如何影响地球和人类生活？这些思考让我们把目光聚焦在太阳高能物理现象研究上。太阳高能物理的研究对象是发生在磁化和高度动力学太阳大气中的能量释放和粒子加速过程，这种过程主要发生在太阳耀斑中[2]。太阳耀斑是发生在太阳系中最强的爆发现象（见第二章）。在很短的时间内，大量的磁场能量迅速地释放在太阳大气中，其中大部分能量用来加速电子和离子。最强的耀斑事件甚至可以将电子加速至相对论速度，离子被加速至几个 GeV 每单位核子。迄今为止还没有一致的机制能够解释粒子如何在几秒到几分钟之内加速到如此高能量。这些随着耀斑爆发喷射出的大量高能带电粒子经过一段时间传播到达地球，我们在地球轨道附近可观测到高能粒子的强度突然增加，这就是太阳高能粒子事件。太阳高能粒子对人类生活的破坏力惊人，这些破坏的存在正是我对太阳高能物理研究的目的与动力。

耀斑加速粒子或逃离太阳，或被太阳重新捕获。那些从太阳中逃逸的高能粒子又或湮灭于宇宙，或冲向地球，产生空间天气。一个新的难题是，这些逃逸的粒子和重被捕获的粒子之间有着怎样的关联？对于它们的研究是否有助于我们预测与预报空间天气的发生？对于那些未能逃离太阳的高能粒子，我们只能通过观测它们所产生的次级效应来加以研究，这些高能粒子在太阳大气运输的过程中，产生的电磁辐射一直从射电到伽马射线波段。光学、紫外和软 X 射线显示的是耀斑加热等离子体的热效应。对于高能质子、加速重离子以及相对论性电子，典型的辐射效应就是伽马射线（能量高于 300 keV 的光子），包括连续谱和线发射。本论文第二章描述了太阳耀斑伽马射线的特征。在第三章中，我们探讨了耀斑伽马射线的主要产生机制，并结合完整的核反应截面数据库，理论计算了耀斑伽马射线能谱。通过伽马谱线轮廓分析我们可以确定加速粒子的能谱、角分布，以及加速粒子成分和太阳大气元素丰度等信息（见第四章）。通常而言，多数耀斑伽马射线产生于太阳色球层中，由于此时的大气相对稀薄，伽马

射线在向外部逃逸时可以看作无能量损失过程。因此，大多数被地球仪器探测到的耀斑伽马射线的能量未有衰减，而直接反映出它们在太阳耀斑中产生时的信息。但是，也有一些核线是例外的，譬如： $2.223\text{ MeV}$ 中子俘获线。它通过热化中子被氢元素俘获过程产生，主要形成于光球或色球底部。由于太阳底层大气密度较高，伽马光子在逃逸过程中与周围介质发生的康普顿散射有可能变得重要。康普顿散射效应使得高能光子向低能转换，从而影响整个伽马射线能谱的特征。本文第五章结合RHESSI卫星数据观测，以2005年1月20日伽马射线耀斑为例，研究了中子俘获线康普顿散射效应对耀斑伽马射线能谱的影响。

耀斑伽马射线是研究太阳高能粒子（尤其对于质子和重离子）加速和转播最直接和几乎唯一的手段，同时也为我们对空间天气研究开辟了新的窗口。本论文旨在研究耀斑伽马射线的理论计算和观测分析。



## 第二章 太阳耀斑伽马射线概述

### 2.1 太阳综述

对于人类来说，光辉的太阳无疑是宇宙中最重要的天体。它滋生了姿态万千的生命现象，更孕育出作为智能生物的人类。它带来了日夜和季节的轮回，左右着地球冷暖的变化，为地球生命提供了各种形式的能源。40亿年前，一团氢气聚合在一起形成了我们今天的太阳。再过上50亿年，它又将变成一颗红巨星。巨大的熔炉持续向广袤的太空抛撒能量，直至慢慢地黯淡下来。太阳最终完全冷却，它的生命周期也从此戛然而止。

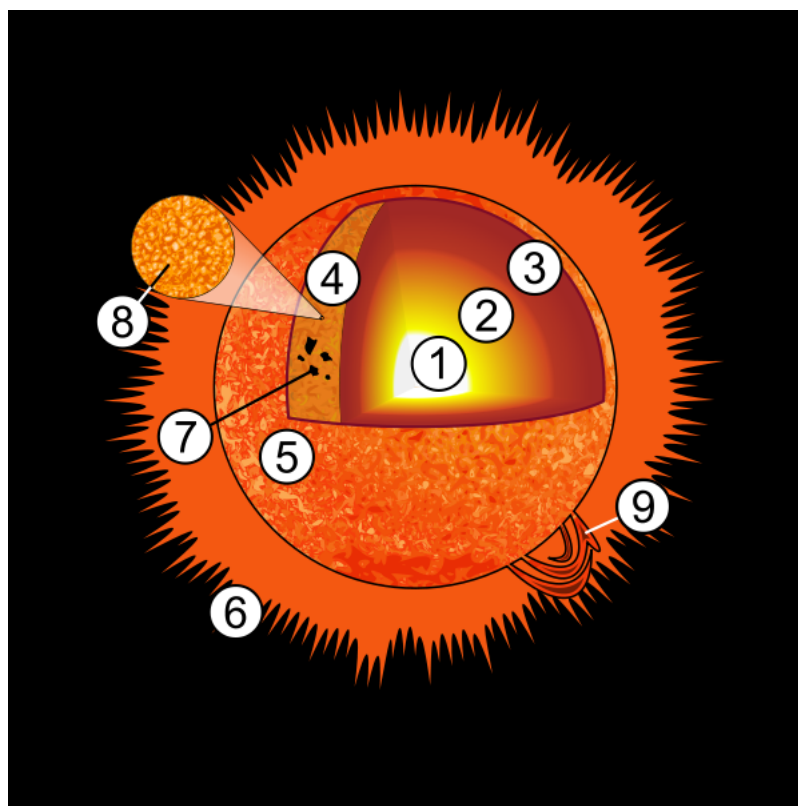


图 2.1: 太阳内部结构示意图。1, 核心区; 2, 中介层; 3, 对流层; 4, 光球层; 5, 色球层; 6, 日冕层; 7, 黑子; 8, 米粒; 9, 日珥。图片来自维基百科。

在广袤浩瀚的繁星世界里，太阳的亮度、大小和物质密度都处于中等水

平。它的直径 $1,392,000\text{ km}$ ，约为地球的109倍。它的质量约为 $2\times 10^{30}\text{ kg}$ ，是地球的33万倍，主要由70%的氢和28%的氦组成，其它元素还包含碳、氧等重元素。日地平均距离约为 $150,000,000\text{ km}$ 。

太阳的内部主要可以分为三层：核心区、中介层和对流层 [1]。太阳核心的温度极高，达 $1500\text{ 万}^\circ\text{C}$ ，压力也极大，使得由氢聚变为氦的热核反应得以发生，从而释放出极大的能量。核心区质量仅为太阳质量一半，但内部核反应却产生了太阳99%的能量。这些能量再通过中介层和对流层中物质的传递，才得以传送到太阳球体的底部，并通过光球向外辐射出去。太阳中心区的物质密度非常高，可高达 $150,000\text{ kg m}^{-3}$ 。太阳中心区在太阳自身强大重力吸引下，处于高密度、高温和高压状态，是太阳巨大能量的发祥地。

太阳大气层犹如罩在太阳身上的外衣，从里向外可分为光球层(photosphere)、色球层(chromosphere)和日冕(corona)三层。太阳大气层处于局部的激烈运动中，如太阳黑子出没、日珥变化和耀斑爆发等(如图 2.1所示)。

### 2.1.1 光球层

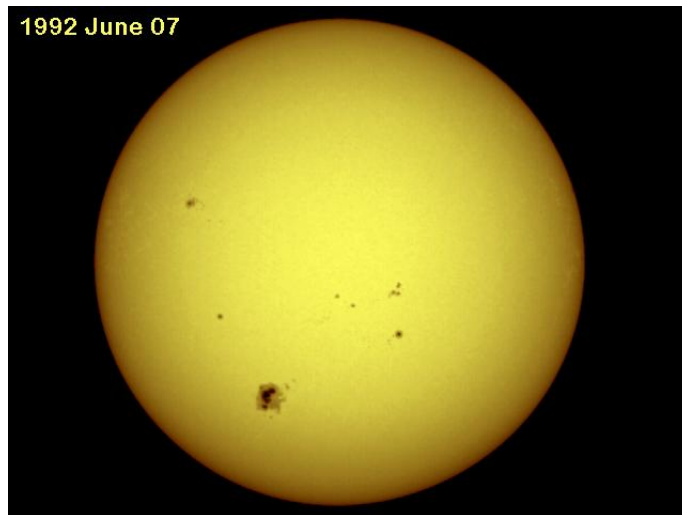


图 2.2: 太阳光球层及其黑子现象。图片来自GONG (Global Oscillation Network Group)。

光球层最为被人们所熟悉，我们看到的太阳其实就是光球层。它的厚度约 $500\text{ km}$ ，平均密度为 $2\times 10^{-4}\text{ kg m}^{-3}$ ，表面的平均温度约 $6000^\circ\text{C}$ ，从里到外温度



逐渐降低，温度最低约为 $4000^{\circ}\text{C}$ 。光球层发出的强烈的可见光，太阳的光和热几乎全是从这一层辐射出去的。在光球层中最为常见的活动有太阳黑子、光斑和米粒组织等（图 2.2）。

### 2.1.2 色球层

色球层位于光球层之上，它发出的可见光总量不及光球层的1%。色球层是太阳大气的中层，厚约 $2000\text{ km}$ 。其温度从里向外增加，与光球顶衔接的底部约 $4500^{\circ}\text{C}$ ，中间约 $8000^{\circ}\text{C}$ ，而顶部却急剧上升到约 $10\text{万}^{\circ}\text{C}$ 以上。密度则随高度增加而减低。从色球底层到高层密度下降了5个量级。太阳色球是充满磁场的等离子体层。整个色球层的结构不均匀，由于磁场的不稳定性，色球层中具有最为丰富的活动现象，包括耀斑、暗条以及日珥等各种爆发（图 2.3）。

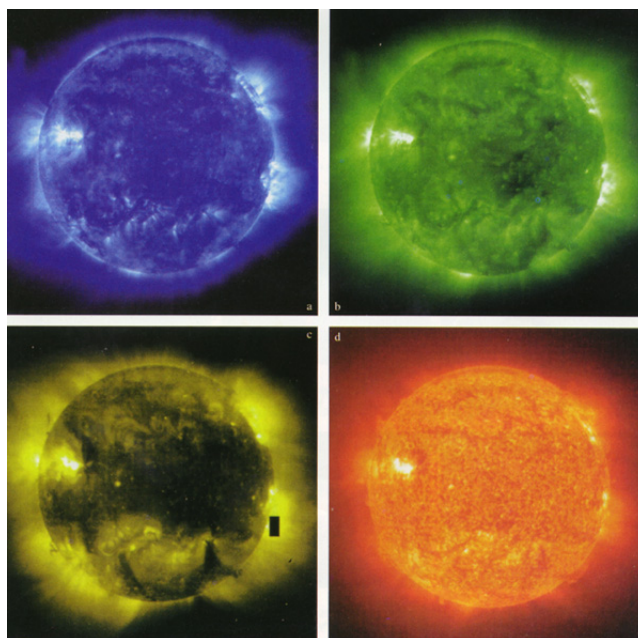


图 2.3: X射线以及紫外波段对太阳色球层的观测。图片来自维基百科。

### 2.1.3 日冕层

日冕是太阳大气的最外层。日冕中的物质是完全电离的稀薄等离子体，主要成分为电子、质子和各种离子。它的密度比色球层更低，但它的温度更高而且延伸范围更广，可达上百万摄氏度。日冕中存在一种非常重要的爆发现象，称

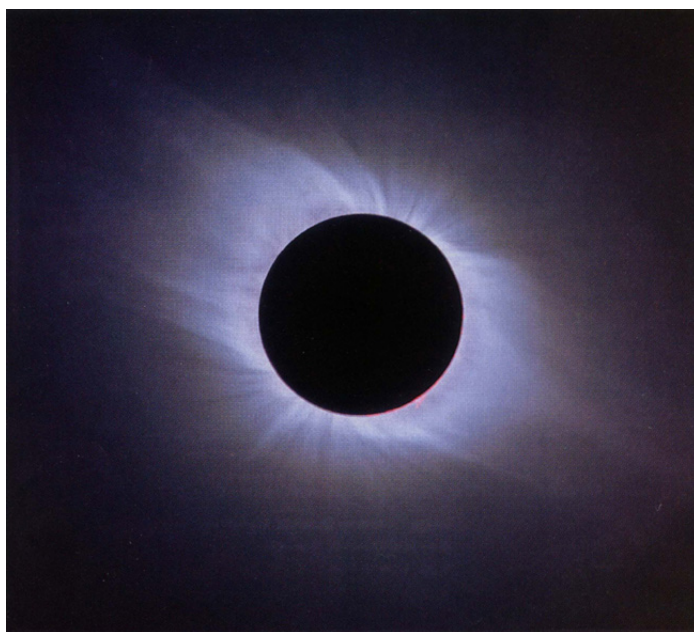


图 2.4: 太阳日冕及其日冕物质抛射。图片来自维基百科。

之为日冕物质抛射 (CME)。它表现为在几分钟至几个小时内从太阳向外抛射一团日冕物质 (速度一般从每秒几十公里直到超过每秒一千公里), 使得很大范围的日冕受到扰动, 并随着太阳风一直传播影响至地球, 引发地球磁层扰动 (图 2.4)。

## 2.2 耀斑综述

早在一百多年前, Carrington [12] 和 Hodgson 在 1859 年 9 月 1 日首次观测到一个大黑子群附近一个持续几分钟的白光耀斑。在接下来的几天, 地球上产生强烈的地磁暴, 使得全球电报系统瘫痪。在一些高纬地区, 甚至在低纬的加勒比海地区都观测到极光。这也是人类首次将太阳耀斑现象与地球响应建立了联系。

### 2.2.1 经典耀斑模型

耀斑是在太阳的色球-日冕过渡层中发生的一种局部辐射突然增加的太阳活动。在短暂的时间 (约  $10^2 \sim 10^3$  秒) 内释放大量能量 ( $10^{30} \sim 10^{33}$  ergs), 这些爆发能量来自太阳磁场能的释放。随着太阳自转, 局部区域的磁场能瞬间释放, 这些能量又加热和加速粒子, 同时产生激波。