

日冕反常加热之谜新解

谭宝林[†]

(中国科学院国家天文台 太阳活动重点实验室 北京 100012)

2015-04-17收到

[†] email: bltan@nao.cas.cn

DOI: 10.7693/wl20160305

The mystery of coronal heating

TAN Bao-Lin[†]

(Key Laboratory of Solar Activity, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

摘要 日冕加热之谜是当代天文学、天体物理学中的八大难题之一。自日冕高温发现七十多年以来,人们建立了许多模型试图解决这一难题,但到目前为止,现有的模型几乎都无法给出一个完整的解答。近年来,人们从观测上取得了一系列新的发现,如从光球到日冕的超精细磁通道中的快速上升热流、二型针状体、极紫外龙卷风等。这些发现给我们一个新的启示,即日冕的加热能量很可能是直接通过热物质上升并在日冕区域沉积而实现的。但是,这些上升热流又是如何形成的呢?鉴于太阳大气中普遍存在具有磁场梯度的磁通量管,作者最近提出了磁场梯度抽运机制(magnetic gradient pumping mechanism, MGP),每一磁通量管就像一个抽水机一般,将底层热分布的等离子体中的高能端粒子抽运到高层大气中沉积,并最终形成了高温的日冕大气。这一机制为我们探索日冕加热之谜提供了一个新的思路。

关键词 天体物理学, 磁场梯度抽运机制, 日冕加热, 等离子体

Abstract The problem of coronal heating is one the eight key mysteries in modern astronomy and astrophysics. Since the discovery of extremely hot corona more than 70 years ago, many theoretical models have attempted to explain this mystery. However, so far no model can explain the coronal heating process perfectly. Recently, there have been several new discoveries, such as the observation of hot plasma ejections along the ultrafine magnetic channels from the solar surface upward to the corona, hot upflows of type II spicules, magnetic tornados, and EUV cyclones, which imply that the hot corona may be heated by hot plasma upflows directly from the underlying atmosphere. But how do these hot upflows form? We notice the fact that the magnetic gradient is ubiquitous in the whole solar atmosphere, based on which we have proposed a new theoretical model, the magnetic-gradient pumping mechanism, to explain the coronal heating process. In this mechanism, each magnetic flux tube acts as a pump to drive the high energy particles to move upward, accumulate in the upper atmosphere, and finally form the hot corona. This model may provide a new approach to explain the mystery of coronal heating.

Keywords astrophysics, magnetic gradient pumping mechanism, coronal heating, plasma

1 引言

一个多世纪前人们通过观测就已经得出，太阳表面光球的温度只有5800 K左右，在黑子等强磁场附近区域甚至只有4300 K左右。但是，1869年，人们在日全食期间对日冕的观测中发现了一条奇怪的谱线 5303 \AA ，它和当时已知的任何元素的谱线都不吻合，这是如何产生的呢？难道是一种未知的新元素吗？这条谱线的形成机制长期困扰着科学界。直到七十多年后的1941年，Edlen将上述日冕辐射谱线解释为铁原子的13次电离时产生的，这一解释很快得到人们普遍认可。但同时又产生了一个新的问题，要使铁原子产生13次电离，日冕大气的温度必须拥有百万K以上的高温。进入20世纪以来，人们利用各种手段在多波段进行观测，反复证实了高温日冕的存在。图1给出了从太阳表面向上到日冕处的温度和密度的变化曲线，这是利用一系列的日全食期间光学观测、卫星的软X射线观测以及紫外和极紫外多波段观测综合分析给出的。从图1中我们可以看出，从太阳光球表面向上，刚开始温度和大气密度均逐渐降低，到大约500 km高度处温度降到最低，约4500 K。随后温度开始缓慢抬升，到2000 km高度处温度上升到大约7900 K左右；然后，温度开始迅速上升，大约在高度为2400 km处温度可上升到30万K以上；到高度约5000 km以上，温度则达到百万K以上^[1]。

众所周知，太阳所释放的能量来源于太阳内部核心区的核聚变反应，能量从太阳内部产生并向外传播，按照热力学第二定律，太阳各层次的温度必然是从内部向外层逐渐降低的。然而，日冕的温度竟然比其下层的光球高2—3个数量级，这是严重违背热力学第二定律的！如此高温的日冕是如何形成并长期维持的呢？这便是日冕反常加热之谜。

高温日冕的发现至今已经七十多年了，有关其形成之谜仍然是太阳物理乃至天体物理学中极为重要且悬而未决的一个老大难的问题。2012年著名杂志*Science*发表了由第29届国际天文学联合会(IAU)大会期间来自世界各地的天体物理学

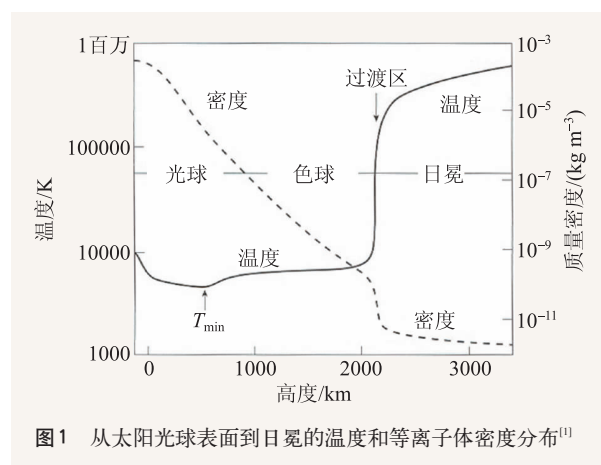


图1 从太阳光球表面到日冕的温度和等离子体密度分布^[1]

家们通过反复比较筛选而列出的当代天文学的八大难题，日冕加热之谜为其中之一，与暗物质和暗能量等问题一起，成为当代天体物理领域面临的重大难题^[2]。美国NASA网站上列出的太阳物理学中的三大难题(Big Questions)中，日冕加热机制为其中之一。由此可见这个问题的重要性，它直接关系到我们对太阳和恒星大气动力学过程的理解。

1948年，Bierman和Schwarzschild分别独立地提出太阳表面附近的湍流运动产生的声波向上传播可能加热了日冕。但是，随后的大量观测均未找到相关的证据，比如，上世纪70年代发射的OSO-8搭载的紫外—极紫外探测器观测表明，从太阳表面向上传播的声波所携带的最大能流大约为 $10^4 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ，而理论分析表明日冕加热所需的最小能流为 $10^{5.7} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[3]。可见，声波对日冕的加热贡献是很小的，无法对高温日冕的形成作出合理的解释。随后，人们又先后提出了许许多多的加热机制，这些机制可以分成两大类：

(1)波动加热机制。太阳光球层附近的湍流运动驱动磁力线扰动，激发各种波动沿磁力线向上传播，波动携带的能量在太阳色球和日冕中与等离子体相互作用而实现加热。其中最重要的加热波动模式有磁声波和阿尔芬波。人们通过分析太阳光球附近的扰动特征发现，它们激发的阿尔芬波确实能携带足够的能量向上传播。但是，还有一个重要问题无法解释清楚，那就是这些阿尔芬波的能量如何在太阳色球和日冕中有效耗散？我们知道，从太阳光球到色球再到日冕，等离子体

的密度是迅速降低的，一个从磁场较强的高密度等离子体区传播出来的阿尔芬波，当它到达磁场较弱的稀薄等离子体区时，能量是很难耗散的。为此，人们提出了诸如相混合机制等来解决这个问题，但至今还没有令人信服的结果。

(2)磁场重联加热机制。太阳表面附近的各种对流运动带动磁力线产生剪切、汇聚、扭曲等运动，从而在太阳色球和日冕中激发各种尺度的磁场重联而释放能量、加热日冕^[4]。这种机制也通常被称为纳耀斑模型，它指的是即使在太阳宁静区和宁静时间里，太阳大气中各个地方和时刻都在发生相比于耀斑爆发远小得多的磁场重联过程，每一次这样的重联过程即对应一次纳耀斑的爆发。纳耀斑活动如此得小，以至于我们目前的太阳望远镜还无法清楚地发现它们。人们从太阳活动周中的耀斑统计研究中发现，不同爆发强度的耀斑发生的频率服从幂律谱分布。理论研究表明，如果纳耀斑的分布谱指数大于2，那么由纳耀斑释放的能量就足够加热太阳色球和日冕大气。但是，人们利用长期观测数据进行统计分析发现，可观测的耀斑爆发分布中，M级耀斑的谱指数超过2，而X级、C级和B级耀斑的谱指数均小于2。如果按照C级和B级耀斑分布外推，更小的A级耀斑和纳耀斑分布的谱指数很可能是小于2的，也就是说，在太阳大气中没有足够的纳耀斑加热日冕。

那么，除了上述两类加热机制外，是否还有别的可能呢？

2 观测方面的最新启发

近年来，随着新一代空间太阳望远镜先后投入运行，人们发现了一系列新的观测现象，例如拥有快速向上热流的II型针状体(type II spicule)^[5, 6]、极紫外龙卷风^[7]和旋转磁结构^[8]、从太阳光球表面到高层大气之间的精细结构通道^[9]等。在这些观测现象中，都发现有从太阳表面快速上升的高温热流，热流的上升速度在日冕底部可达100 km/s以上，热流的温度达到百万K以上。人们推断，这些上升热流

携带的高温物质很可能对日冕加热有重要贡献。

但是，到底是什么机制驱动这些高温物质向上流动呢？很显然，根据热力学第二定律，高温物质是不可能自发地从只有几千开的光球表面向上流动的，我们需要寻找一种新的机制来解释这种对热力学定律的破坏。

3 磁场梯度抽运机制

人们通过各种高分辨率的太阳望远镜的长期观测发现，太阳大气中磁场结构可分为开放场和闭合磁通量管两类。在开放场中，磁力线可以延伸到很高的日冕大气中。在这两大类磁结构中，普遍存在磁场梯度，即从磁通量管的足点向上，磁场越来越弱，存在一个指向太阳内部的磁场梯度。这样的磁结构非常类似于一个磁镜位型，足点类似于磁镜的镜点。

根据磁镜原理，如果在位型中充斥的是无碰撞等离子体，那么带电粒子将受到一个近似沿磁力线方向并指向弱磁场区的磁镜力(magnetic mirror force)的作用，该磁镜力的大小与磁场梯度成正比而反向，可以表示为

$$F_m = -\mu \nabla B = -\varepsilon_{\perp} \nabla B / B = -G_B \cdot \varepsilon_{\perp}, \quad (1)$$

式中 $\mu = \frac{\varepsilon_{\perp}}{B}$ 为带电粒子的磁矩， $\varepsilon_{\perp} = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2$ 为带电粒子的横向动能， $G_B = \frac{\nabla B}{B}$ 为相对磁场梯度。(1)式表明，带电粒子所受到的磁镜力与磁位型中的相对磁场梯度成正比，负号表明与梯度的方向相反。同时，磁镜力还与粒子的横向动能成正比， $F_m \propto \varepsilon_{\perp}$ ，即横向动能越大的粒子受到的磁镜力越大，越容易被从强磁场区驱动转移到弱磁场区。注意，在这里磁镜力的大小与带电粒子的电荷大小及正负都没有关系，这一点对我们理解日冕加热过程非常重要。

首先，我们来考察在开放场中的情形。图2(a)给出了开放场的典型特征，从这里可以看出，一个在开放场中的带电粒子将主要受到两个力的作用：垂直向下的引力 $F_g = mg$ 和近似垂直向上的磁镜力 F_m ，总作用力为 $F = F_m - F_g = -G_B \varepsilon_{\perp} - mg$ 。当 $F = 0$

时, 可得

$$\varepsilon_0 = mgL_B. \quad (2)$$

这里 $L_B = 1/|G_B| = |B/\nabla B|$ 表示磁场的特征长度。 ε_0 称为启动动能 (starting energy)。当带电粒子的横向动能大于启动动能, 即 $\varepsilon_{\perp} > \varepsilon_0$, 则该粒子能够克服太阳的引力而被驱动向上运动, 这样的粒子可被称为逃逸粒子 (escaping particles); 当带电粒子的横向动能小于启动动能, 即 $\varepsilon_{\perp} < \varepsilon_0$, 则该粒子不能克服太阳的引力, 只能被束缚在太阳表面附近, 这类粒子称为约束粒子 (confined particles)。

在太阳光球表面附近, 磁场的特征长度大约为 1000 km 量级, 由此可以算出, 电子的启动动能大约为 0.0016 eV, 质子的启动动能为 2.85 eV。我们知道, 在光球表面附近热平衡的电子和质子的平均动能大约为 0.6 eV 左右, 也就是说, 绝大部分电子都能达到逃逸的条件, 而只有一少部分质子能达到逃逸条件。但事实上不是这样, 因为电子和质子之间还存在静电耦合, 它们是一起运动的, 实际上是质子的运动决定着电子的逃逸。因此, 我们在计算逃逸粒子时应当取质子的启动动能为参考。逃逸粒子的数量及携带的能量可以通过下列积分进行计算:

$$N_{\varepsilon_k > \varepsilon_0} = qN_0 \int_{\varepsilon_0}^{\infty} f(\varepsilon_k) d\varepsilon_k, \quad E_{\varepsilon_k > \varepsilon_0} = qN_0 \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \varepsilon_k f(\varepsilon_k) d\varepsilon_k. \quad (3)$$

其中 q 为粒子横向动能占总动能中所占的比例因子, 一般可取 $q=0.5$ 。逃逸粒子的平均动能和向上运动速度分别为

$$T_c = \frac{E_{\varepsilon_k > \varepsilon_0}}{k_B N_{\varepsilon_k > \varepsilon_0}}, \quad v_{up} = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} f(\varepsilon_k) \sqrt{\frac{2\varepsilon_k}{m}} d\varepsilon_k / \int_{\varepsilon_0}^{\infty} f(\varepsilon_k) d\varepsilon_k. \quad (4)$$

逃逸粒子所携带的向上能流为

$$P_{up} \approx k_B T_c N_{\varepsilon_k > \varepsilon_0} v_{up}. \quad (5)$$

在(3)–(5)式中, k_B 为玻尔兹曼常数, $f(\varepsilon_k) =$

$$2\pi \left[\frac{\varepsilon_k}{(\pi k_B T_0)^3} \right]^{1/2} e^{-\frac{\varepsilon_k}{k_B T_0}}$$

为粒子的麦克斯韦分布函数。 T_0

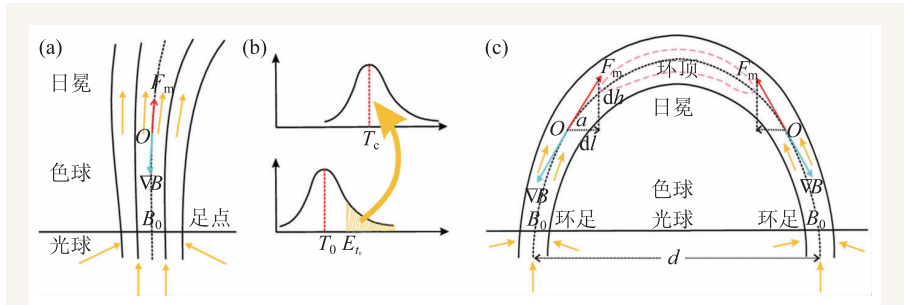


图2 磁场梯度抽运机制加热日冕 (a)开放场; (b)粒子能量分布的演变; (c)闭合磁通量管情形^[12]

表1 磁场梯度抽运机制在开放场磁通量管中产生的上升热流的速度和能流计算结果

位置	N_0/cm^{-3}	T_0/K	L_B/km	T/K	$v_{up}/(\text{km/s})$	$P_{up}/(\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$
光球	10^{14}	6000	1000	3.9×10^4	25.5	8.19×10^6
色球	5.9×10^{11}	3.9×10^4	2000	1.1×10^5	42.4	6.66×10^6
过渡区	1.0×10^{11}	1.1×10^5	5000	3.0×10^5	68.9	5.76×10^6
低日冕	2.1×10^{10}	3.0×10^5	3×10^4	1.1×10^6	132.9	6.91×10^5

为太阳低层大气的温度。这里我们假定太阳低层大气等离子体都是处于热平衡状态的, 其分布函数用麦克斯韦分布描述。约束粒子便是位于分布曲线上低能部分, 而逃逸粒子则是位于分布曲线的高能端部分。当逃逸粒子被抽运到高层大气中聚集而达到平衡时, T_c 可作为高层大气温度的近似估计。

表1列出了一些根据对太阳大气各层的近似磁场梯度给出的估算结果。在这里, N_0 、 T_0 和 L_B 是根据前人实测和模型外推给出的大约值^[11, 10]。从中可以看出, 开放磁通量管中由磁场梯度抽运机制产生的上升热流的速度在日冕低层可达到 130 km/s, 这个速度与人们观测到的 II 型针状体中的速度是基本一致的。上升热流所携带的能流在光球和色球大约为 $(6\sim 8) \times 10^6 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 这个上升能流高于人们关于日冕加热所需的能流需求。Aschwanden 曾经得到^[11], 日冕加热所需的能流需求, 在活动区为 $2 \times 10^5 \sim 2 \times 10^6 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; 在太阳宁静区为 $1 \times 10^4 \sim 2 \times 10^5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

对于同一个开放磁通量管, 其磁场梯度是相对稳定的, 对于同样投射角, 能量越大的粒子, 其横向动能也越高。能量越大的粒子受到的磁镜力的推动越强, 越容易到达高层日冕大气中。这些能量高的粒子在被驱动向上运动的同时也携带着相应的能量向上运动, 通过计算逃逸粒子的数

量、携带的能量就可以估算它们产生的向上的能流。这些能量较高的热粒子被驱动沿磁通量管向上输运,并在高层大气中聚集,从而形成热的日冕。在开放场磁通量管中发生的上述过程类似于抽水机,将高能粒子抽运到高层大气中聚集,因此,我们称这个机制为磁场梯度抽运机制(magnetic gradient pumping mechanism, MGP)^[12]。抽运的结果便是将分布曲线高能尾端的粒子驱动到太阳高层日冕大气中,其分布函数的变化过程如图2(b)中黄色箭头所示。

事实上,(1)式成立还需要满足一个条件:磁矩守恒!但是在碰撞频繁的太阳球和色球大气中,磁矩整体上不守恒的。我们知道,等离子体中的碰撞频率和密度成正比,并与温度的 $3/2$ 次方成反比。图1表明,从太阳光球到色球,再到日冕,密度迅速降低,温度则迅速增加,也就是说,在垂直于太阳表面的方向上,碰撞频率迅速减小,当一个带电粒子在太阳低层大气中经过一次碰撞而向上运动时,它再次被碰撞的几率越来越小,在该方向上,仍然可以认为其磁矩是近似守恒的。因此,(1)式可以用来阐述带电粒子在磁通量管中向上运动的过程。

对于如图2(c)所示的闭合磁通量环,可以把它看成是两个开放磁通量管的左右镜像的组合,这时,所有带电粒子可以分成三类:

(1)约束粒子:其横向动能小于启动动能,即 $\varepsilon_{\perp} < \varepsilon_0$ 。同开放磁通量管中的情形类似,约束粒子不能克服太阳的引力,只能被束缚在太阳低层。

(2)通行粒子:其横向动能大于启动动能,但是其投射角小于磁镜的临界投射角,即 $\varepsilon_{\perp} > \varepsilon_0$ 且有 $\theta < \theta_0$ 。这里 $\theta_0 = \arcsin \sqrt{1/R_m}$ 为临界投射角, $R_m = B_{\max}/B_{\min}$ 为闭合磁通量环的磁镜比, B_{\max} 和 B_{\min} 分别为闭合磁通量环中的最大磁场和最小磁场。通行粒子可以从一个环足被驱动向上运动,穿过环顶区域,然后沉入另一个环足。

(3)反弹粒子:其横向动能大于启动动能,且其投射角也大于磁镜的临界投射角,即满足 $\varepsilon_{\perp} > \varepsilon_0$ 和 $\theta > \theta_0$ 。这部分粒子不但能被驱动向上运动,而且运动到环顶区域后便在附近做来回反弹

运动,不会再次沉入环足区域。

我们知道,等离子体的热力学温度正是粒子平均动能的量度,正是能量较高的反弹热粒子在环顶区域的不断积聚,从而导致环顶区域的粒子平均动能增加,热力学温度也相应提高。当动能较高的反弹粒子在环顶区域不断积聚,密度不断增加,超过环顶区域磁场的约束力后,这些富余的热粒子便会摆脱磁场的约束,而通过碰撞向环顶周围空间扩散,从而实现高层大气的加热。另外,在环顶区域附近的热粒子的纵向动能大于横向动能,在速度空间的分布是各向异性的,这是一种不稳定的分布,容易激发等离子体不稳定性的发生,从而加速热粒子向环顶周围空间的扩散过程。通过计算反弹粒子的数量、携带的动能,估算环顶区域的磁场强度,可以估算环顶所能到达的热力学温度。例如,假定在一个直径为 1×10^4 km的半圆环中,其环顶距离太阳表面的高度为5000 km,通过上述机制,环顶区域的温度可以达到16万K,这个结果与实际观测结果是非常接近的。

在太阳光球表面,除了强磁场集中区太阳黑子外,还有各种尺度的米粒组织和超米粒组织,在米粒组织的边界附近也是磁场较强的区域。这样在太阳大气中便存在各种连接、尺度各异的闭合磁通量环,如图3所示。通过上述MGP机制,在众多不同大小、不同高度的被加热的闭合磁通量环的环顶区域一起便构成了热的日冕大气。

另外,环足附近热粒子被向上抽运而逃离将导致足点附近因为热粒子的缺失而使热力学温度有所降低,这也从另一个角度解释了太阳表面强磁场附近温度低于其他地方的观测事实。

应该注意的是,在磁场梯度抽运机制加热日冕的过程中,并不存在对粒子的加速过程,在热粒子被向上抽运的过程中,粒子的横向动能转换成了纵向动能,总动能是守恒的。磁通量管中的磁场梯度抽运机制仅仅只是把所有粒子按能量进行了重新分布,能量较高的热粒子被抽运到太阳大气的高层,而能量较低的粒子则仍被约束在低层大气中。而太阳内部的对流运动和扩散过程又将内部的热粒子向上传输,源源不断地补偿足点附近热粒

子的缺失，整个抽运过程是连续的动力平衡。

4 结束语

MGP 机制是一种新的日冕加热机制，将它同现有的其他两类加热机制进行比较也是很有意义的。首先，MGP 机制发生作用同波动机制和重联机制一样，都依赖于磁场，这是它们的共性。但是它们对磁场的依赖方式是不同的。MGP 机制中，磁场的梯度及其分布是至关重要的，热粒子的抽运效率完全取决于磁场梯度；波加热机制依赖于太阳光球表面附近的湍流运动，由湍流运动驱动磁场产生振荡，该振荡向上传播；重联加热机制依赖于太阳低层大气中各种对流运动驱动磁力线产生剪切、汇聚、扭曲等运动，从而激发磁场重联释放能量。从上面作用方式的差别中，我们不难看出，重联加热机制是间歇性的，很可能与太阳活动周期性有关；波动加热机制则直接与太阳表面附近的湍流运动关联，也与太阳活动有关联。MGP 机制则是一个稳态连续的加热过程，其加热日冕所需的能源来自太阳内部，通过少量高能热粒子向上输运实现对日冕加热，而且其能量耗散方式也是连续进行的，无论是在活动区，还是在宁静区，这种加热机制都能发生作用。

由于目前人们对太阳磁场最可靠的观测还是利用谱线的 Zeeman 效应来实现的，观测区域基本上仍然局限在太阳光球表面附近很小的区域中，对于色球和日冕磁场还没有可靠的观测数据。因此，目前我们还很难从直接观测中得到从太阳光球表面到日冕的磁场梯度分布，无法直接

参考文献

- [1] Vernazza J E, Avrett E H, Loeser R. *ApJS*, 1981, 45: 635
- [2] Kerr R A. *Science*, 2012, 336: 1099
- [3] Athay G R, White O R. *ApJ*, 1979, 229: 1147
- [4] Parker E N. *ApJ*, 1988, 330: 474
- [5] De Pontieu B, McIntosh S W, Hansteen V M *et al.* *ApJL*, 2009, 701: 1
- [6] De Pontieu B, McIntosh S W, Carlsson M *et al.* *Science*, 2011, 331: 55

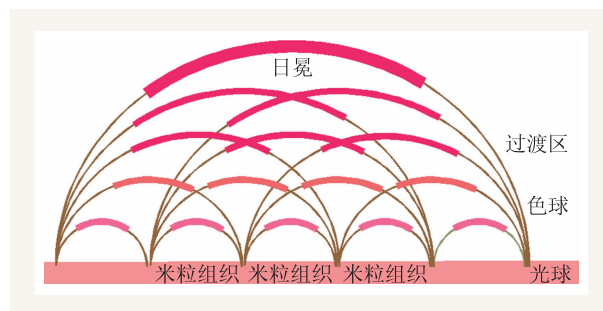


图3 太阳大气中各种尺度的闭合磁通量环的磁连接方式

检验 MGP 机制在日冕加热的过程中的贡献大小。随着新一代宽带动态射电频谱日像仪的投入使用，我们将有可能利用射电频谱成像数据直接反演日冕磁场梯度及其分布，从而找到验证 MGP 机制在日冕加热过程中有效性的观测手段。很有可能，波动加热、磁场重联加热和 MGP 机制都对日冕加热有贡献，只不过在太阳大气的不同区域，或者太阳活动周的不同阶段，各种加热机制的贡献可能会有差别。尚需要我们从光学、紫外、极紫外到射电波段的多波段成像观测数据中反演太阳色球和日冕磁场，并利用数值模拟方法反复验证，才能下结论，还有许多工作要做。

我们知道，在天体物理环境中常常可以观测到各种各样的喷流现象，这些喷流是如何形成的呢？正如我们前面对太阳二型针状体的说明一样，利用开放场中的 MGP 机制，也可以对天体物理喷流现象给予一个适当的解释。另外，在磁约束等离子体中，如果在沿磁力线方向存在磁场梯度，那么 MGP 机制也将产生作用，将高能粒子向弱场区抽运，从而改变原有的密度空间分布，并激发新的不稳定性的发生。因此，利用 MGP 机制也可能帮助我们理解等离子体物理的一些过程，尚待进一步的深入研究。

- [7] Zhang J, Liu Y. *ApJL*, 2011, 741: L7
- [8] Wedemeter-Bohm S, Scullion E, Steiner O *et al.* *Nature*, 2012, 486: 505
- [9] Ji H S, Cao W D, Goode P R. *ApJL*, 2012, 750: 25
- [10] Gelfreikh G B, Pilyeva N A, Ryabov B I. *Sol. Phys.*, 1997, 170: 253
- [11] Aschwanden M J, Winebarger A, Tsiklauri D *et al.* *ApJ*, 2007, 659: 1673
- [12] Tan B L. *ApJ*, 2014, 795: 140