

太阳耀斑的运动学无力场储能机制

许乃怀 胡文瑞

(中国科学院力学研究所,北京)

摘 要

本文同时求解无力场方程和磁感应方程,假设无力场的磁通量管具有细长体的位形,可对半径 r 展开. 等离子体的运动使得初始的势场演变为有电流分布的无力场,将流体的动能转变为磁场的磁能储存在磁力线管里. 本文的结果,可以用来研究太阳耀斑的储能过程,在一天左右的时间可储存 10^{32} erg 的能量,提供太阳耀斑爆发的需要.

一、前 言

太阳耀斑是发生在太阳活动区中最剧烈而又最重要的现象. 小的耀斑每次可释放 10^{29} erg 的能量,大的耀斑可释放 $10^{31}\sim 10^{33}$ erg 的能量. 在太阳活动区域,局部强磁场的磁能,可以提供如此巨大的能源,因此,无力场的扭转和剪切储能就产生了极大的吸引力.

观测表明^[1]: 在黑子及其周围存在着旋转运动,其转速一般小于 1km/s ,可在 100m/s 左右,当然,随着半径的增大,转速相应地增大;磁力线随高度有扭转效应;活动区的大气中也出现物质的旋转运动;耀斑前后磁场的改变不大,但大耀斑发生前纵场梯度一般都比较大.

基于上述观测事实,人们常常设想,光球等离子体旋转或剪切运动,使上层磁场扭转,在上层大气中储存“自由能”,某种不稳定性会使这部分“自由能”释放出来,以提供太阳耀斑爆发所需要的能量.

Gold 和 Hoyle^[2]最先考虑磁力线管扭转储能问题. 伸入光球两端的磁弧根部物质的旋转,会产生沿磁弧方向的流动以建立无力场位形. Tanaka 和 Nakagawa^[3]针对 1972 年 8 月的几个大耀斑,假定场是无力场,建立了磁场剪切角度和无力因子 α 的关系,具体计算了剪切场所储存的能量,观测结果与计算结果相符较好,但是克里米亚天文台的一些磁图揭示,光球磁场的剪切甚至在耀斑之后发生. 很多天体物理学家在关于无力场的扭转和剪切储能方面都做过不少工作.

本文是在这些工作的基础上,考虑了完整的运动学无力场方程,在磁力线管细长体位形的假定下,具体计算了流体在纵向抽流和环向旋转时所转换储存的磁能,并对流场和磁场耦合时相应物理量的变化作了分析和讨论.

无力场问题中的一个重要参数是无力因子 α ,它可以是时间 t 和空间 r 的函数. 对无力

本文 1984 年 9 月 27 日收到,1985 年 2 月 1 日收到修改稿.

因子 α 为常数的线性场, 它对应于封闭系统的最低磁能状态, 这种位形不能很好地描述无力场的运动储能. Gold 和 Hoyle^[2] 在考虑磁力线管的扭转储能时, 假定 α 随时间缓变, 求解无力场方程

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(t, \mathbf{r}) \mathbf{B} \quad (1.1)$$

和磁通量守恒方程

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.2)$$

Barnes 和 Sturrock^[4] 先求解静力学问题方程(1.1)和(1.2), 再将扭转理解为随时间变化. 这类解未计及磁感应方程:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.3)$$

仅由方程(1.1)和(1.2)给出的运动学无力场问题在理论上可能不自洽.

完整的运动学无力场的考虑, 应该是求解方程组(1.1)–(1.3). 无力场位形和磁通量守恒方程, 加之适当的边界条件可以决定磁场的空间位形; 磁感应方程加之适当的初值条件, 可以给出磁场随时间的演化. 无力场的整体图象是磁场随时间演化而在不同时刻呈现不同的空间位形.

Syrovatskii^[5] 试图论证运动学无力场的不存在性. 但他的论证是不充分的. 对此, 我们曾经从理论上论证了运动学无力场方程的存在性^[6].

本文求解完整的运动学无力场方程(1.1)–(1.3), 通过一个具体的例子表明运动学无力场不仅存在, 而且可以用到太阳耀斑上以解释太阳耀斑的扭转储能.

二、基本方程组和摄动展开

对于轴对称无力场, 在柱坐标系 (r, θ, z) 中, 由无源条件(1.3)式可引入磁势 ψ , 即令

$$B_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad B_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (2.1)$$

于是, 无力场方程(1.1)给出:

$$r B_\theta = G_1, \quad G_1 = G_1(t, \psi), \quad \alpha(t, \mathbf{r}) = -\frac{\partial G_1(t, \psi)}{\partial \psi} \quad (2.2)$$

及

$$\mathcal{L}(\psi) = -G_1 \frac{\partial G_1}{\partial \psi}, \quad (2.3)$$

其中算子 $\mathcal{L}(\psi)$ 代表

$$\mathcal{L} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

冻结方程(1.3)给出^[7]:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + u \frac{\partial \psi}{\partial r} + w \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad (2.4)$$

及

$$\frac{\partial G_1(t, \psi)}{\partial t} + \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) G_1 = -\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right) \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (2.5)$$

$G_1(t, \phi)$ 反映了环向磁场的大小, 是扭曲程度的度量。

给出不同的无力因子, 可以得到不同的储能过程。再给出速度 u 和 w , 假定合适的 G_1 对 ϕ 的依赖关系, 由此可求得场的磁面函数 ϕ 。

无力场要求的位形很特殊, 由磁场感应的电流应该与磁场平行, 只有某些流场能够满足这些要求。在轴对称理想流体的情况下, 包含对称轴在内的区域里, 等离子体的连续磁场位形不能被随时间变化的纯粹旋转运动所维持^[8]。运动至少是二维的。考虑一个半径 r 远小于高度 z 的磁通量管。我们给出轴线上场的流速及位形, 让它随时间演化去自动地寻找满足场的空间位形的流场。

取特征量为 r_0, z_0, t_0, ϕ_0 和 G_0 , 将方程(2.3)–(2.5)无量纲化, 即令

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad Z = \frac{z}{z_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad \Psi = \frac{\phi}{\phi_0},$$

$$G = \frac{G_1}{G_0}, \quad \mathbf{V} = \frac{\mathbf{v}}{z_0/t_0}, \quad Q = \frac{V}{R}.$$

再令 $\varepsilon = r_0/z_0$, 得到下列方程组:

$$\varepsilon \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \varepsilon W \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = 0, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -r^2 G \frac{\partial G}{\partial \Psi}, \quad (2.7)$$

$$\left\{ \frac{\partial G}{\partial \tau} + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial R} - \frac{U}{R} \right) \varepsilon + \frac{\partial W}{\partial Z} \right] G \right\} \frac{\tau}{R}$$

$$= - \frac{\partial Q}{\partial Z} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial Q}{\partial R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z}, \quad (2.8)$$

其中 $r = G_0 z_0 / \phi_0$ 。

对参数 εR 展开。在对称轴上, 径向速度为零, 细长磁力线管中可取 $U = 0$, 这时, 仅有轴向和环向流动。考虑场的非奇异性, 展开如下:

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi^{(n)}(\tau, Z) (\varepsilon R)^{n+2},$$

$$W = \sum_{n=0}^{\infty} w^{(n)}(\tau, Z) (\varepsilon R)^{n+2}, \quad (2.9)$$

$$Q = \sum_{n=0}^{\infty} Q^{(n)}(\tau, Z) (\varepsilon R)^{n+2}.$$

线性无力场是一种简单的情况, 但有些不尽合理^[9]。为此, 我们构造如下的非线性场:

$$G(\tau, \Psi) = h(\tau) \Psi^2. \quad (2.10)$$

代入(2.6)–(2.8)式, 得到它们的各阶展开式:

$$\frac{\partial \Psi^{(n)}(\tau, Z)}{\partial \tau} + \sum_{m=0}^n w^{(n-m)}(\tau, Z) \frac{\partial \Psi^{(m)}(\tau, Z)}{\partial Z} = 0$$

$$(n = 0, 1, 2, \dots); \quad (2.11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi^{(0)} \text{ 待定,} \\ \Psi^{(2n+1)} = 0 (n = 0, 1, 2, \dots), \\ 8\Psi^{(2)} + \frac{\partial^2 \Psi^{(0)}}{\partial Z^2} = 0, \\ 24\Psi^{(4)} + \frac{\partial^2 \Psi^{(2)}}{\partial Z^2} = 0, \\ n(n+2)\Psi^{(n)} + \frac{\partial^2 \Psi^{(n-2)}}{\partial Z^2} = -2h^2\gamma^2 \sum_{m=0}^{n-6} \sum_{l=0}^m \Psi^{(n-m-6)} \Psi^{(m-l)} \Psi^{(l)}; \end{array} \right. \quad (2.12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma \sum_{l=0}^n \sum_{m=0}^l \Psi^{(m)} \Psi^{(l-m)} A^{(n-l)} = \sum_{m=0}^n (m+2) Q^{(m)} \frac{\partial \Psi^{(n-m)}}{\partial Z} \\ \quad - \sum_{m=0}^n (n-m+2) \Psi^{(n-m)} \frac{\partial Q^{(m)}}{\partial Z} \\ \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \\ A^{(0)} = \frac{\partial h(\tau)}{\partial \tau} + h(\tau) \frac{\partial w^{(0)}}{\partial Z}, \\ A^{(n)} = h(\tau) \frac{\partial w^{(n)}}{\partial Z} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \end{array} \right. \quad (2.13)$$

可见, 电流的产生对磁面函数的影响从第六阶开始. 当 $|\Psi^{(n)}|$ 小于某一个正数时, 只要选择 $\varepsilon R < 1$, 则磁面函数是收敛的.

在给定的轴线上流速的情况下, 由方程(2.11)的零阶关系及边界条件给出 $\Psi^{(0)}$, 其它各阶均可由(2.12)式通过对 $\Psi^{(0)}$ 的微分给出, 其它各阶速度场由方程(2.11)确定, 角速度 $Q^{(n)}$ 相应地由方程(2.13)给出. 这样, 场的一切量也就随之确定.

三、理论计算

太阳大气中的低速流动总是向外逐渐减小, 无穷远处消失为零. 相应地, 选择轴线上的典型速度模式为:

$$w^{(0)}(\tau, Z) = \frac{l(\tau)}{b(Z + Z_0)}, \quad (3.1)$$

这里, b, Z_0 均为常数 $l(\tau)$ 为时间 τ 的函数. 根据耀斑重现性的考虑, 这样选择 $l(\tau)$, 使得流速相应于储能过程的开始、继续和结束, 而从零开始、上升、下降至零, 因而反映了储能的变化, 且是无奇异的. 为简便起见, 令

$$\zeta = Z + Z_0, \quad a(\tau) = a_0 \exp\left(\int_0^\tau l(t) dt\right),$$

其中 a_0 为一常数. 由(2.11)式的零阶方程给出:

$$\Psi^{(0)} = \Psi^{(0)}(a(\tau) e^{-\frac{b}{2}\zeta^2}).$$

为使随时间增长的储能为有限值, 使场随高度增加衰减为零, 我们选择

$$\Psi^{(0)} = a(\tau) e^{-\frac{b}{2}\zeta^2}. \quad (3.2)$$

求解(2.12)式, 得出前几阶磁面函数如下:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi^{(2)} = \frac{b}{8} (1 - b\zeta^2)\Psi^{(0)}, \\ \Psi^{(4)} = -\frac{b^2}{192} (3 - 6b\zeta^2 + b^2\zeta^4)\Psi^{(0)}, \\ \Psi^{(6)} = -\frac{h^2\gamma^2}{24} (\Psi^{(0)})^3 \\ \quad - \frac{b^3}{9216} (15 - 45b\zeta^2 + 15b^2\zeta^4 - b^3\zeta^6)\Psi^{(0)}, \\ \Psi^{(8)} = \frac{bh^2\gamma^2}{640} (-5 + 3b\zeta^2)(\Psi^{(0)})^3 \\ \quad - \frac{b^4}{737280} (105 - 420b\zeta^2 + 60b^2\zeta^4 + 16b^3\zeta^6 - b^4\zeta^8)\Psi^{(0)}. \end{array} \right. \quad (3.3)$$

前几阶的流场如下:

$$\left\{ \begin{array}{l} w^{(2n+1)} = 0 \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \\ w^{(2)} = -\frac{l(\tau)}{4\zeta}, \\ w^{(4)} = \frac{5bl}{96\zeta} (3 - 6\zeta^2), \\ w^{(6)} = -\frac{b^2l}{1536\zeta} (105 - 70b\zeta^2 + 11b^2\zeta^4) - \frac{h^2\gamma^2}{12b\zeta} (\Psi^{(0)})^2, \\ w^{(8)} = \frac{hr^2}{640\zeta} \left[h' \left(10 - \frac{2}{3} b\zeta^2 \right) + 26lh \right] (\Psi^{(0)})^2 \\ \quad + \frac{lb^3}{737280\zeta} (26640 - 17640b\zeta^2 + 464b^2\zeta^4 + 448b^3\zeta^6). \end{array} \right. \quad (3.4)$$

前几阶的角速度为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega^{(0)} = -\frac{\gamma}{2} \left(\frac{hl}{b\zeta} + h'\zeta \right) + f_1(\tau), \\ \Omega^{(1)} = g(\Psi^{(0)}), \\ \Omega^{(2)} = e^{-b\zeta^2} \left\{ \frac{\gamma}{16} a(\tau) e^{\frac{b}{2}\zeta^2} \left[-\frac{2hl}{\zeta^2} + bhl \right. \right. \\ \quad \left. \left. + (h' + hl)b^2\zeta^2 + h'b^3\zeta^4 \right] d\zeta + f_2(\tau) e^{-b\zeta^2} \right\}. \end{array} \right. \quad (3.5)$$

其中 f_1, f_2 为 τ 的任意函数, g 为 $\Psi^{(0)}$ 的任意函数.

问题的求解近似到以上各阶已经足够. 在下一节中, 我们将这个结果具体应用到给太阳耀斑储能的一段磁力线管上.

四、太阳耀斑的扭转储能

我们这样给出参数, 令 $b = 0.2$, $Z_0 = 4.0$, 即 $\zeta = Z + 4.0$, $r = 1$ 以及

$$h(\tau) = 1000(1.0 - e^{-3\tau^2}) = 1000h_1,$$

$$a(\tau) = 2.0(1.0 - 0.1e^{-3\tau^2}).$$

相应地, 可求得零阶流速随时间的变化 $l(\tau)$ 为:

$$l(\tau) = [\ln a(\tau)]' = \frac{0.6\tau e^{-3\tau^2}}{1.0 - 0.1e^{-3\tau^2}}$$

取 $z_0 = 10^5 \text{ km}$, 一般耀斑的体积大约是 10^{29} cm^3 , 于是可令 $\varepsilon = 0.1$, $0 \leq Z \leq 1$, $0 \leq R \leq 1.5$. 再取 $t_0 = 10^5 \text{ s}$, $B_0 = \phi_0/z_0^2 = 2000 \text{ G}$. 由(2.9)式及(3.3)式写出

$$\psi \approx \psi^{(0)}\varepsilon^2 R^2 + \psi^{(2)}\varepsilon^4 R^4 + \psi^{(4)}\varepsilon^6 R^6 + \psi^{(6)}\varepsilon^8 R^8 + \psi^{(8)}\varepsilon^{10} R^{10}$$

在 10^{-7} 的精度下, 略去高阶小量, 求出各物理量随时空的变化, 与观测比较, 我们分别对磁场和流场讨论如下.

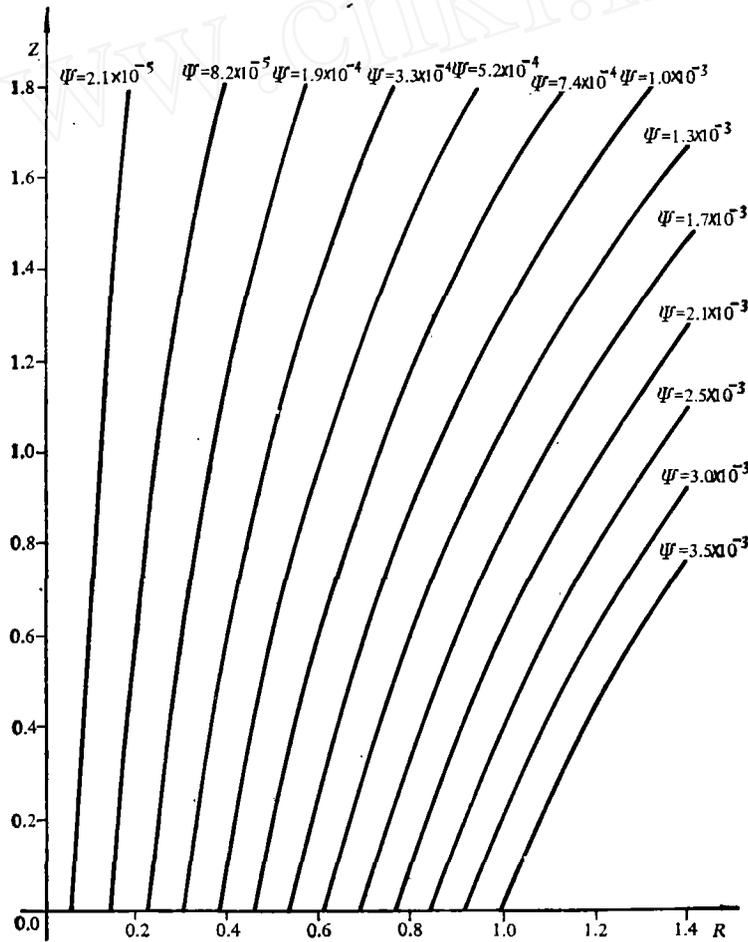


图 1 $\tau = 0.4$ 时不同磁面的形状

1. 磁力线

图 1 给出了 $\tau = 0.4$ 时不同磁面的形状. 轴线上, $\psi = 0$, 越近边缘, 磁面越密. 图 2 给出了同一磁面随时间的演化. 初始时刻, 场为势场, 磁力线没有绕轴扭曲 (这从图上看不出来). 当我们从 $\tau > 0$, 在轴线上给定运动速度 $\omega^{(0)}(\tau, Z)$ 后, 中心部分的磁面上升, 同时边缘部分磁面相对下降, 以维持电流和磁场平行的无力场位形. 不过, 磁面随时间的改变并不明显. 伴随着轴向流动, 流体也将旋转起来, 磁力线被扭曲以产生环向磁场.

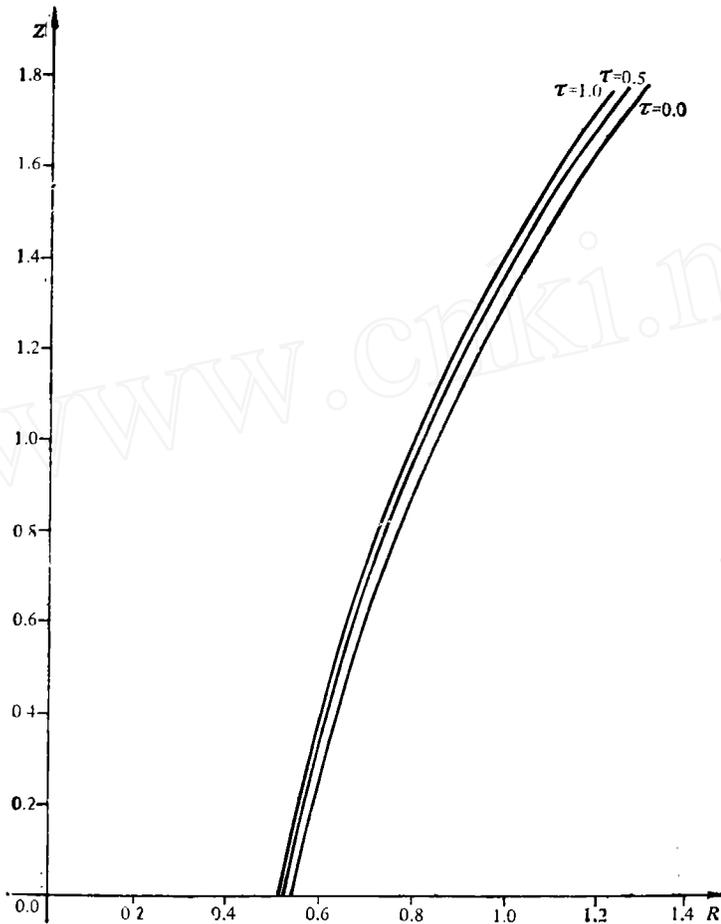


图2 磁面 $\Psi = 9.7 \times 10^{-4}$ 随时间 τ 的变化

2. 磁场

图3给出了不同时刻 B 随半径 R 的变化。在初始时刻为势场的情况下，径向场随半径 R 几乎成线性地增加，纵场随半径改变不大，而环向场为零。储能过程开始后，纵场 B_z 整体上升，同时近边缘处下降，环向场产生，并以 R^3 的关系随半径增大。环向场感生后，无力场位形要求一个与它反方向的环电流 $\sim h^2 R^3 (\Psi^{(0)})^3$ ，它必须由纵场的横向梯度 $\partial B_z / \partial R$ 提供，这导致 B_z 在边缘处的一个上升，也即 $|B_z|$ 随 R 增大的一个六次幂的下降。轴线上的环向场和径向场始终为零。径向场随时间改变不大。图4给出了 B 随高度 Z 的分布曲线。所有的量都随高度衰减。一般观测到在黑子活动区上空 40000km 处仍有 600Gs 的纵向磁场。这里理论推算在 $Z = 1.0$ (约 100000km) 处磁场为 500~60000Gs。与观测相符较好的计算可以通过调节场强随高度的衰减因子 b 实现。

储能过程结束时，边缘处纵场要下降几百 Gs，环向场将上升几百 Gs。纵场的横向梯度 $|\partial B_z / \partial r|$ 在光球顶部磁力线管边缘处约为 0.2Gs/km，再往外，该梯度将变得更大，这与一般大耀斑爆发前观测到的结果是相同的。

3. 磁能

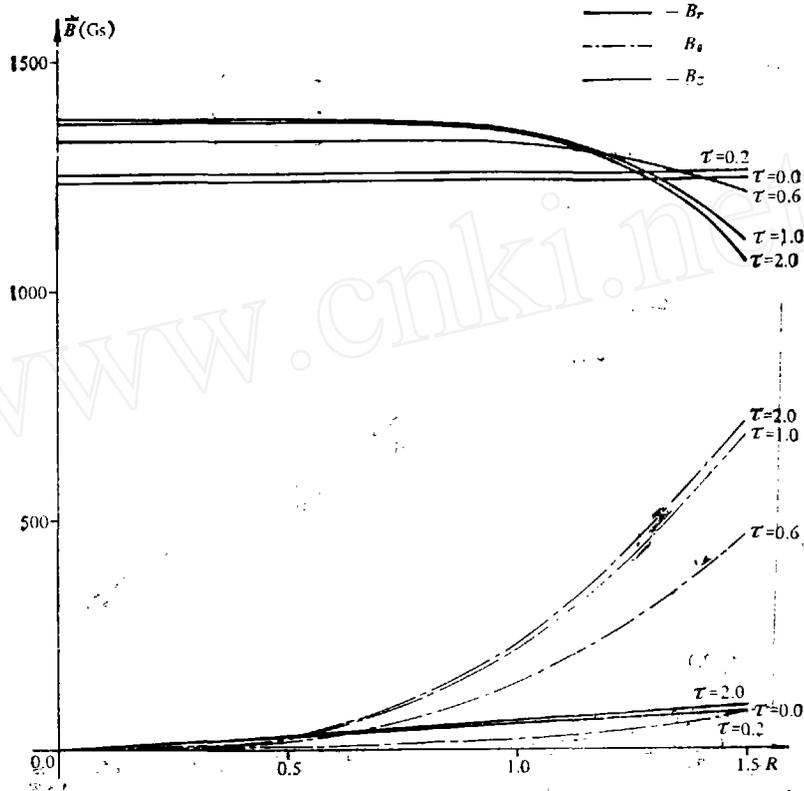


图 3 在 $z = 0.2$ 处磁面 B 随半径 R 的分布

在 $r \leq 15000\text{km}$, $z \leq 10^5\text{km}$ 的圆柱形磁通量管里积分, 求出的磁能上升曲线如图 5 所示. 在储能过程中, 径向场磁能变化很小, 储能效率很低, 储能过程结束时, 净增加能量为 $2.2 \times 10^{30}\text{erg}$; 环向场从一无所有开始, 结束时储能达 $2.2 \times 10^{32}\text{erg}$; 纵场在整个过程中起支配作用, 它的微小的变化可引起磁能显著的变化, 储能过程结束时, 可储能达 $3.7 \times 10^{32}\text{erg}$. 从图 5 中可以看出, 纵场储能在 $\tau = 0.8$ 后随时间减小, 即是释放能量的过程. 纵场的改变由两部分引起: 磁力线管上浮引起纵场的增加和环电流的产生以消耗纵场为代价. 储能开始不久, 环电流增加很小, 纵场储能由上浮磁场决定; 一定时间后, 后者作用超过前者, 磁力线管释放纵场能量; 储能结束时, 两者作用正好抵消. 它们导致 ΔW 曲线出现极值点. 整个磁通量管可储能高达 $5.9 \times 10^{32}\text{erg}$, 足以提供一次大耀斑爆发所需要的能量. 对于中等耀斑, 可设特征场强为 1000Gs , 则磁场将是图中所标数值的一半, 储能也将达到 $1.5 \times 10^{32}\text{erg}$, 可见, 通过场的扭转储能是非常有效的.

4. 速度

极向流场对形成特殊的无力场位形是不可缺少的. 图 6 和图 7 分别给出了不同时刻速度随半径 R 和高度 Z 的分布. 速度随半径、高度而降低. Bumba^[10] 等测量活动区向外扩张的速度约为 200m/s . 我们推测, 可能由此会引起流体运动, 导致光球上米粒组织、超米粒组织或 Evershed 流动的破裂或变化, 这种变化是微小的, 它们牵引流体向上流动和旋转, 大致形成我们所要求的流场. 也可以猜测为米粒组织、超米粒组织或 Evershed 流动经扰动所产生的微小

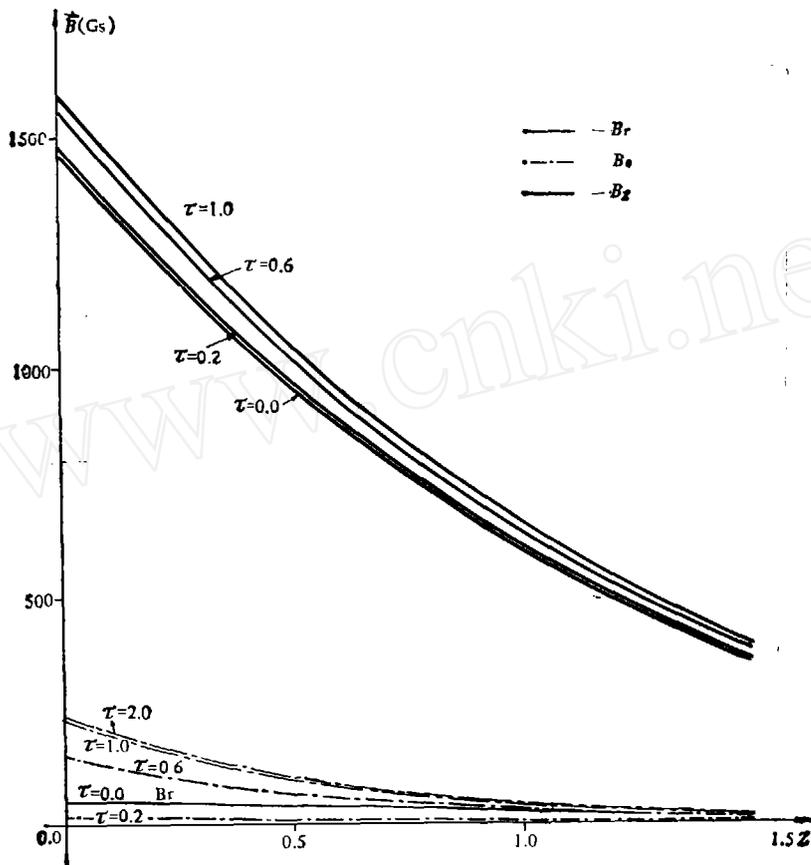


图 4 在 $R = 1.05$ 处磁场 B 随高度 Z 的分布

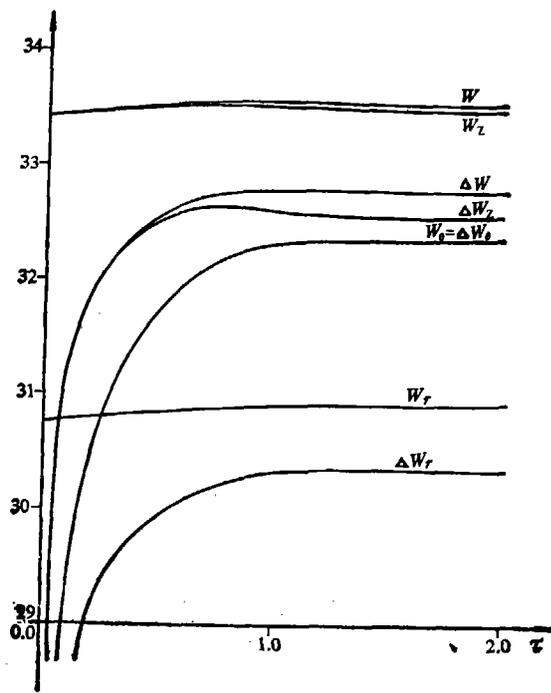


图 5 磁能随时间 τ 的增长

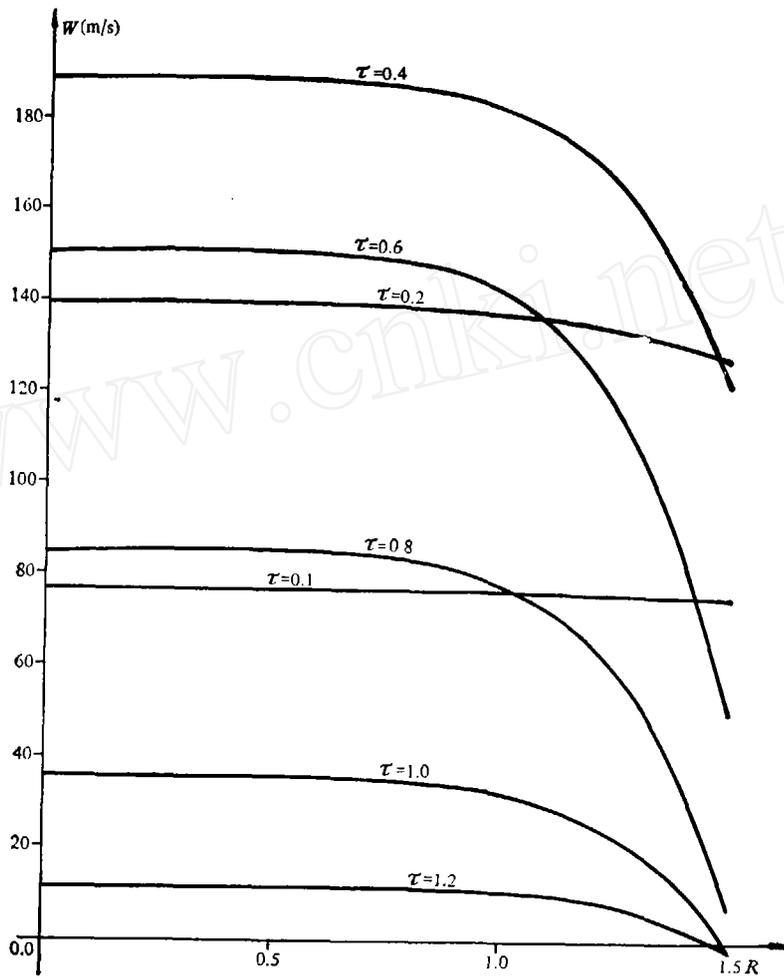


图 6 在 $z = 0.2$ 处纵向速度 w 随半径 R 的分布

抽流传到色球上空所致。

运动学无力场在完全的磁流体力学方程组各阶近似下都是自洽的。只有横越磁力线的流体运动才能对磁场产生影响；沿磁场方向的流动不改变运动学无力场的位形。由于质量守恒的限制以及作为一阶近似下的热力学压力、重力和惯性力在沿场方向的平衡，可以确定沿磁场方向的流动，并维持运动学无力场位形。根据这种考虑，在我们的模式里，只要调节速度 v_{11} ，就可以确定密度分布。无力场中的 v_{11} 对无力场的影响是间接的。

角速度大致与 r^2 成正比，越靠近中心，角速度越小，反之亦然。轴线上角速度为零。环向场完全来源于流体的转动。由方程(2.6)–(2.8)式可见，任意一个与时间相关的角速度 $\tilde{\Omega}(r)$ 加在 Ω 上，对无力场位形不发生任何影响，可见它与储能过程无关。我们在此可略去这些项 f_1 和 f_2 ；类似的讨论也可略去 g 。显然，这种解是没有奇点的。可以粗略地估计在半径约为 10^4 km 处黑子的转动速度，在 $\tau = 0.4$ 时转速达到极大，取 $z = 0$ ，这时 $v = 1.3$ km/s，它与观测结果相符。这种机制要求的角速度不大，它表明扭转储能效率很高。图 8 给出了 $\Omega^{(0)}$ 随高度的分布，它随高度增加而衰减，相应于磁场随高度的下降。我们将磁力线管的底部取在光

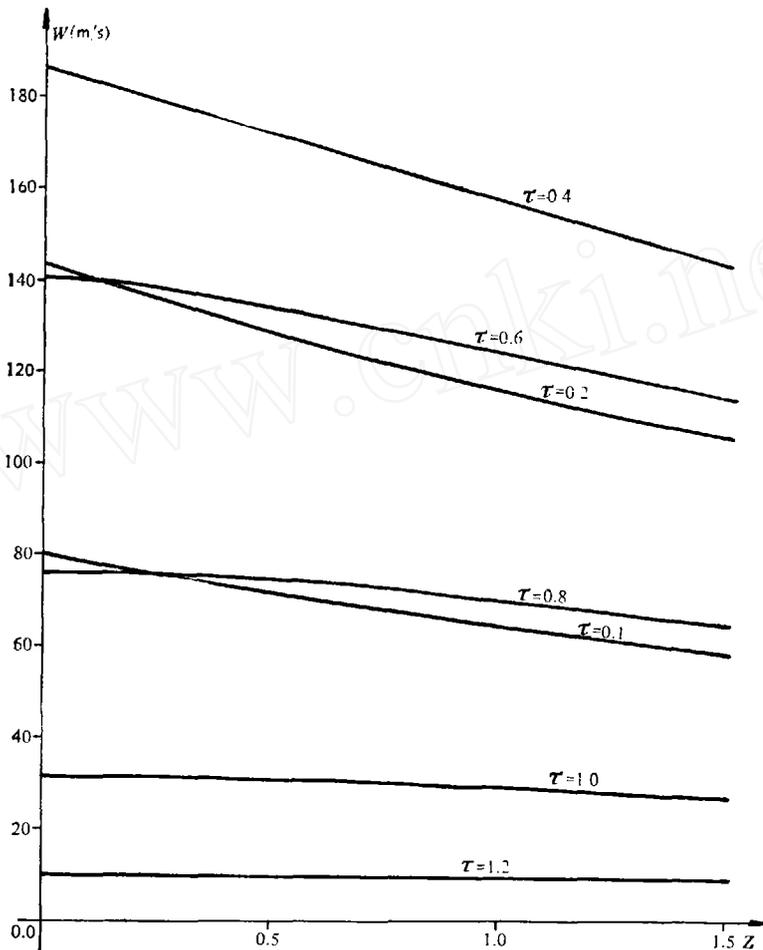


图 7 在 $R = 1.05$ 处纵向速度随高度 Z 的分布

球顶部的大气里,则扭转的有效储能是在光球顶部的大气里,而非在日冕高层。角速度的高阶项对总角速度影响很小。日面耀斑有倾斜的谱线出现,这是耀斑区域存在旋转运动的证据。

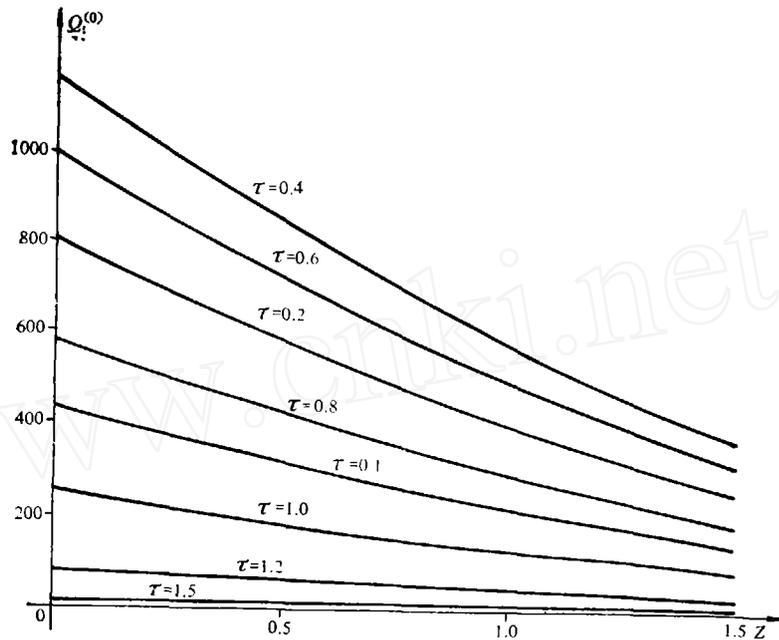
综上所述,可见理论计算结果与观测事实是基本一致。定常情况下,轴对称模型要求流场与磁场重合。当流体横越磁力线时,所感应的电动势使磁通随时间变化。在本文的模式中,磁通可随时间增加。这表明运用运动学无力场的储能机制解释太阳耀斑的能源是行之有效的。

五、讨 论

本文的工作主要在于通过一个具体例子说明了运动学无力场问题的存在性。由条件

$$\rho v^2, p \ll B^2/8\pi$$

所给出的无力场模式,是完全磁流体力学在 $v \ll v_A$ 情况下所作的一种近似。这种近似在压力梯度远比 Lorentz 力为小的强磁场区域和稀薄气体或低速流的强磁场区域成立,这反映了问题的主要特征,使磁流体力学问题大为简化。文献[11]中已给出了完全的磁流体力学方程组的数值解,结果表明,等离子体最大速度点处仍满足无力场条件。同样,在我们的模式中,速度极大时只不过 200m/s 左右,在所讨论区域内,无力场近似都是严格成立的。运动学无力场

图 8 角速度 $\Omega^{(0)}$ 随高度 z 的分布

可以存在, 并维持而不会出现奇点. 合适的速度场会使它保持为无力场而不致演变为有力场.

在我们的模式里, 没有给出径向的流动. $r_0 \ll z_0$ 的无力场位形, 径向流动应该是轴向抽流的一阶小量, 它对于“基态场” $\Psi^{(0)}$ 无影响. 因此对无力场位形的影响是间接的. 三维运动并没有使无力场问题增加新的内容.

本文考虑的只是一个圆柱形区域, 近似于一个磁力线管. 问题的完整求解应该是将 $R \leq 1.5$ 的区域与 $R \geq 1.5$ 的区域联结起来. $R = 1.5$ 处场的变化作为边界条件求解完整的磁流体力学方程组, 由此看出无力场邻近的区域如何受无力场演变的影响.

最后指出, 本文的无力场储能模式虽然与观测事实基本一致, 但仍然只是解释耀斑储能的运动学无力场求解的一个例子. 耀斑储能可望有多种模式, 不过无力场储能在物理直观上最为简单和最易于为人们接受而已.

参 考 文 献

- [1] 胡文瑞、林元章、吴林襄等, 太阳耀斑, 科学出版社, 1983, 435.
- [2] Gold, T., Hoyle, F., *Monthly Notices RAS*, **120**(1960), 89.
- [3] Tanaka, H., Nakagawa, Y., *Solar Phys.*, **33**(1973), 187.
- [4] Barnes, C. W., Sturrock, P. A., *Astrophys. J.*, **174**(1972), 659.
- [5] Syrovatskii, S. I., *Solar Phys.*, **58**(1978), 89.
- [6] 胡文瑞、许乃怀, 运动学无力场的相似解, 科学通报, **14**(1984), 865
- [7] 胡文瑞, *Scientia Sinica*, **XX**(1977) 2: 158.
- [8] 李中元、胡文瑞, 无力场的运动学特征, 科学通报 **29** (1984), 980.
- [9] Sakurai, T., *Solar Phys.*, **69**(1981), 343.
- [10] Bumba, V., Howard, R., *Astrophys. Journal*, **142**(1965), 1492.
- [11] 刘新萍、熬超, 空间学报, **1**(1981), 1: 63.