

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ
СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Л. И. Гудзенко, В. Е. Чертопруд

УДК 523.725

Адиабатическое охлаждение расширяющейся в прифотосферных глубинах замагниченной конвективной ячейки позволяет объяснить охлаждение плазмы активных областей и появление на фотосфере пятен.

В модели /1/ цикл активности определяется всплыванием и распадом пояса ячеек Бенара, отдельная же активная область связана с выходом на фотосферу замагниченной ячейки. Представляется парадоксальным, что пятна — участки сравнительно низкой температуры газа — принадлежат несущим из глубины повышенную энергию конвективным ячейкам. Ограничившись учетом пространственно сглаженных параметров, покажем, что это объясняется расширением всплывающих ячеек — замагниченных деформированных торов.

Без анализа влияния магнитного поля подобное объяснение предлагалось в ряде работ, начиная еще с 20-х годов (обзор их см. в /2/), но затем оно было оставлено из-за противоречий. Охлажденная ячейка должна была бы сразу же утонуть; оставалось также непонятным, почему она не успевает прогреться идущим снизу потоком тепла /3/. Роль магнитного поля в этой задаче принципиальна: именно оно формирует развитие в плазме замагниченной изолированной каверны. Создавая дополнительное давление, поле расширяет каверну и обеспечивает ее подъем, несмотря на существенное охлаждение. Поле же и подавляет конвекцию, ослабляя приток тепла в каверну из окружающей плазмы. Механизм подавления конвекции уже неоднократно привлекался для объяснения остывания активных областей /4-7/. Сам по себе он в случае изолированной конвективной ячейки недостаточно эффективен; остановимся поэтому на адиабатическом расширении соответствующей каверны.

Частично ионизованный газ "спокойных областей" конвективной зоны нагревается снизу, перемещаясь в направленном вниз (противоположно z) однородном поле тяжести. Изменение с z его температуры T и газокинетического давления p представим в виде

$$\frac{d \ln T(z)}{d \ln p(z)} = [1 + \varepsilon(z)] \frac{\gamma(z) - 1}{\gamma(z)}, \quad (1 < \gamma \leq 5/3). \quad (I)$$

Здесь $\varepsilon(z) \geq 0$ характеризует отклонение от адиабатичности, $\gamma(z)$ - эффективный показатель адиабаты, определяемый (формально равенством $\frac{\gamma - 1}{\gamma} \equiv \left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_s / 6$). Различия степени ионизации плазмы и, соответственно, показателя адиабаты внутри и вне конвективной ячейки учитывать тут не будем.

Время $\tau_{ак}$ эволюции активной области, как правило, составляет $\tau_{ак} \geq 2$ суток, ее размер $r_{ак} \leq 10^4$ км, скорость звука $c_{зв} = 8$ км/сек, т.е. на фотосфере $\tau_{ак} \gg r_{ак}/c_{зв}$. Будем считать, что и в прифотосферных глубинах суммарное давление внутри ячейки успевает выравняться с наружным $p(z)$. Характерное же время $\tau_{л}$ выравнивания с внешней средой температуры внутри ячейки радиуса r оценивается как $\tau_{л} = r^2/k_{л}$, где $k_{л} \sim 10^{10} - 10^{11}$ см²/сек - коэффициент лучистой температуропроводности. При $r \approx 5 \cdot 10^8$ см, следовательно, $\tau_{л} \sim 1$ месяц. Время всплытия ячейки имеет порядок $\tau_{ак}$, так что подъем вблизи фотосферы протяженных вертикальных участков (Q) всплывающего тора (рис. I) практически адиабатичен. Внутри (Q) плотность $\rho^*(z)$, температура $T^*(z)$ и газокинетическое давление $p^*(z)$ подчиняются, следовательно, уравнениям

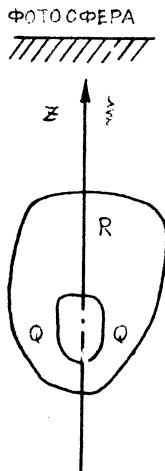
$$\frac{d \ln T^*(z)}{d \ln p^*(z)} = \frac{\gamma(z) - 1}{\gamma(z)}. \quad \frac{d \ln [p^*(z)/\mu(z)]}{d \ln p^*(z)} = \frac{1}{\gamma(z)}, \quad (2)$$

написанным для идеального газа с меняющимся по z эффективным молекулярным весом $\mu^*(z) \approx \mu(z)$. Считая, что магнитное поле здесь является суммой "параллельного" $\vec{H}(\parallel)$ и бессилового $\vec{H}(\circ)$, причем доля бессилового велика, напишем, следуя /8/, но учитывая зависимость $\mu = \mu(z)$,

$$\frac{d \ln [p(z) - p^*(z)]}{d \ln [p^*(z)/\mu(z)]} = \gamma_m(z), \quad (3)$$

где $\gamma_m = \gamma_m^0 / \left(1 - \frac{d \ln \mu}{d \ln p^*} \right)$, $\gamma_m^0 \equiv \frac{6 - 2K}{2 + K}$, γ_m - эффективный показат.

тель "магнитной адиабаты", $K \equiv A_z/A_\alpha$; A_α - коэффициенты относительного расширения плазмы ($\alpha = z$ - вертикального, $\alpha = r$ - радиального). Отметим, что в анализируемых условиях при фотосферных глубинах $|\partial / \partial z| \left| \frac{d \ln \mu}{d \ln \rho^*} \right| \sim 10^{-1}$.



Р и с. 1.

Плавуность изолированной замагниченной каверны растет по мере ее подъема в безмагнитной "спокойной" плазме, так как с ростом z эффективное магнитное давление $p_m = (\bar{H}(z)\bar{H}(0))/4\pi$ составляет внутри каверны все большую долю суммарного давления. Соответственно с этим верхняя часть (R) всплывающего ребром замагниченного тора, обладая подавляющей подъемной силой, тянет за собой весь тор. Таким образом, оба вертикальных участка (Q) тора расширяются преимущественно по направлению z и характеризуются параметром $K(Q) > 1$. Введя безразмерные величины $U(z) \equiv p(z)$; $p^*(z) - 1$, $\theta(z) \equiv T^*(z)/T(z)$ и исключив из уравнений (1), (2), (3) значения $p^*(z)$, $\rho^*(z)$, $T^*(z)$ и $T(z)$, получим

$$\frac{d \ln U}{d \ln p} + \frac{\gamma_m - \gamma}{\gamma} \frac{d \ln(1 + U)}{d \ln p} = \frac{\gamma_m - \gamma}{\gamma},$$

$$\frac{d \ln \theta}{d \ln p} = - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \left[\frac{d \ln(1 + U)}{d \ln p} + \epsilon \right]. \quad (4)$$

В уравнениях (4) удобно заменить и аргумент, перейдя от линейной координаты z подфотосферной глубины к безразмерному отсчету $\xi = -\ln(p/p_0)$ "высот свободной атмосферы".

Проводя грубую оценку охлаждения участков (Q), разобьем интервал подъема ячейки на два. Положим для простоты, что, начиная с отрыва ячейки от сравнительно медленно всплывающего пояса, до некоторой подфотосферной глубины $\xi = \xi_0$ замагниченная ячейка успевает эффективно обмениваться теплом с окружающим безмагнитным газом:

$$T^*(\xi) = T(\xi) \quad \text{при} \quad \xi < \xi_0.$$

На отрезке же глубин $\xi_0 < \xi < \xi_1$, $\xi_1 = \xi_{\Phi}$ (ξ_{Φ} - координата фотосферы) расширение и подъем ячейки протекает адиабатично. Ход с глубиной показателя магнитной адиабаты $\gamma_m(\xi)$ определяется довольно сложной структурой замагниченной деформированной тороидальной ячейки и условиями ее всплывания. Не имея пока возможности обоснованно обсудить характер этой зависимости, будем все же, исходя из высказанных соображений о распределении по тору подъемной силы, полагать, что на интервале $\xi_0 < \xi < \xi_1$ отношение $K_{(Q)}$ коэффициентов осевого и радиального расширения участков (Q) заметно превышает единицу. Здесь достаточно считать, что $K_{(Q)} \gg 1, 2$ и, следовательно, $\gamma_m(\xi) \ll 1$. В двух предельных случаях, когда начальное магнитное давление $U_0 \equiv U(\xi_0)$ мало и велико, решению уравнений (4) можно придать сравнительно простой вид

$$U(\xi) = U_0 \exp \left[\int_{\xi_0}^{\xi} l(\eta) d\eta \right],$$

$$\Theta(\xi) = \exp \left\{ - \int_{\xi_0}^{\xi} [l(\eta) - \varepsilon(\eta)] \frac{\gamma(\eta) - 1}{\gamma(\eta)} d\eta \right\}, \quad (5)$$

$$\text{где} \quad l(\eta) = \begin{cases} 1 - \gamma_m(\eta)/\gamma(\eta) & \text{при} \quad U_0 \ll 1, \\ \gamma(\eta)/\gamma_m(\eta) - 1 & \text{при} \quad U_0 \gg 1. \end{cases}$$

В случае $U_0 \ll 1$, когда эффективное магнитное давление в начале адиабатического подъема ячейки сравнительно невелико ($p_m^{(\Pi)*} \ll \ll p^*$), исходя из подробных таблиц /9/ одной из типичных "моделей,

Солнца" и полагая $\rho_0 = 4 \cdot 10^{10}$ дин/см², $\rho_1 = 1,2 \cdot 10^5$ дин/см²,
 $U_0 \ll 1$, $\gamma_m(\xi_0) = 1$, получим

$$U_1 \approx 10U_0, \quad \theta_1 \approx 0,7. \quad (6)$$

Таким образом, при взятых для оценки весьма мягких начальных параметрах конвективной ячейки температура участков (q) ниже, чем у окружающего газа на 30%, что соответствует наблюдаемой пространственно-сглаженной разности температур пятна и спокойной фотосферы. Необходимость же выбора больших значений U_0 и k привела бы к выводу о гораздо более резком фактическом охлаждении подфотосферных участков активной области.

Поступила в редакцию
22 июля 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Гудзенко, В. Е. Чертопруд. Астроном. журнал, 42, 267 (1965); Л. И. Гудзенко. Препринт ФИАН № 24, 1967 г.
2. М. Вальдмайер. Результаты и проблемы исследования Солнца. М., 1950 г.
3. Т. Д. Каулинг. Солнечная электродинамика (Дж. Койпер, Солнце, М., 1957 г.).
4. L. Biermann. Vierteljahrschr. Astr. Gesellsch., 76, 194 (1941).
5. C. de Jager. Bull. Astr. Inst. Netherb., 17, 253 (1964).
6. С. Б. Пикельнер. Основы космической электродинамики, М., 1966 г.
7. С. И. Сыроватский, Ю. Д. Жугжда. Астроном. журн., 44, 1180 (1967).
8. Л. И. Гудзенко, В. Е. Чертопруд. Краткие сообщения по физике ФИАН. № 8, 23 (1975).
9. N. H. Baker, S. Temesuary. Tables of convective stellar envelope models, Goddard Space Flight Center, 1966.