Краткие сообщения по физике № 8 1977

ВСПЛЫВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И II-ЛЕТНИЙ ПЕРИОД АКТИВНОСТИ

В. Д. Кузнецов, С. И. Сыроватский

УДК 523.725

Характерное время всплывания магнитного поля из конвективной зоны на поверхность Солнца существенно не отличается от периода II-летнего цикла активности, если механизм торможения обусловлен существованием турбулентной конвекции. Для обычно используемого значения коэффициента турбулентной вязкости $\nu_T = 6\cdot10^{12}$ см^2/с время всплывания около 10 лет и, возможно, определяет период цикла.

В настоящее время предполагается, что вопрос о природе магнитного поля Солнца может быть решен в рамках теории "динамо", которая в принципе может объяснить не только возникновение и сохранение магнитного поля, но и наблюдаемый 22-летний цикл солнечной активности (см., например, /I, 2, 3/). Имеются, однако, трудности, связанные с наличием толстой конвективной зоны ($H = 0{,}3R_\odot = 2\cdot10^{10}$ см) /3,4/. Общепризнанного механизма передачи поля через такую зону не существует. Наиболее вероятным является механизм магнитной плавучести /5, 6, 7/.

Взаимодействие ячеек циклической конвекции с полоидальным полем должно приводить к навиванию тороидальных сгустков магнитного поля, в которых поле усиливается по отношению к среднему. В результате возникает магнитная плавучесть, заключающаяся в том, что из-за магнитного давления плотность внутри сгустка меньше, чем снаружи. Под действием силы Архимеда сгусток будет подниматься вверх и давать начало активной области на поверхности Солнца. Рассмотрение, проведенное Паркером /7/, дало для полей ~ 100 гс время всплывания существенно меньшее $\tau_0 = 11$ лет. При этом в качестве тормозящей силы использовалось динамическое сопротивление, пропорциональное квадрату скорости. Скорость выноса поля может быть значительно уменьшена из-за действия в конвективной зоне турбулентной вязкости. Так, проведенная в /8/ оценка для однородной модели конвективной зоны дала характерное время 80 лет.

В настоящей работе рассматривается всплывание магнитного поля из конвективной зоны на поверхность Солнца с учетом турбулентной вязкости и неоднородности конвективной зоны.

Выпишем основные уравнения, определяющие эволюцию сферического (для простоты расчетов) сгустка в (почти) адиабатической атмосфере, какой является конвективная зона Солнца /3/. Параметры, относящиеся к атмосфере, будем снабжать индексом "e" (индекс "eo" относится к основанию конвективной зоны), к сгустку - индексом "i".

Уравнение движения запишем в виде:

$$M_i \ddot{x} = F_A - F_C, \tag{I}$$

где M_i, $F_A = \frac{4}{3}\pi r^3(\rho_e - \rho_i)g$, F_C, r - соответственно масса сгустка, сила Архимеда, сила сопротивления, радиус сгустка, x - координата в направлении радиуса Солнца, g - ускорение силы тяжести ($g = 2{,}7\cdot10^4$ см/с^2).

Равновесие между сгустком и средой запишется в виде:

$$P_e = P_i + P_m, \tag{2}$$

здесь $P_m = B^2/8\pi$ - магнитное давление вмороженного поля, а $P_e = \rho_e kT_e/m$, $P_i = \rho_i kT_i/m$ - газовое давление в атмосфере и сгустке (m - масса протона).

Условия вмороженности магнитного поля и сохранения массы сгустка дают следующие соотношения:

$$\Phi = \pi B r^2 = \text{const}, \tag{3}$$

$$M_i = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_i = \text{const}. \tag{4}$$

Пренебрегая тепловым взаимодействием сгустка со средой /9/, будем рассматривать адиабатическое всплывание, когда P_i и ρ_i связаны соотношением

$$P_i = P_{io}\left(\frac{\rho_i}{\rho_{io}}\right)^{\gamma}, \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{5}{3}. \tag{5}$$

Кроме того, из условия адиабатичности атмосферы имеем:

$$P_e = P_{eo}\left(\frac{\rho_e}{\rho_{eo}}\right)^{\gamma}. \tag{6}$$

Система уравнений (I) – (6) легко приводится к следующему виду:

$$\frac{\ddot{x}}{g} = \frac{\rho_{eo}}{\rho_{io}}\left(\frac{1 - \frac{P_{mo}}{P_{eo}}}{1 - \frac{P_m}{P_e}}\right)^{1/\gamma} - 1 - \frac{F_C}{M_1 g}, \tag{7}$$

$$\frac{P_e - P_m}{P_{eo} - P_{mo}} = \left(\frac{P_m}{P_{mo}}\right)^{3\gamma/4}. \tag{8}$$

Уравнение (7) в неявной форме (через $P_e(x)$) определяет уравнение движения. В конвективной зоне, однако, достаточно хорошо выполняется условие:

$$P_m/P_e \ll 1, \tag{9}$$

существенно упрощающее расчет. Например, в основании конвективной зоны

$$P_{eo} = 3{,}3\cdot 10^{13}\,\text{дин/см}^2,\ B_o = 10^4\,\text{гс и}\ P_{mo}/P_{eo} \approx B_o^2/25P_{eo} \approx 10^{-7} \ll 1.$$

При всплытии в фотосферу этим значениям будет соответствовать магнитное поле активной области $\sim$ IO гс.
В этом случае время всплытия определяется из уравнения:

$$\frac{\ddot{x}}{g} = \frac{P_{mo}}{\gamma P_{eo}^{4/5} P_e^{1/5}} - \frac{F_C}{M_1 g}. \tag{IO}$$

Для $P_e(x)$ примем:

$$P_e(x) = P_{eo}\exp\left(-\frac{x}{h}\right); \quad h = 10^9 \text{ см}. \tag{11}$$

Решение уравнения (10) с $F_C = 0$ (всплытие без сопротивления) дает для времени всплывания от основания конвективной зоны значение

$$\tau_1 \simeq \left(\frac{50P_{eo}H}{3P_{mo}g}\right)^{1/2} \simeq 3\cdot 10^6 \text{с} \simeq 0{,}1 \text{ год}, \tag{12}$$

т.е.

$$\tau_1 \ll \tau_0. \tag{13}$$

Если в качестве силы сопротивления взять аэродинамическую силу $F_C = \pi r^2 \rho_e \dot{x}^2/2$, как это предполагает Паркер /7/, то решение уравнения

$$\dot{x} = \left(\frac{8P_{mo}^{3/4}\Phi^{1/2}g}{5P_{eo}^{3/5}(2\pi)^{3/4}}\right)^{1/2} \frac{1}{P_e^{1/5}} \tag{14}$$

(оно получается, если в (10) пренебречь членом $\ddot{x}/g$ в силу (13)), дает оценку времени всплытия

$$\tau_2 \simeq \frac{HP_{eo}^{1/2}5^{3/2}(2\pi)^{3/8}}{\Phi^{1/4}g^{1/2}P_{mo}^{3/8}2^{3/2}} \simeq 0{,}3 \text{ года}. \tag{15}$$

Это значение в несколько раз меньше полученного Паркером /7/ из-за учета неоднородной атмосферы. Здесь для потока Ф взято значение 10^{22} гс см^2. Как видим $\tau_2 \lesssim \tau_1 \ll \tau_0$, и аэродинамическое сопротивление существенно не изменяет время всплытия.

Наконец, если в качестве силы сопротивления взять вязкую силу Стокса $F_C = 6\pi r \nu_T \rho_e \dot{x}$, то

$$\dot{x} = \frac{2\Phi P_{mo}^{1/2}g}{15(2\pi)^{3/2}P_{eo}^{2/5}P_e^{3/5}\nu_T}, \tag{16}$$

где по тем же причинам, что и выше, отброшен член со второй производной. Для времени всплытия получаем

$$\tau_3 \simeq \frac{25h\pi(2\pi)^{3/2}P_{eo}\nu_T}{\Phi P_{mo}^{1/2}g} \simeq 3\cdot 10^8 \text{ сек } \approx 10 \text{ лет} \qquad (17)$$

Здесь $\nu_T = 6\cdot 10^{12}$ см^2/с – турбулентная вязкость /3,8/.

Таким образом, характерный период II-летнего цикла солнечной активности может быть получен в модели всплывания магнитного поля только в предположении, что тормозящая сила определяется турбулентной вязкостью конвективной зоны. Сравнение средней скорости всплытия $w = H/\tau_3$ с результатом, полученным в /8/, дает:

$$w = w_{unno}\,\frac{H}{h} \qquad (18)$$

как и следовало ожидать для неоднородной атмосферы.

Поступила в редакцию
16 мая 1977 г.

Литература

1. H. W. Babcock, Ap. J., 133, 572 (1961).
2. R. B. Leighton, Ap. J., 156, 1 (1969).
3. Ю. В. Вандакуров. Конвекция на Солнце и II-летний цикл. Изд. Наука, 1976 г.
4. H. C. Spruit, Solar phys., 34, 277 (1974).
5. E. N. Parker, Ap. J., 122, 293 (1955).
6. E. N. Parker, Ap. J., 121, 491 (1955).
7. E. N. Parker, Ap. J., 198, 201 (1975).
8. W. Unno, E. Ribes, Ap. J., 208, 222 (1976).
9. Л. И. Гудзенко, В. Е. Чертопруд. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 17 (1975).