

УДК 523.98:533.951

ВЫНОС МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ФОТОСФЕРНЫЙ УРОВЕНЬ И ФОРМИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

¹В.С. Соколов, ²В.А. Романов, ²Д.В. Романов, ³К.В. Романов, ¹Н.В. Кучеров

EMERGENCE OF MAGNETIC FIELDS AT THE PHOTOSPHERIC LEVEL AND FORMATION OF CONVECTION CURRENTS IN THE PRESENCE OF A MAGNETIC FIELD

¹V.S. Sokolov, ²V.A. Romanov, ²D.V. Romanov, ³K.V. Romanov, ¹N.V. Kuchеров

В приближении недиссипативной магнитной газодинамики в работе исследуется процесс потери устойчивости тонкой магнитной трубки на различных глубинах конвективной зоны. Численно моделируется нелинейная фаза развития неустойчивости медленных волн вплоть до стадии насыщения.

The ideal magnetohydrodynamic approximation is used to study the loss of stability of a thin magnetic tube for different starting locations within the convective zone. We numerically simulate nonlinear phase of development and slow-wave instability till saturation.

Введение и постановка задачи

В работе рассматриваются вопросы, связанные с устойчивостью крупномасштабных магнитных полей, расположенных в пределах конвективной зоны Солнца, предварительно изученные в работах [1, 2] для нулевой гармоники ($m=0$) колебаний тонкой магнитной трубки. Для модели внутреннего строения Солнца, взятой из работы [3], рассчитаны распределения критических значений напряженности магнитного поля в трубке в зависимости от глубины ее расположения, разделяющие режимы устойчивых колебаний магнитной трубки и неустойчивые режимы, приводящие к выбросу магнитных полей в солнечную атмосферу [2].

В работе [4] по данным внутреннего строения Солнца, полученным в работе [3], исследована устойчивость колебаний тонкой магнитной трубки для случая $m>0$. Проведен линейный анализ системы МГД-уравнений, описывающих динамику движения магнитной трубки, и получено дисперсионное уравнение в двумерной постановке с учетом сферической геометрии задачи. Получены аналитические выражения для условия устойчивости и инкрементов развития неустойчивости двух типов волн, распространяющихся вдоль магнитной трубки, – изгибной (быстрой) и варикозной (медленной) мод колебаний. Показано, что неустойчивость медленной волны является основным фактором, ограничивающим время удержания магнитного поля в релаксационной зоне.

В настоящей работе детально изучаются различные режимы развития неустойчивости для медленных мод колебаний в нелинейной фазе, вплоть до стадии насыщения. Численное моделирование нелинейного подъема магнитной трубки в солнечную атмосферу возможно только в ограниченном круге разностных схем [8]. Исследуемая система дифференциальных уравнений содержит несколько характерных параметров: размер трубки, размер конвективных вихрей, шкала высот, размер конвективной зоны. В пределах конвективной зоны существует большой перепад давления, плотности, температуры и т. д.

Эта ситуация налагает на выбор разностной схемы жесткие ограничения для того, чтобы избежать усиления магнитного поля за счет численных эффектов, а также для выполнения законов сохранения

различных видов энергии, запасенных в магнитной трубке [5]. Полная энергия замагниченной плазмы складывается из кинетической, внутренней тепловой энергии, потенциальной энергии вещества в поле тяжести и энергии магнитного поля. Радиус сечения трубки определяется условием баланса давлений (при установлении баланса давлений внешняя среда совершает работу над плазмой, находящейся внутри трубки). Условие баланса давлений в трубке затрудняет получение системы уравнений в дивергентном виде и даже простую формулировку законов сохранения в дифференциальной форме.

В настоящей работе непрерывная физическая система (трубка) заменяется дискретной физической системой близкого строения (рис. 1). Далее используется аппарат аналитической механики для получения точных уравнений движения аппроксимирующей физической системы. Уравнения сохранения потока, адиабатичности преобразуются в голономные связи [5, 6]. Система уравнений движения заменяет систему уравнений в частных производных. Полученную систему конечно-разностных уравнений можно исследовать на консервативность, устойчивость, аппроксимацию общими методами [7].

Система уравнений движения дискретной магнитной трубки

Лагранжевыми переменными системы (рис. 1) являются координаты r_i и скорости \dot{v}_i концов сегментов. Параметры среды (напряженность поля $H_{i+1/2}$, плотность $\rho_{i+1/2}$, площадь сечения трубки $\sigma_{i+1/2}$) определяются из условия адиабатичности, баланса давлений в полужелтых точках, законов сохранения магнитного потока и массы [4, 5].

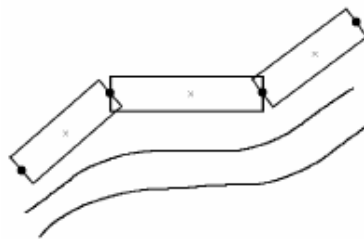


Рис. 1. Аппроксимация тонкой магнитной трубки набором однородных цилиндров.

Лагранжиан системы состоит из пяти слагаемых: кинетической и внутренней энергии плазмы, энергии магнитного поля, потенциальной энергии в поле тяжести и работы внешней среды над плазмой трубки при постоянном внешнем давлении. В безразмерной форме [5] система уравнений выглядит следующим образом:

$$L = \sum K_{i,i+1} - U_{i,i+1}, \quad (1)$$

$$U_{i,i+1} = V_{i+1/2} \left[\frac{P_{i+1/2}}{\gamma-1} + H_{i+1/2}^2 + p_{ext}(\mathbf{r}_{i+1/2}) \right] + M_{i+1/2} \phi(\mathbf{r}_{i+1/2}), \quad (2)$$

$$K_{i,i+1} = \int_{\mathbf{r}_i}^{\mathbf{r}_{i+1}} \rho_{i+1/2} \sigma_{i+1/2} \frac{|\mathbf{v}(\mathbf{r})|^2}{2} (l_{i+1/2} d\mathbf{r}), \quad (3)$$

$$L_{i+1/2} = |\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{r}_i|, \quad l_{i+1/2} = (\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{r}_i) / L, \quad (4)$$

где L – лагранжиан системы, $\phi(\mathbf{r})$ – гравитационный потенциал, $U_{i,i+1}$ – потенциальная энергия сегмента, $K_{i,i+1}$ – кинетическая энергия сегмента, $l_{i+1/2}$ – единичный вектор вдоль оси, $L_{i+1/2}$ – длина сегмента.

Уравнения неразрывности, сохранения потока, баланса давлений поперек трубки и условие адиабатичности налагают голономные связи на параметры в полупеллах точках:

$$H_{i+1/2} \sigma_{i+1/2} = \Phi = \text{const},$$

$$\rho_{i+1/2} L_{i+1/2} \sigma_{i+1/2} = M_{i+1/2}, \quad (5)$$

$$P_{i+1/2} + H_{i+1/2}^2 = p_{ext}(\mathbf{r}_{i+1/2}),$$

$$P_{i+1/2} / \rho_{i+1/2}^\gamma = C_{i+1/2}. \quad (6)$$

Обобщенный импульс $\dot{p}_i = \partial_{\mathbf{v}_i} L$ и гамильтониан системы:

$$\mathbf{p}_i = \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} \sum_j M_{j+1/2} \frac{\mathbf{v}_j^2 + \mathbf{v}_{j+1}^2 + (\mathbf{v}_j, \mathbf{v}_{j+1})}{6} =$$

$$= M_{i+1/2} \frac{2\mathbf{v}_i + \mathbf{v}_{i+1}}{6} + M_{i-1/2} \frac{2\mathbf{v}_i + \mathbf{v}_{i-1}}{6}, \quad (7)$$

$$H = \left[\sum_i \mathbf{p}_i, \dot{\mathbf{r}}_i \right] - L = \sum_i [K_{i,i+1} + U_{i,i+1}], \quad (8)$$

Уравнения движения системы:

$$\frac{d\mathbf{r}_j}{dt} = \mathbf{v}_j \quad (9)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_j}{dt} = M_{j-1/2} \frac{(2\dot{\mathbf{r}}_j + \dot{\mathbf{r}}_{j-1})}{6} + M_{j+1/2} \frac{(2\dot{\mathbf{r}}_j + \dot{\mathbf{r}}_{j+1})}{6} =$$

$$= 2\Phi [H_{j+1/2} l_{j+1/2} - H_{j-1/2} l_{j-1/2}] +$$

$$+ \frac{M_{j-1/2} \mathbf{g}(\mathbf{r}_{j-1/2}) + M_{j+1/2} \mathbf{g}(\mathbf{r}_{j+1/2})}{2} -$$

$$- \left[\frac{M_{j-1/2}}{2\rho_{j-1/2}} \nabla p_{ext}|_{\mathbf{r}_{j-1/2}} + \frac{M_{j+1/2}}{2\rho_{j+1/2}} \nabla p_{ext}|_{\mathbf{r}_{j+1/2}} \right]. \quad (10)$$

Полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений решается численно методом

прогонки [7]. Для численного решения используется схема с перешагиванием либо симплектическая схема 4-го порядка аппроксимации [7, 8]. Вопросы устойчивости схемы с перешагиванием исследованы в работе [5].

Результаты расчетов

На рис. 2 представлены распределения критических значений напряженности магнитного поля в зависимости от глубины конвективной зоны, отсчитанной от фотосферного уровня, и частоты колебания трубки. Нижний слой конвективной зоны расположен примерно на глубине $2 \cdot 10^5$ км [3]. Исследуется развитие неустойчивости медленной волны колебаний по дисперсионному уравнению $\omega_\pm^2 = \omega_\pm^2(k)$, полученному в работе [4]. Изучаются стоячие волны при разных m , где m – количество стоячих волн, укладывающихся по окружности в экваториальной плоскости Солнца. В итоге исследуется развитие неустойчивости медленной волны в зависимости от напряженности поля и частоты колебаний трубки.

Главная особенность распределений на рис. 2 следующая: с ростом напряженности магнитного поля и частоты колебаний медленной волны устойчивые колебания магнитной трубки реализуются не только ниже дна конвективной зоны (зона солнечного динамо [1, 2], $h > 2 \cdot 10^5$ км), но и захватывают конвективную зону по широкому диапазону глубин (для $m=12$ предельные глубины устойчивых колебаний располагаются на расстоянии порядка $8 \cdot 10^4$ км от фотосферного уровня). С ростом волнового числа ($m > 6$) реализуется следующая закономерность: критическая глубина залегания магнитной трубки слабо зависит от напряженности поля и целиком определяется длиной волны (при напряженности поля H больше $4 \cdot 10^5$ Гс). Фактически релаксационная зона делится на слои, при прохождении которых от дна конвективной зоны к фотосферному уровню сначала теряют устойчивость и всплывают длинноволновые гармоники ($m < 4$), далее начинают проникать магнитные поля из зоны динамо ($m \geq 5$) в конвективную (релаксационную) зону. С ростом волнового числа m предельные глубины устойчивых колебаний магнит-

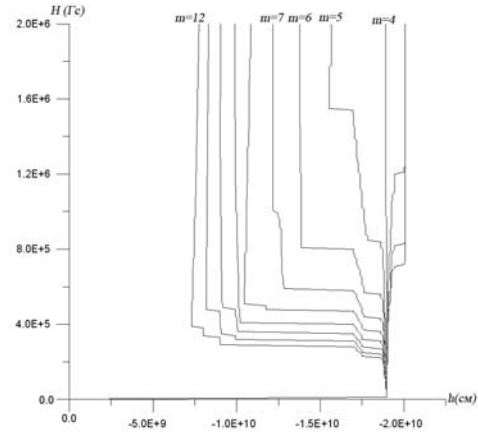


Рис. 2. Распределения критических значений напряженности магнитного поля трубки для медленных мод колебаний.

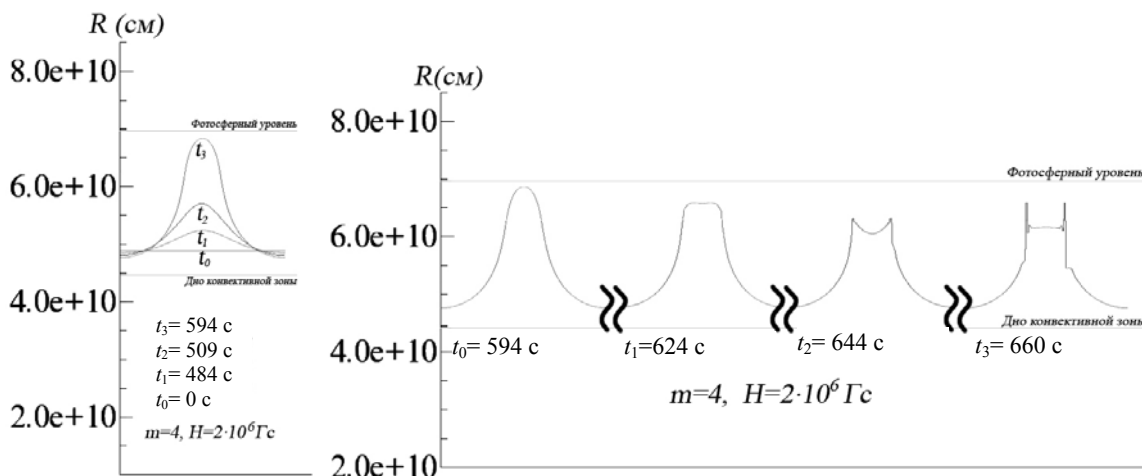


Рис. 3. Развитие неустойчивости медленной волны колебаний магнитной трубки в различные моменты времени.

ной трубки быстро приближаются к фотосферному уровню. Фактически расслоение по глубинам на рис. 2 – это тонкая структура релаксационной зоны, и проведенные расчеты дополняют исследования, проведенные в работах [1, 2].

Вторая важная физическая особенность распределений на рис. 2 – магнитные поля с малыми значениями напряженности устойчивых положений в конвективной (релаксационной) зоне не имеют. При $H < 3 \cdot 10^5$ Гс не устойчивы практически все гармоники, магнитные поля сбрасываются в конвективную зону прямо из верхних слоев зоны динамо, после чего они всплывают к фотосферному уровню. Значения напряженности поля при этом резко падают, реализуются фоновые магнитные поля на фотосферном уровне [9].

На рис. 3 представлена типичная картина развития неустойчивости медленной волны для низкочастотных колебаний – выброс поля к фотосферному уровню (без выхода в солнечную атмосферу). Далее возможны два сценария движения трубки: в зависимости от величины напряженности магнитного поля могут возникнуть квазипериодические колебания в верхней части арочной структуры или, при слабых полях, произойдет падение верхней части арочной структуры к исходному положению равновесия. На рис. 3 представлен именно такой случай.

Заключение

Результаты расчетов, представленные на рис. 2, 3, позволяют понять отдельные качественные закономерности развития стандартных циклов солнечной активности [9]. При подъеме магнитного поля из зоны динамо в релаксационную зону сначала теряют устойчивость длинноволновые гармоники ($m < 4$) и происходит выброс в солнечную атмосферу крупномасштабных арочных структур. Видимо, это начало зарождения возмущений типа «корональных дыр». При дальнейшем подъеме поля к фотосферному уровню масштабы сбрасываемых магнитных структур уменьшаются. Скорости подъема поля к фотосферному уровню растут, и возникает мощный вторичный поток слабых ударных волн, проникаю-

щих через фотосферный уровень и обеспечивающих дополнительный прогрев солнечной атмосферы [10].

При падении верхней части арочной структуры к основанию для случая слабых полей реализуется остаточная магнитная конфигурация («остов» на рис. 3) и, видимо, вносятся возмущения в глобальную структуру конвективных течений. Возможно, этот механизм причастен к образования «супергрануляции» на Солнце [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романов В.А., Романов Д.В., Романов К.В. Сброс магнитных полей из зоны динамо в релаксационную зону Солнца // *Астрономический журнал*. 1993. Т. 70. С. 1247–1256.
2. Романов В.А., Романов Д.В., Романов К.В. Сброс магнитных полей из зоны динамо в атмосферу Солнца // *Астрономический журнал*. 1993. Т. 70. С. 1237–1246.
3. Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V., et al. The current state of Solar modeling // *Science*. 1996. V. 272. P. 1286.
4. Алексеенко С.В., Дудникова Г.И., Романов В.А. и др. Неустойчивости медленной и быстрой волны магнитных полей на различных глубинах зоны динамо // *Солнечно-земная физика*. 2004. Вып. 6. С. 43–47.
5. Романов Д.В., Романов К.В. Построение численной модели тонкой магнитной трубки с помощью гамильтонова формализма // *Вычислительные технологии*. Новосибирск: ИВТ СО РАН, 2008. Т. 13, № 3. С. 91–113.
6. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Механика*. М.: Наука, 1988. 215 с.
7. Самарский А.А., Попов Ю.П. *Разностные схемы газовой динамики*. М.: Наука, 1975. 351 с.
8. Candy J., Rozmus A. A symplectic integration algorithm for separable hamiltonian functions // *J. of Comp. Phys*. 1991. V. 92. P. 230–256.
9. Обридко В.Н. *Солнечные пятна и комплексы активности*. М.: Наука, 1985. 255 с.
10. Прист Э.С. *Солнечная магнитогазодинамика*. М.: Мир, 1982. 608 с.

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск
²Красноярский государственный педагогический университет, Красноярск
³Красноярский институт железнодорожного транспорта, Красноярск