

МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ СОЛНЦА

С.В. Алексеенко, Г.И. Дудникова, В.А. Романов, Д.В. Романов,
К.В. Романов, И.В. Семенов

В работе в приближении недиссипативной магнитной газовой динамики [1] исследуется нулевая гармоника колебаний изолированной тонкой магнитной трубки на различных глубинах конвективной зоны и в атмосфере Солнца. Данные колебания служат источником генерации акустических волн, которые обеспечивают аномальный прогрев солнечной атмосферы.

Полная система уравнений идеальной магнитной газодинамики для радиальных колебаний трубки (нулевая гармоника) имеет следующий вид:

$$2\pi r \rho \Sigma = M_0 = \text{const}, \quad (1)$$

$$\frac{dr}{dt} = v, \quad (2)$$

$$(\rho_i + k\rho_e) \frac{dv}{dt} = (\rho - \rho_e)g - \frac{1}{4\pi} \frac{H^2}{r}, \quad (3)$$

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = \text{const}, \quad (4)$$

$$H\Sigma = H_0 \Sigma_0 = \text{const}, \quad (5)$$

$$p_i + \frac{H^2}{8\pi} = p_e, \quad (6)$$

где (1) - закон сохранения массы газа в магнитной трубке, (2) - пересчет радиуса трубки в зависимости от времени, (3) - уравнение движения, (4) - уравнение энергии, (5) - закон сохранения магнитного потока в магнитной трубке, (6) - уравнение баланса давлений внутри и снаружи магнитной трубки. Для выполнения баланса давлений (6) временные масштабы задачи должны удовлетворять условию:

$$\tau \gg \frac{a}{\min(c_s, v_a)},$$

где $v_a = \sqrt{H^2/4\pi\rho_i}$ - альфвеновская скорость, $c_s = \sqrt{\gamma p_i/\rho_i}$ - скорость звука внутри трубки. Необходимые для замыкания системы уравнений $p_e(r)$, $g(r)$, $\rho_e(r)$ определяются выбранной моделью внутреннего строения Солнца [2].

ОБЕЗРАЗМЕРИВАНИЕ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Для обезразмеривания полученной системы уравнений удобно выбрать параметры плазмы на фотосферном уровне Солнца [2]:

$r_0 = 10^9 \text{ см}$	$\rho_0 = 10^{-6} \text{ г/см}^3$
$p_0 = 10^5 \text{ дин/см}^2$	$T_0 = 10^4 \text{ К}$
$W_0 = p_0 \cdot v_0 = 10^{21/2} \text{ эрг/см}^2/\text{с}$	
$t_0 = r_0 / v_0 = 10^{7/2} \text{ с}$	
$v_0 = \sqrt{p_0/\rho_0} = 10^{11/2} \text{ см/с}$	
$\varepsilon_0 = p_0/\rho_0 = 10^{11} \text{ эрг/г}$	

Полная система уравнений в обезразмеренном виде:

$$r\rho\Sigma = r_0\rho_0\Sigma_0 = \text{const}, \quad (7)$$

$$\frac{dr}{dt} = v, \quad (8)$$

$$(\rho + k\rho_e) \frac{dv}{dt} = (\rho - \rho_e)g - \frac{C_0 H^2}{r}, \quad (9)$$

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = \text{const}, \quad (10)$$

$$H\Sigma = H_0 \Sigma_0 = \text{const}, \quad (11)$$

$$p + H^2 = p_e, \quad (12)$$

$$\frac{dp_e}{dr} = \frac{2}{C_0} \rho_e g, \quad (13)$$

$$p = \frac{R_0}{\mu} \rho T, \quad (14)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (15)$$

где

$$C_0 = \frac{2p_0}{r_0\rho_0g_0}. \quad (16)$$

МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ СОЛНЦА

ЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ ВНУТРИ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ

На любой глубине конвективной зоны и в атмосфере Солнца можно реализовать равновесное положение магнитной трубки, наложив ограничение:

$$(\rho - \rho_e)g = C_0 \frac{H^2}{r}, \quad (17)$$

которое следует из уравнения (9) и выражает очевидный факт: в положении равновесия выталкивающая сила Архимеда уравновешивается натяжением магнитных силовых линий. Равновесное положение магнитной трубки может быть устойчивым и неустойчивым. Из-за большого перепада значений по всем физическим параметрам внутри Солнца в зависимости от глубины реализуются все ситуации. Для физики активного Солнца наиболее интересны глубины устойчивых равновесных положений. На данных глубинах накапливаются магнитные поля. Для их нахождения линеаризуем систему уравнений (7-15).

$$H\delta\Sigma + \Sigma\delta H = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\delta p}{\rho^\gamma} - \gamma \frac{p}{\rho^{\gamma+1}} \delta\rho = 0, \quad (19)$$

$$\delta\dot{r} = \delta v, \quad (20)$$

$$\frac{\delta r}{r} + \frac{\delta\Sigma}{\Sigma} + \frac{\delta\rho}{\rho} = 0, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \delta\dot{v} &= \frac{\delta f}{\rho + k\rho_e} - f \frac{\delta\rho + k\delta\rho_e}{(\rho + k\rho_e)^2} = \\ &= \frac{\delta f}{(\rho + k\rho_e)}, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\delta f = -\frac{2C_0 H \delta H}{r} + \frac{C_0 H^2}{r^2} \delta r + \quad (23)$$

$$\begin{aligned} &+ \left(\delta\rho - \frac{d\rho_e}{dr} \delta r \right) g + (\rho - \rho_e) \frac{dg}{dr} \delta r, \\ \delta\rho_e &= \delta\rho + 2H\delta H. \end{aligned} \quad (24)$$

Последовательно, исключая вариации различных физических параметров из данной системы уравнений, получаем уравнение гармонических колебаний:

$$\delta\ddot{r}_{tt} = -b\delta r, \quad (25)$$

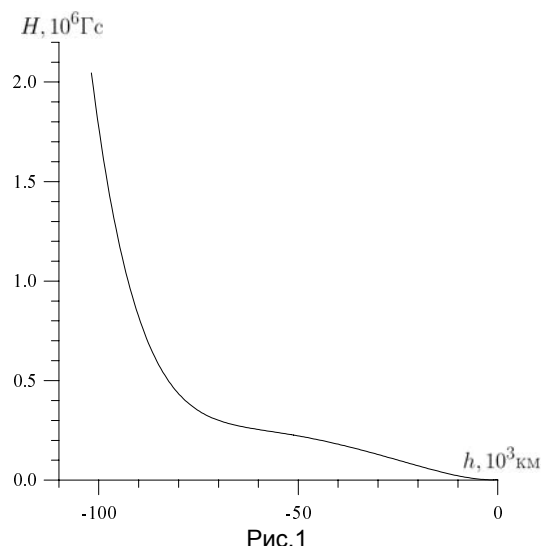
где

$$b = -\frac{\rho}{\rho + k\rho_e} A_0. \quad (26)$$

Вопрос устойчивости равновесных положений магнитной трубки сводится к исследованию зависимости $A_0(r, H)$. Для фиксированной глубины r меняя напряженность магнитного поля, определяем критический уровень напряженности, при котором A_0 меняет знак: $A_0(r, H_{кр}) = 0$.

$$\begin{aligned} A_0 = & - \left[\alpha g^2 \frac{\rho_e}{p_e} \cdot \left(\frac{p_e \left(\gamma \frac{\rho_e}{p} - 1 \right)}{\gamma p_e + H^2 (2 - \gamma)} + \right. \right. \\ & + \frac{H^2 \frac{\rho_e}{p} \left(2 - \gamma + \frac{2C_0 p_e}{g \rho_e r} \right)}{\gamma p_e + H^2 (2 - \gamma)} \left. \right] + \\ & + g \frac{\rho_e}{p} \left(\frac{1}{\mu_e} \frac{d\mu_e}{dr} - \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dr} \right) + \left(\frac{\rho_e}{p} - 1 \right) \frac{dg}{dr} + \\ & + \left[\frac{C_0 H^2}{\rho r^2} - \frac{2H^2}{r} \cdot \frac{\frac{2C_0 H^2}{\rho r} - g}{\gamma p_e + H^2 (2 - \gamma)} \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

Ниже фотосферного уровня на Солнце реализуются два диапазона глубин с устойчивыми равновесными положениями магнитного поля. Первый: от 40 км до глубин порядка 10^5 км.



На данных глубинах магнитные трубки с малыми значениями напряженности неустойчивы. Устойчивые равновесные положения реализуются при напряженностях поля выше определенного критического уровня ($H_{кр}(r)$), зависящего от глубины (рис.1).

Вторая область устойчивых равновесных положений магнитной трубки реализуется в нижних слоях конвективной зоны (рис. 2).

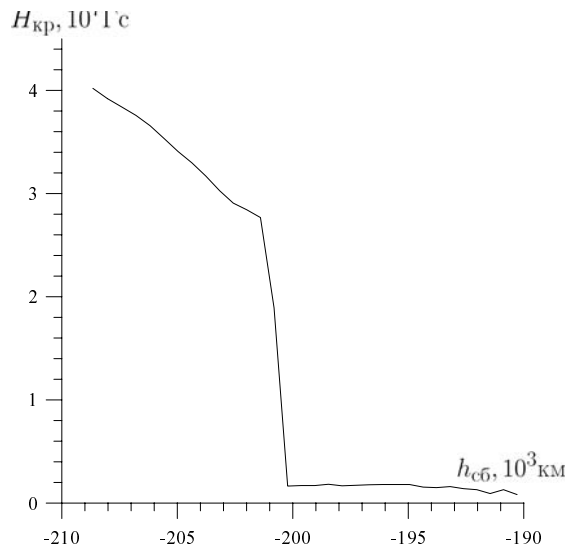


Рис. 2

В данном диапазоне глубин реализуются устойчивые колебания магнитной трубки при малых значениях напряженности магнитного поля. При значениях напряженности выше определенного критического уровня равновесное положение трубки становится неустойчивым: выведенная из равновесного положения малым возмущением трубка, наращивая скорость, всплывает наверх к фотосферному уровню в режиме конвективной неустойчивости. В данном диапазоне глубин созданы идеальные условия для накопления и хранения магнитной энергии. Этот диапазон получил название - зона Динамо [3].

СБРОС МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

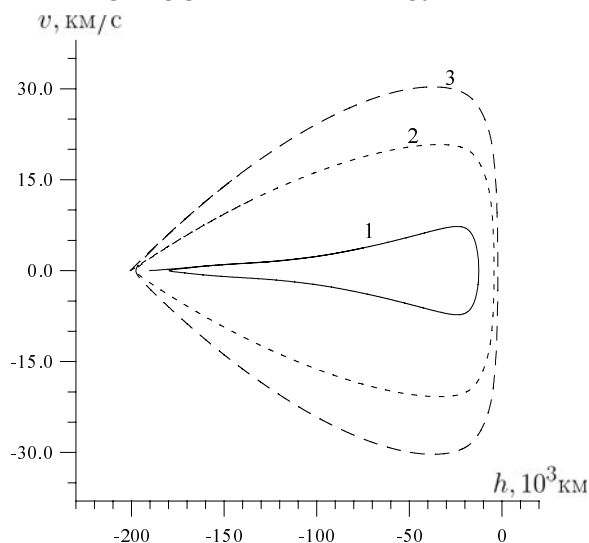


Рис.3

Магнитная трубка с напряженностью поля выше критического уровня (рис.2) теряет устойчивость и, наращивая скорость, всплывает наверх в режиме конвективной неустойчивости (рис.3, рис.4).

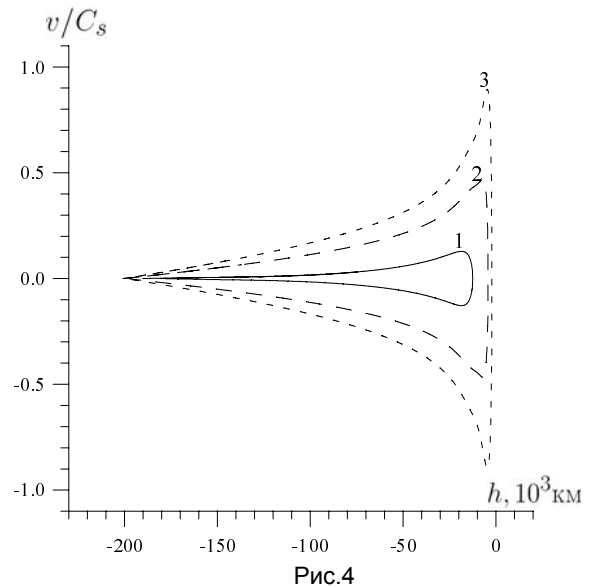


Рис.4

При адиабатическом расширении понижается температура и растет плотность газа в трубке. На определенной глубине (различной для каждого режима сброса) результирующая сила (17) меняет знак и начинается торможение трубки. В верхней поворотной точке (скорость подъема равна нулю) трубка останавливается, и весь процесс идет в обратном направлении. При отсутствии диссипативных процессов трубка возвращается строго в исходное положение. В результате магнитная трубка совершает колебания аналогичные конвективному подъему и опусканию отдельных элементов окружающей среды. Параметры конвективных движений магнитной трубки определяются начальными значениями ($H_{кр}(r)$, $p_{кр}(r)$, $T_{кр}(r)$) и могут существенно отличаться от стандартных течений в конвективной оболочке Солнца.

Глубина, на которой из-за роста плотности газа результирующая сила подъема меняет знак, является уровнем нового равновесного положения, обретаемого трубкой при подъеме. В этой точке скорость подъема максимальна (рис.3). В зависимости от глубины сброса в зоне Динамо максимальные скорости подъема меняются от 10 км/с до 40 км/с (рис.5, рис.6).

МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ СОЛНЦА

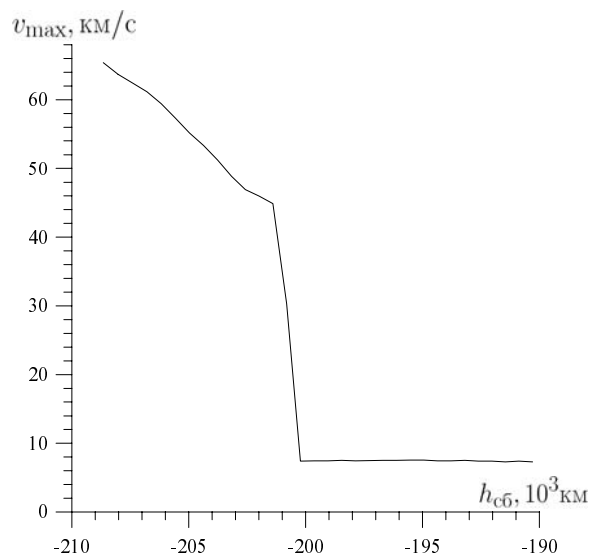


Рис.5

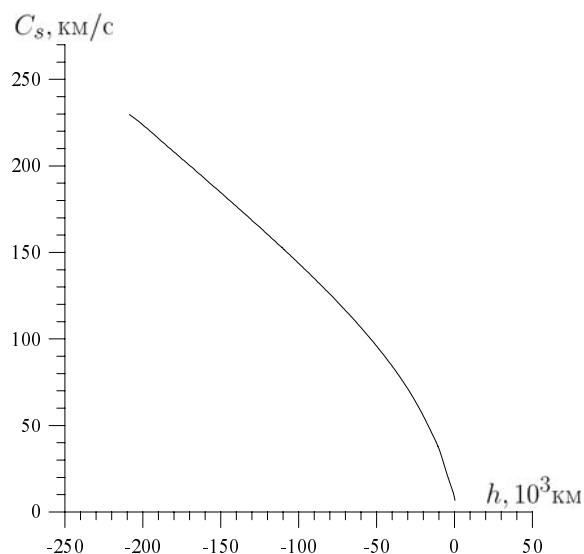


Рис.7

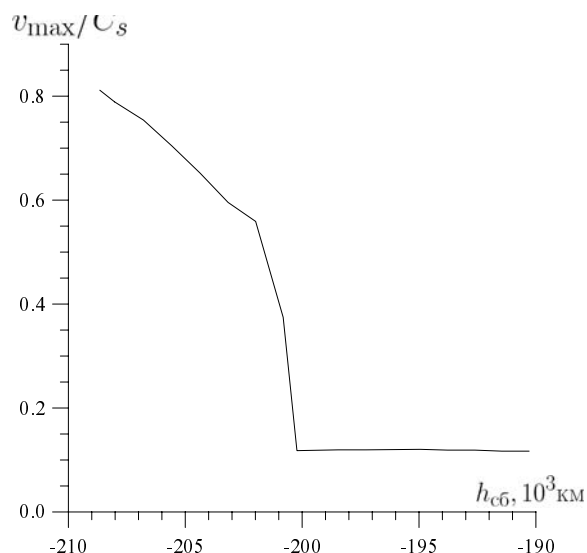


Рис.6

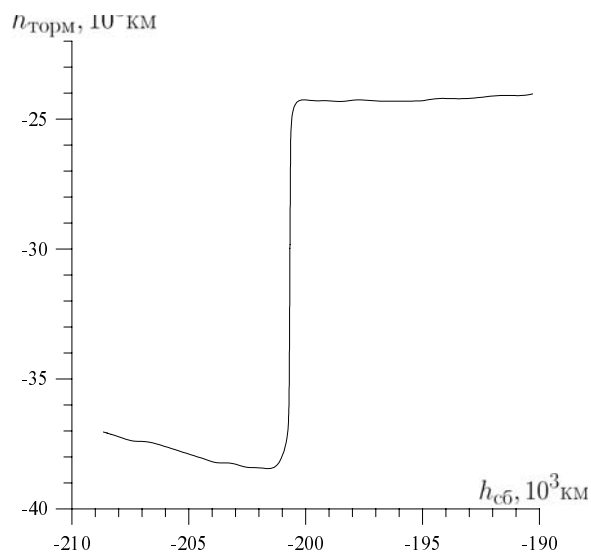


Рис.8

Диапазон глубин равновесных положений также определяется условиями сброса из зоны Динамо (рис.8) и расположен в интервале от $25 \cdot 10^3$ км до $40 \cdot 10^3$ км ниже фотосферного уровня. Мощность генерируемых акустических и слабых ударных волн в окружающей среде всплывающей магнитной трубкой определяется отношением скорости движения трубки к местной скорости звука. Значения адиабатической скорости звука на различных глубинах конвективной зоны приведены на рис.7 [2].

Во всех рассчитанных режимах (рис.4) скорости всплывания магнитной трубки существенно дозвуковые. На рис.9, рис.10 представлена зависимость от времени скорости трубки за полный период колебаний в различных режимах сброса в абсолютных единицах и единицах местной скорости звука.

Для временной развертки колебаний характерна долговременная стадия подъема трубки в верхние слои конвективной зоны, где следует резкий рост, смена знака скорости и трубка плавно возвращается в исходное положение. Колебания носят характер изолированных всплесков. На рис.11 представлены изменения глубины погружения магнитной трубки от времени в трех режимах сброса.

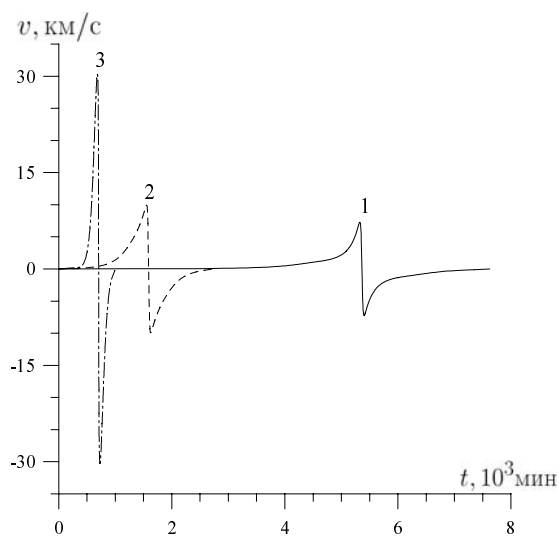


Рис.9

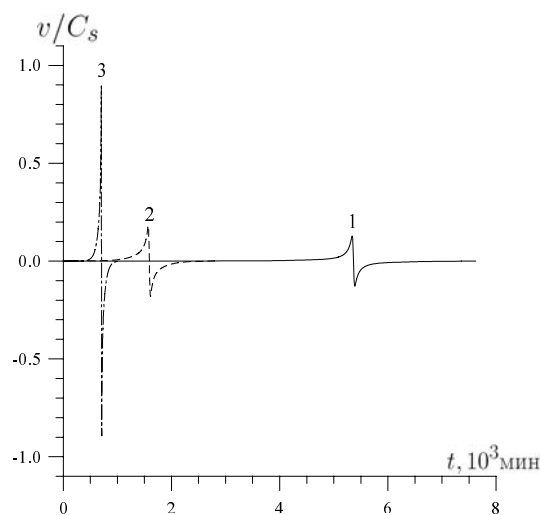


Рис.10

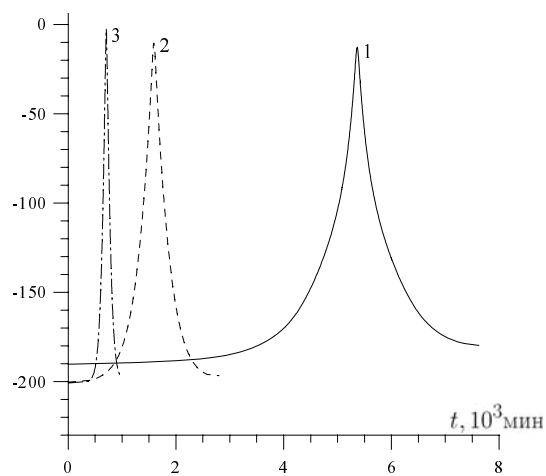


Рис.11

Данные распределения характеризуются стабильностью амплитуды колебаний при нелинейной зависимости периода колебаний от глубины сброса из зоны Динамо (рис.12).

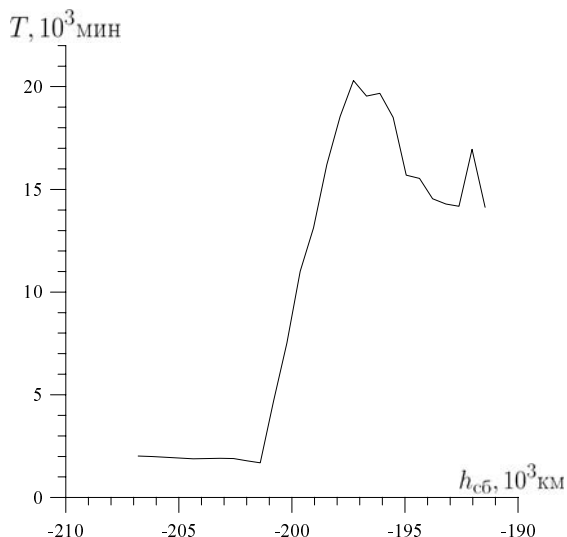


Рис.12

Практически во всех расчетных режимах магнитная трубка совершает колебания, не достигая фотосферного уровня Солнца (рис.11). Тем не менее, с ростом глубины сброса из зоны Динамо можно реализовать прямой выход магнитного поля в верхней поворотной точке в хромосферу Солнца (рис.13).

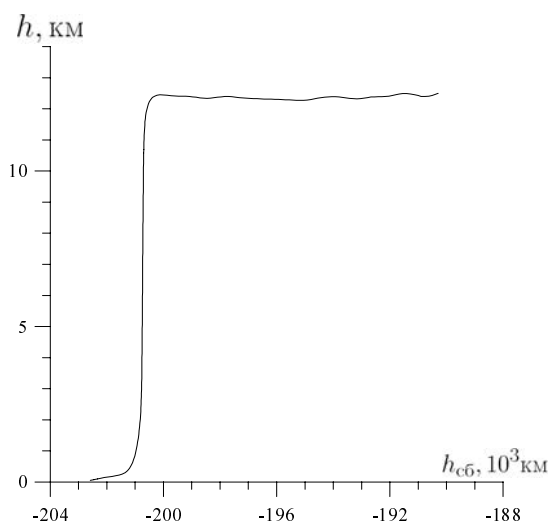


Рис. 13

Критической является глубина $203 \cdot 10^3$ км. При сбросе магнитных полей ниже данного критического уровня магнитные поля выносятся в солнечную атмосферу в сверхзвуковом режиме (рис.14).

МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ СОЛНЦА

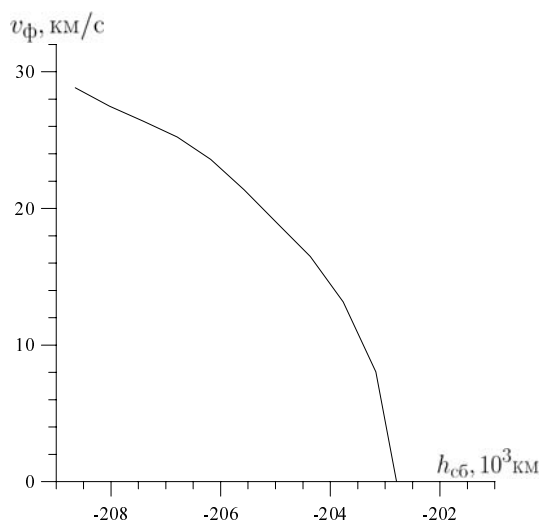


Рис.14

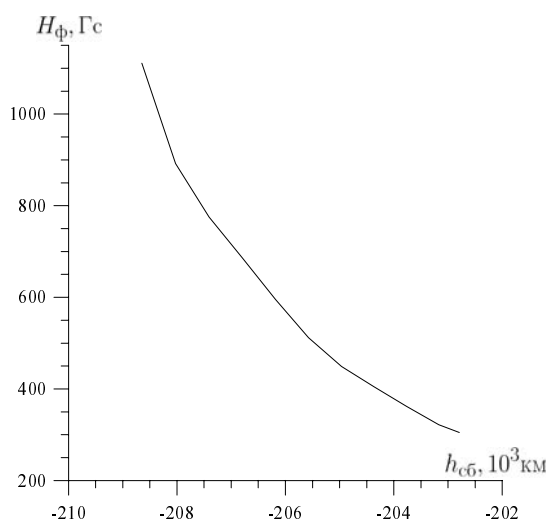


Рис.15

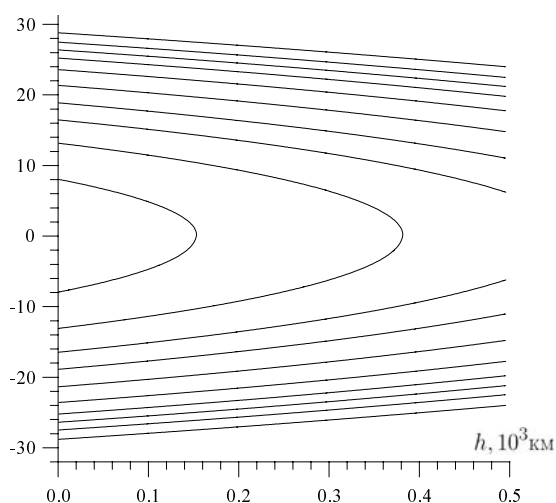


Рис.16

Напряженность магнитного поля на фотосферном уровне может достигать 1500 Гс (рис.15). На рис.16 представлены скорости движения магнитной трубки в пределах солнечной хромосферы. Замечательной особенностью представленного распределения является слабая зависимость скорости подъема трубки от высоты (при $M > 2$ на фотосферном уровне). Данное обстоятельство позволяет понять механизм образования корональных транзиентов в солнечной атмосфере [5, 6].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главным результатом проведенного исследования является обоснование механизма генерации потока акустических волн стохастическими пульсациями магнитных полей в конвективной зоне Солнца. Выделим специфические особенности функционирования данного механизма. При сбросе магнитных полей из зоны Динамо с малыми напряженностями магнитного поля (диапазон глубин $190 \cdot 10^3 - 200 \cdot 10^3$ км, рис. 2) верхние поворотные точки расположены ниже фотосферного уровня (рис.11). Глубины равновесных положений, вблизи которых реализуются затухающие при учете диссипативных процессов колебания магнитной трубки, расположены ниже фотосферного уровня для всех режимов сброса магнитных полей из зоны Динамо (рис.8). Генерируемые акустические волны проникают из верхних слоев через фотосферный уровень в солнечную атмосферу, обуславливая явление аномального прогрева. Физический механизм генерации потока волновой энергии высокой плотности на фотосферном уровне, регистрируемого в наблюдательных данных [7, 8], определен.

За время развития цикла солнечной активности мощность потока волновой энергии на фотосферном уровне возрастает в эпоху максимума активности цикла почти на два порядка, достигая значений 10^9 эрг/см²/с, сравнимых со значением солнечной постоянной 10^{10} эрг/см²/с [5, 7, 9, 10]. В эпоху максимума активности цикла реализуется выход в верхние слои зоны Динамо и сброс магнитных полей с высокими значениями напряженности [11, 12, 13, 14]. С ростом напряженности сбрасываемых магнитных полей их скорость подъема к фотосферному уровню нелинейно растет (рис.6). Мощность генерируемых акустических колебаний также возрастает.

Наиболее интересен и физически содержателен анализ работы данного меха-

низма в эпоху минимума активности цикла. В эпоху минимума активности цикла атмосфера имеет стабильную, практически симметричную форму. Эффект аномального прогрева присутствует [15, 16]. Объяснение следующее. Магнитные поля в диапазоне глубин зоны Динамо $190 \cdot 10^3 - 200 \cdot 10^3$ км сбрасываются с малыми значениями напряженности. Эти поля образуются за счет диффузии из внутренних слоев зоны Динамо из-за эффекта конечной проводимости солнечной плазмы [17, 18] и, видимо, присутствуют всегда. Критические значения напряженности поля стабильны для всего диапазона глубин (рис. 2), что обеспечивает устойчивость аномального прогрева солнечной атмосферы. Сброс магнитных полей из данного диапазона глубин зоны Динамо обеспечивает стабильную составляющую аномального прогрева солнечной атмосферы на всех стадиях цикла солнечной активности. Мощность данного процесса небольшая, размеры аномально прогретой солнечной атмосферы невелики [19]. При сбросе магнитных полей экваториальные области из-за развитой структуры дифференциального вращения Солнца имеют преимущество перед полярными областями [20]. Даже в эпоху минимума активности цикла регистрируются слабые отклонения, различия в распределении физических параметров солнечной атмосферы с широтой от экватора к полярным областям [21].

ЛИТЕРАТУРА

1. Еркаев Н.В. Обтекание солнечным ветром атмосферы Земли. Результаты исследований по международным геофизическим проектам. М., 1989. -130с.
2. Cristensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V., Andersen E.R., etc. The current state of Solar modeling. Science, 1996. -V.272.- P.1286.
3. Романов В.А. Романов К.В. Структурный анализ зоны действия Динамо //Астрон. журн., 1993. -Т.70. -С.880-887.
4. Alissandrakis C.E., Lantos P. Synoptic Study of Coronal Structures Observed at Meter Wave Wavelengths during the Declining Phase of the Solar Cycle // Solar Phys., 1996. -V.165. -P.61-82.
5. Зирин. Г. Солнечная атмосфера. М.: Мир, 1969.-504с.

6. Северный А.Б. Исследование общего магнитного поля Солнца //Изв. Крымской астрофиз. общ., 1966. -Т.35. -С.97-138.
7. Mein P., Mein N., Schmieder B. Proc. Japan-France Seminar of Solar Phys //F. Moriyama and J.C. Henoux, Eds., 1980. -P.70.
8. Rosner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. On the nonradial oscillations of the nonstandart solar atmosphere models //Astrophys., J. 1978.- V.220. -P.1978.
9. Edmonds F.N.Jr. Convective flux in the solar photosphere as determined from fluctuations //Solar Phys., 1974.-V.38. -P.33-42.
10. Cristensen-Dalsgaard J., Frandsen S. Radiative transfer and solar oscillations //Invited review// Solar Phys., 1983. -V.82. -P.165-204.
11. Романов В.А., Романов Д.В., Романов К.В. Сброс магнитных полей из зоны Динамо в релаксационную зону Солнца //Астрон. журн., 1993. -Т.70. -С.1247-1256.
12. Романов В.А., Романов Д.В., Романов К.В. Сброс магнитных полей из зоны Динамо в атмосферу Солнца //Астрон. журн., 1993. -Т.70. -С.1237-1246.
13. Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V. Computational simulation of the low chromosphere heating by the shock waves' series. //International Conference on the Methods of Aerophysical Research, 2002. Part II. - P.3-7.
14. Alekseenko S.V., Romanov V.A., Romanov K.V., Semeonov I.V. Hypersonic pulsing regims of magnetic field's emerge from lower layers of convective zone up to fotosphere of the Sun. // International Conference on the Methods of Aerophysical Research, 2002. Part II. -P.8-13.
15. Bame S.J., Asbridge J.R., Feldman W.C., Kearney P.D. The Quiet Corona: Temperature and Temperature Gradient //Solar Phys., 1974. -V.35. -P.137-152.
16. Mariska J.T., Withbroe G.L., Temperature gradients in the inner corona // Solar Phys., 1978. -V.60. -P.677-682.
17. Прист. Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1975. -589с.
18. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. М.: ФИЗМАТГИЗ, 1962. -246с.
19. Roosen J., Goh T. The Distribution of the 9 cm Radio Emission over the Solar Disk during the Sunspot Minimum // Solar Phys., 1967. -V.1. -P.242-253.
20. Hansen R.T., Hansen S.F., Loomis H.G. Different rotation of the Solar electron corona // Solar Phys., 1969. -V.10. -P.104-111.
21. Vernazza J.E., Noyes R.W. Equator-Pole Differences in the Solar Chromosphere from Lyman-Continuum Data // Solar Phys., 1972. -V.26. -P.335-342.