РАЗЛИЧНЫЕ РЕЖИМЫ АНОМАЛЬНОГО ПРОГРЕВА СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

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

введение

Стандартные численные расчеты пространственной структуры солнечной атмосферы приводят к резкому рассогласованию результатов расчета с прямыми измерениями параметров солнечной атмосферы. В теоретических моделях плотность, давление газа спадают по барометрическому закону с ростом высоты, отсчитанной от фотосферного уровня (видимый край диска Солнца). В нижних слоях атмосферы поток энергии формируется за счет молекулярной и лучистой теплопроводности [1]. С ростом высоты из-за падения плотности характер переноса лучистой энергии с теплопроводностного меняется на объемный и лучистый поток становится доминирующим в суммарном энергопереносе. Результирующий профиль температуры плавно спадает с ростом высоты от фотосферного уровня. По результатам прямых измерений реальное распределение температуры принципиально другое (рис. 1). От фотосферного уровня до высоты порядка 400 км температура понижается в согласии с расчетами, проходит через минимум на высоте 500 км и далее нелинейно нарастает: медленно до высот порядка 1000 км (в пределах солнечной хромосферы), далее следует резкий скачок до 1,5·10⁶ К на высоте порядка $28 \cdot 10^3$ км (нижние слои короны Солнца) и на этом уровне температура устойчиво держится на масштабах нескольких радиусов Солнца $(R_{\odot} = 700 \cdot 10^3 \text{ км}).$ Результирующий поток энергии направлен к поверхности Солнца, т.е. тепловая энергия возвращается к фотосферному уровню. Данное явление получило название "аномального" прогрева солнечной атмосферы. За время развития цикла активности структура аномально прогретой атмосферы меняется от правильной сферически симметричной конфигурации в период минимума активности до крупномасштабной несимметричной лучевой структуры в период максимума активности цикла. В пике активности Солнца структура атмосферы может полностью измениться в течении нескольких суток [4].





По гипотезе Швацшильда-Бирмана [2, 3] аномальный прогрев солнечной атмосферы реализуется за счет диссипации энергии слабых волн, генерируемых стохастическими пульсациями конвективных течений на фотосферном уровне. Согласно гипотезе Гарольда Зирина [4] акустические волны, разогревающие солнечную атмосферу, могут генерироваться всплывающими магнитными полями из подфотосферного уровня Солнца. Не исключается также дополнительный нагрев атмосферного газа за счет джоулевой диссипации энергии всплывающих магнитных полей.

В настоящей работе исследуется процесс генерации слабых ударных волн, их распространения и затухания в пределах солнечной атмосферы. В приближении недиссипативной магнитной газовой динамики исследуются колебания тонкой магнитной трубки на различных глубинах конвективной зоны Солнца. Изучается возможность реализации различных режимов аномального прогрева по данному механизму генерации акустических волн на различных стадиях цикла солнечной активности.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Процесс распространения акустических волн, их перехода в слабые ударные волны исследуется в приближении одножидкостной газовой динамики [5]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \cdot \vec{\upsilon}) = 0, \qquad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{\upsilon}}{\partial t} + \left(\vec{\upsilon} \vec{\nabla} \right) \vec{\upsilon} \right) = -\vec{\nabla} p + \vec{F} ,$$
(2)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon + \frac{\upsilon^2}{2} \right) + \left(\vec{\upsilon} \vec{\nabla} \right) \cdot \left(\varepsilon + \frac{\upsilon^2}{2} \right) =$$

$$= -\frac{1}{\rho} \operatorname{div}(p \cdot \vec{\upsilon}) - L_r + \frac{\left(\vec{F} \cdot \vec{\upsilon} \right)}{\rho} - \frac{1}{\rho} \operatorname{div}(\vec{W})$$
(3)

Здесь (1) - уравнение неразрывности, (2) - уравнение движения единицы объема газа, (3) - уравнение изменения удельной внутренней энергии, рассчитанной на единицу массы газа, $\vec{F} = \rho \, \vec{g}_{\, \odot}$ - сила тяготения Солнца, $L_r = -Q/\rho$ - мощность лучистых потерь, рассчитанная на единицу массы, \vec{W} - вектор плотности теплового потока, рассчитываемый по формуле (1):

$$\tilde{W} = -(k_{\text{тепл}} + k_{\text{изл}})\tilde{\nabla}T.$$
(4)

Группа материальных уравнений:

$$\varepsilon = \frac{R}{\mu(\gamma - 1)} \cdot T , \qquad (5)$$

$$p = \frac{R}{\mu} \cdot \rho \cdot T .$$
 (6)

Специфика расчета лучистых потерь в солнечной атмосфере определяется следующими обстоятельствами. Солнечная атмосфера не находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР [1]). Степень ионизации плазмы, коэффициенты поглощения и излучения света необходимо определять из уравнений баланса ионизации и рекомбинации с учетом всех значимых микроскопических процессов без использования принципа детального равновесия. В атмосфере Солнца ионизация в основном осуществляется электронным ударом, а рекомбинация реализуется за счет фоторекомбинации вместо обратного процесса тройной рекомбинации. Это равновесие получило название коронального. В этом случае степень ионизации плазмы определяется по формуле Эльверта вместо формулы Саха [11]. Мощность объемных лучистых потерь для случая коронального равновесия найдена в работах [12, 13, 14]. Средние по спектру (Росселандовы) коэффициенты поглощения в литературе приведены только для случая ЛТР [15]. Их использование затруднено тем обстоятельством, что коэффициенты поглощения и излучения уже не связаны соотношениями Кирхгофа [1].

В настоящей работе в основном исследуются процессы в оптически тонких слоях хромосферы и переходной зоны короны Солнца. Процесс лучистого теплообмена хорошо описывается в приближении объемных лучистых потерь. Зависимости концентрации электронов, коэффициента теплопроводности, мощности объемных лучистых потерь от температуры в условиях солнечной атмосферы определены в работах [12, 13, 14] и приведены на рис.2, 3, 4:



Вблизи фотосферного уровня в нижних слоях хромосферы Солнца для расчета лучистого теплообмена без точного решения уравнения переноса для спектральной интенсивности излучения можно использовать эддингтоновское приближение [1, 16], корректно описывающее предельные случаи оптически тонкой и плотной плазмы.



С учетом сферической симметрии в одномерном приближении система уравнений (1-3) приводится к виду

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \rho \upsilon \right) = 0 , \qquad (7)$$

$$D\frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} + F_r, \qquad (8)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\varepsilon + \frac{\upsilon^2}{2}\right) = -\frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 p \upsilon\right) +$$
(9)

$$+\frac{F_r\cdot\upsilon}{\rho}-\frac{1}{\rho r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2W)-L_r.$$

Введем лагранжеву массовую переменную [5]:

$$s = \int_{0}^{r} \rho(y, t) y^{2} dy$$
, (10)

где s - масса газа в телесном угле 1 стерадиан.

Система уравнений (7 - 9) приводится к виду:

$$\frac{d}{dt}\rho + \rho^2 \frac{\partial}{\partial s} (r^2 \upsilon) = 0, \qquad (11)$$

$$\frac{d\upsilon}{dt} = -r^2 \frac{\partial p}{\partial s} + \frac{F_r}{\rho}, \qquad (12)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\varepsilon + \frac{\upsilon^{2}}{2}\right) = -\frac{\partial}{\partial s}\left(r^{2}p\upsilon\right) + \frac{F_{r}\cdot\upsilon}{\rho} - (13)$$
$$-\frac{\partial}{\partial s}\left(r^{2}W\right) - L_{r},$$
$$W_{r} = -\left(k_{_{H3R}} + k_{_{TERR}}\right)\rho r^{2}\frac{\partial T}{\partial s}. \quad (14)$$

Для обезразмеривания выбраны физические параметры, соответствующие фотосферному уровню Солнца [6]:

$r_0 = 6,96 \cdot 10^{10} см$	$\rho_0 = 10^{-6} r / cm^3$
$p_0 = 10^5 \text{дин} / \text{см}^2$	$T_0 = 10^4 K$
$W_{0} = p_{0} \cdot \upsilon_{0} = 10^{21/2} \text{spr} / \text{cm}^{2} / \text{c}$	
$t_0 = r_0 / v_0 = 10^{7/2} c$	
$\upsilon_0 = \sqrt{p_0 / \rho_0} = 10^{11/2} \text{cm} / \text{c}$	
$\epsilon_{_0}=p_{_0}/\rho_{_0}=10^{_{11}}\textrm{spr}/\textrm{r}$	

В безразмерном виде получаем для численного решения систему уравнений:

 r_{t}

$$\upsilon_t = -r^2 p_s - \frac{1.90704 \cdot 10^4}{r^2}$$
, (15)

$$\left(\frac{r^3}{3}\right)_s = \frac{1}{\rho},$$
 (17)

$$\varepsilon_{t} = -p(\upsilon r^{2})_{s} - (Wr^{2})_{s} - L_{r}, \qquad (18)$$

$$p = 8,31434\,\rho T$$
, (19)

$$\varepsilon = \frac{8,31434}{\gamma - 1}T$$
, (20)

$$W = -kT_r = -k\rho r^2 T_s$$
, (21)

$$k = 0.25862 \cdot 10^{-\frac{23}{2}} \cdot \frac{T^{\frac{3}{2}}}{\Lambda},$$
 (22)

которая решается численно с помощью полностью консервативных разностных схем гравитационной газовой динамики [5].

АНОМАЛЬНЫЙ ПРОГРЕВ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ ЗА СЧЕТ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

Основная проблема разогрева солнечной атмосферы слабыми ударными волнами заключается в следующем: пульсации скорости, регистрируемые на фотосферном уровне и в пределах солнечной хромосферы, имеют малую скорость (100 - 200 м/с или 0,01-0,02

ПОЛЗУНОВСКИЙ ВЕСТНИК №1 2004

Маха). Характерные величины периодов колебаний находятся в диапазоне 3-5 минут [8, 9]. Нижняя временная граница близка к частоте "отсечки" образования слабых ударных волн в условиях солнечной атмосферы [7].

Задача решается по методу установления. На нижней границе источник волн моделируется поршнем, колеблющемся по синусоидальному закону. На верхней границе расчетной области ставится условие выпуска ударных волн [5]. Расчет начального невозмущенного фона также производился по методу установления (рис. 5).



Акустические волны, распространяющиеся по газу с экспоненциально спадающей плотностью, наращивают свою скорость и "опрокидываются", переходя в слабые ударные волны (рис. 6). При выходе сгенерированной ударной волны в переходную зону и нижние слои короны Солнца реализуется не-

ПОЛЗУНОВСКИЙ ВЕСТНИК №1 2004

линейный процесс распада исходной ударной волны на цуг более слабых ударных волн, быстро затухающих в нижних слоях короны Солнца [10].



В результате распада на цуг мелких ударных волн амплитуда колебаний термодинамических параметров газа при прохождении волн сжатия и разрежения существенно уменьшается (рис. 7, 8, 9). После прохождения 5-8 ударных волн в пределах хромосферы Солнца устанавливается квазистационарное распределение параметров газа по высоте, в котором нагрев ударными волнами компенсирует лучистые потери.



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поршень, генерирующий акустические волны, можно располагать на различных высотах солнечной хромосферы, на фотосферном уровне и даже ниже фотосферного уровня. Во всех случаях реализуется две акустические волны, которые распространяются вверх и вниз от уровня генерации. Волны, распространяющиеся вниз по газу с экспоненциально нарастающей по барометрическому закону плотностью, быстро затухают и вносят слабые возмущения в сформировавшийся температурный профиль. Дополнительная энергия диссипации акустических колебаний выносится наружу за счет лучистой и молекулярной теплопроводности.





Принципиально другая ситуация для акустических волн, уходящих в верхние слои солнечной атмосферы. Данные волны распространяются по газу с экспоненциально падающей плотностью. Акустические волны нелинейно наращивают свою амплитуду, опрокидываются, переходя в слабые ударные волны, которые, наращивая скорость, уходят в верхние слои атмосферы, где и происходит их диссипация. Расчеты различных режимов разогрева солнечной атмосферы за счет варьирования высоты расположения поршня, генерирующего акустические волны, позволили установить следующую принципиальную закономерность. Во всех режимах генерации вблизи фотосферного уровня в условиях достаточно высоких плотностей газа весьма значительно влияние эффектов лучистой и молекулярной теплопроводности. Сгенерированная акустическая волна распространяется фактически без роста амплитуды из-за диссипативных процессов до высоты средних слоев хромосферы (области температурного минимума (рис. 1)). Выше уровня 500 км значения плотности газа уже малы и теплопроводностные и вязкие эффекты ослабевают. Начинается рост амплитуды акустической волны по описанной выше схеме.

Главный результат работы: поршень, генерирующий акустические колебания, можно располагать на различных высотах вблизи фотосферного уровня и даже ниже фотосферного уровня без изменения режима результирующего аномального прогрева солнечной атмосферы. Сформированный профиль распределения газодинамических параметров с ростом высоты устойчив к изменению эффективного уровня генерации акустических волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

2. Bierman L.Z. Inhomogeneous stellar atmosphere models // Naturwissenschaften, 1946. -V.33. - P.118

3. Schwarzschild M. Stability of the Sun agains spherical thermal perturbations // Astrophys. J.- V.107. 1, 1948.

4. Зирин Г. Солнечная атмосфера. М.: Мир, 1969. -504с.

5. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука. 1973. -351с.

6. Christensen-Dalsgaard J., Frandsen S. Radiative transfer and solar oscillations /Inverted review/ //Solar Phys., 1983. -V.82. - P.165-204.

7. Ulmschneider P., Schmitz F., Kalkofen W., Bohn H.U. Acoustic waves in the solar atmosphere. V. On the chromosphere temperature rise //Astron. Astrophys., 1978. -V.70. -P.487-500.

8. Chiuderi C., Giovanardi C. Acoustic waves in the lower solar atmosphere //Solar Phys., 1975. -V.41. - P.35-42.

9. Deubner Franz-Ludwig. Observation of low wavenumber nonradial eigenmodel of the Sun // Astrophys. 1976. V.51. P.189.

10. Косовичёв А.Г., Попов Ю.А. Некоторые особенности распространения ударных волн в атмосфере Солнца. М.: Препр. ИПМ АН СССР. 1978. №23.-28с.

11. Котельников И.А., Ступаков Г.В. Лекции по физике плазмы. Новосибирск: Новосибирский гос. университет, 1996. -128с.

12. Cox D.P., Tucker W.H. Ionization equilibrium and radiative cooling of a low-density plasma // Astrophys. J., 1969. V.1157-1167. - P.157.

13. Cox D.P., Daltabuit E. Radiative cooling of low-density plasma // Astrophys. J., 1971. V.167. - P.113-117.

14. McWhirter R.W.P., Thomemann P.C., Wilson R. The heating of the Solar Corona: a model based on energy balance // Astron. Astrophys. 1975. V.40.-P. 63-73.

15. Cox A.N., Stewart J.N. Rosseland opacity tables for population I compositions // Astrophysical Journal Supplements Series No. 174. 1970. V.19. P.243-259.

16. Wentzel D.G. Wave reflection and wave disordier in the solar transition zone and corona // Solar Phys. 1978. V.58 P.307-318.