

ДВУХПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Дертеев С.Б., Сапралиев М.Е., Бембитов Д.Б.,
Наминова А.Д., Михалыев Б.Б.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

TWO-PERIODIC PLASMA OSCILLATIONS IN THE SOLAR CORONA

Derteev S.B., Sapraliev M.E., Bembitov D.B.,
Naminova A.D., Mikhalyaev B.B.
Kalmyk State University, Elista, Russia

The paper considers wave processes that occur in the solar atmosphere. A model of nonadeabatic acoustic waves in high-temperature plasma is constructed, which is applied to the description of compression waves. These waves are observed everywhere in coronal holes and loops. We believe that dispersion and damping of acoustic waves can lead to the appearance of quasi-periodic oscillations. The thermal conduction effect leads to the formation of a local minimum of the group speed, which makes possible the appearance of wave groups with a “short” and “long” period.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-363-366>

Волны сжатия

Волны сжатия в солнечной короне наблюдают в основном в КУФ-диапазоне (*Solar Dynamics Observatory* и *Solar Orbiter*). Для наблюдения выбирают определенную область, зачастую на лимбе Солнца, чтобы уменьшить эффект проекции (рис. 1).

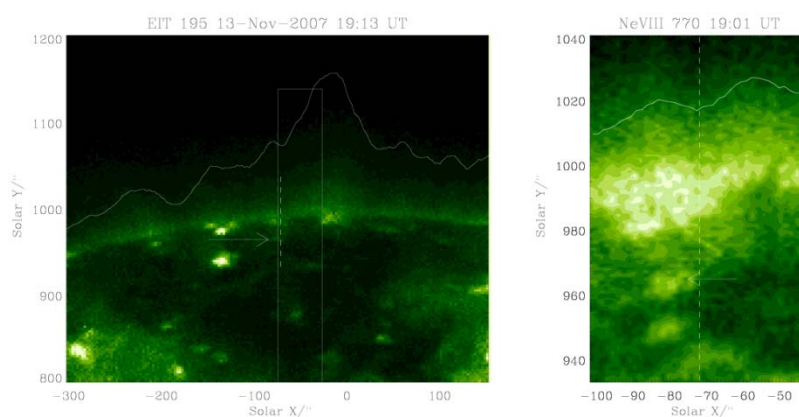


Рис. 1. Область, где фиксируют значения интенсивности возмущений [1].

Далее, вдоль линии распространения волны, выбирают место, где считывают значения интенсивности. Но существует ряд проблем, которые имеют место во всех работах на эту тему. Для примера, в статье Banerjee et al. (2011) возмущения интерпретированы как волны, но скорость меньше

звуковой [1]. Представлен временной ряд изменения интенсивности (рис. 2). Локальный вейвлет-спектр показывает нерегулярность периодов на всем времени наблюдения, что мало похоже на картину квазипериодических колебаний. При этом авторы выделяют два глобальных периода, и заявляют о квазипериодических колебаниях. На временном сигнале выделяются несколько острых всплесков, и, как известно, узколокализованным сигналам соответствует широкий спектр.

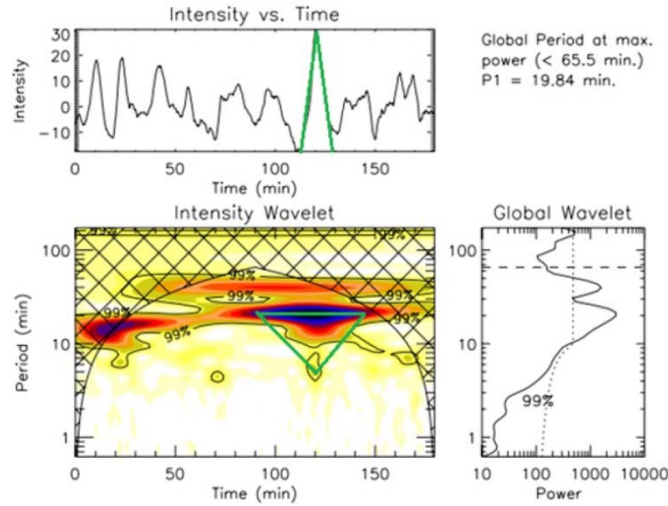


Рис. 2. Временной сигнал, локальный вейвлет-спектр, глобальный вейвлет-спектр (выделено два периода) [1].

Модель

Для описания волн используются уравнения одномерной газодинамики с учетом эффектов теплопроводности, нагрева и охлаждения [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} &= -\frac{R}{M} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{RT}{M\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1)T \frac{\partial v_x}{\partial x} &= (\gamma - 1) \frac{M}{R\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) - (\gamma - 1)Q_{hc}, \\ Q_{hc} &= \rho\Lambda(T) - H, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Lambda(T)$ – функция радиационных потерь, $H = \rho_0\Lambda(T_0)$ – постоянная функция нагрева в равновесном состоянии, $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, $M = 0.62$ г моль⁻¹ – молярная масса. Как известно функция излучения зависит от многих параметров и имеет сложный вид, в данном случае предложена интерполяция кубическими сплайнами, что дает необходимую точность [3]. Для коэффициента теплопроводности берется классическое спитцеровское выражение

$$\kappa(T) = 2.28 \times 10^{-6} T^{5/2} \text{ эрг см}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-1}. \quad (2)$$

После стандартного метода линеаризации, получим дисперсионное соотношение в безразмерной форме [3]:

$$\begin{aligned}\tilde{\omega}^3 + iA\tilde{\omega}^2 - \tilde{\omega}\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB &= 0, \\ A &= A_1\tilde{k}^2 + A_2, B = [-(A_1\tilde{k}^2 + A_2) + A_3]\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2/\gamma,\end{aligned}\quad (3)$$

где коэффициенты A_1, A_2 и A_3 определяются выражениями

$$\begin{aligned}A_1 &= (\gamma - 1)Mm(k)^2\tilde{\kappa}(\tilde{T}_0)/(R\tilde{\rho}_0m(\omega)), \\ A_2 &= (\gamma - 1)M\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0)/(Rm(\omega)), \\ A_3 &= (\gamma - 1)M\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)/(Rm(\omega)).\end{aligned}\quad (4)$$

Многопериодические колебания

Исследованы свойства дисперсии и затухания акустических волн, которые играют важнейшую роль в появлении квазипериодических колебаний. На рисунке 3 показана зависимость групповой скорости от периода. Левый минимум вызван теплопроводностью, а правый – нагревом и охлаждением. Эффект нагрева и охлаждения увеличивает скорость, но мало влияет на положение первого минимума [4].

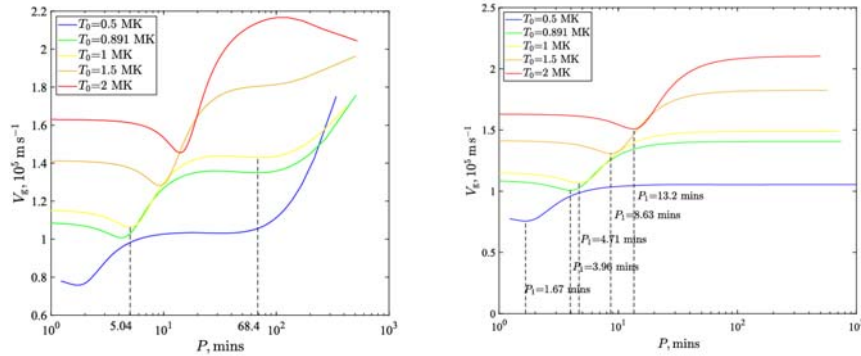


Рис. 3. Зависимость групповой скорости от периода для разных температур, при $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, теплопроводность и нагрев/охлаждение (справа), только нагрев/охлаждение (слева) [4].

Первые попытки объяснения появления квазипериодических колебаний были сделаны еще в 1984 году (механизм РЭБ) [5]. Рассматривалось поведение импульсного возмущения в магнитной трубке. Вследствие распространения группы волн, которые лежат по обе стороны от минимума, могут накладываться и двигаться с одинаковой скоростью и имеют разные периоды. Тем самым образуют квазипериодические колебания в точке наблюдения. В данном случае имеет место модифицированный механизм РЭБ, важным замечанием является то, что групповая скорость волновых пакетов меньше звуковой скорости [4].

Результаты исследования

Начальное возмущение представим в виде интеграла Фурье

$$\rho = \epsilon \rho_0 \int_0^{k_{max}} F(k) e^{-\delta(k)t} \cos(kx - \omega(k)t) dk, \quad (5)$$

а спектральную плотность в виде $F(k) = e^{-d^2 k^2/4}$, d – длина первоначального возмущения. Рассмотрим случай, когда $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 10^6 \text{ К}$. В результате получаем временной сигнал, который со временем распадается на два (рис. 4, верхний). Стоит обратить внимание на появление двух периодов при $x = 58 \text{ Мм}$ (рис. 4, нижний). Этот результат хорошо согласуется с наблюдениями: первый меньше 10 минут, второй больше 10 минут. Для моделирования использовался вейвлет Морле.

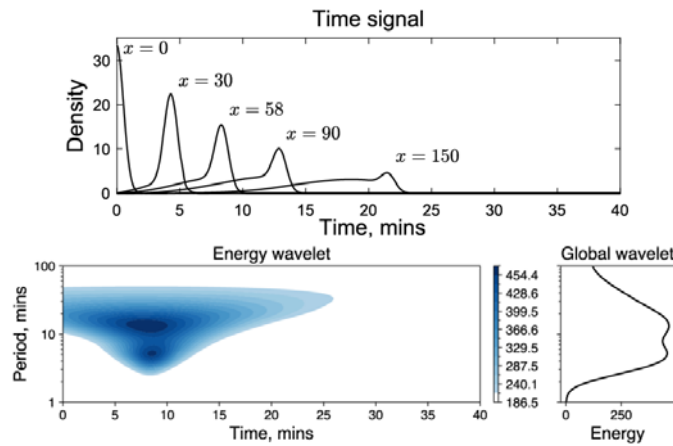


Рис. 4. Временной сигнал и вейвлет-спектр [4].

Теперь на работу Banerjee et al. (2011) можно взглянуть по-другому. Выделен отдельный локализованный всплеск, и ему на локальном вейвлет-спектре соответствует пара максимумов, которая образует треугольную форму. Основываясь на вышесказанном, можно предложить, что наблюдаемые возмущения интенсивности – не волна, а последовательность отдельных локализованных возмущений [4].

Исследование выполнено по госзаданию Минобрнауки РФ (№ 075-03-2024-113 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

Литература

1. Banerjee D. et al. Propagating MHD waves in coronal holes // Space Sci. Rev., 2011, 158, 267.
2. Derteev S. et al. Damping and dispersion of non-adiabatic acoustic waves in a high-temperature plasma: a radiative-loss function // Physics, 2023, 5, 215.
3. Mikhalyaev B.B. et al. Acoustic waves in a high-temperature plasma II. Damping and instability // Solar Physics, 2023, 298, 102.
4. Derteev et al. Acoustic waves in a high-temperature plasma III. Two-periodic disturbances // Solar Physics, 2024, 299, 141.
5. Roberts R. et al. On coronal oscillations // Astrophys. J., 1984. 279. 857.