

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ МЕДЛЕННЫЕ МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Дертеев С.Б., Бембитов Д.Б., Михалеев Б.Б.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

THE NON-ADIABATIC SLOW MAGNETOACOUSTIC WAVES IN THE SOLAR CORONA

Derteev S.B., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B.
Kalmyk State University, Elista, Russia

Linear analysis still uses a simplified local representation of the plasma radiative loss function as a power of temperature [1], which, in our opinion, leads to large errors in the results. The behavior of the magnetoacoustic waves strongly depends on the plasma parameters; therefore, a more accurate analytical expression for the radiative loss function is needed. From this point of view, we are trying to rethink the results obtained earlier on the slow magnetoacoustic waves. We use new data on the parameters of coronal loops [2] and the radiative loss function [3]. We build local analytical expressions using cubic splines, and study the dispersion properties of waves over wide ranges of plasma and magnetic field parameters.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-91-94

Мы проводим исследование поведения звуковых волн под действием двух часто рассматриваемых неадиабатических эффектов, теплопроводности и нагрева/радиационных потерь [1, 2]. Интересующий нас диапазон температур 1–10 МК, характерных для нижней короны [3]. Данной теме посвящена обширная литература, однако в имеющихся работах рассматриваются отдельные частные результаты или исследование носит абстрактный характер. Мы делаем попытку систематического изучения вопроса с учетом конкретных свойств плазмы при определенных температурах. Используем функцию излучения корональной плазмы $\Lambda(T)$, для нахождения которой применяется код CHIANTI 10 (www.chiantidatabase.org) [4], функция дается в табличном виде для ряда значений температуры $\tilde{T}_i, i = 0, \dots, 28$. Для получения ее аналитического выражения нами построена интерполяция кубическими сплайнами

$$\tilde{\Lambda}(\tilde{T}) = \tilde{A}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i)^3 + \tilde{B}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i)^2 + \tilde{C}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i) + \tilde{D}_i, \quad (1)$$
$$\tilde{T}_i < \tilde{T} < \tilde{T}_{i+1}, \quad i = 0, \dots, 28,$$

знак тильды обозначает безразмерную величину. Для случая $T = 1$ МК при масштабе температуры $m(T) = 10^6$ К, то есть для $\tilde{T} = 1$, коэффициенты интерполяции будут следующими: $\tilde{A} = 6.1576166, \tilde{B} = -2.7325371, \tilde{C} = -0.1518774, \tilde{D} = 2.3168278$. Масштаб значений функции излучения $m(\Lambda) = 10^{26} \text{ эрг} \cdot \text{гр}^{-2} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

Изучение волн проводим в приближении одномерной газодинамики

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} &= -\frac{R}{M} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1)T \frac{\partial v_x}{\partial x} &= -\frac{(\gamma - 1)M \cos^2 \theta}{R\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) \\ &\quad - \frac{(\gamma - 1)M}{R} [\rho \Lambda(T) - H]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $M = 0,62 \text{ г} \cdot \text{моль}^{-1}$ есть молярная масса газа, $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты.

Для частоты и волнового числа введем безразмерные значения $\tilde{\omega}, \tilde{k}$ и соответствующие масштабы $m(\omega) = 0.1 \text{ с}^{-1}$, $m(k) = 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Дисперсионное соотношение в безразмерных величинах имеет вид

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

где коэффициенты A_1, A_2 и A_3 определяются выражениями

$$\begin{aligned} S &= (\gamma - 1)Mm(\rho)/(Rm(\omega)), \\ A_1 &= Sm(\kappa)m(k)^2\tilde{\kappa}(\tilde{T}_0)/((m(\rho))^2\tilde{\rho}_0) \approx 5.01\tilde{\kappa}(\tilde{T}_0)/\tilde{\rho}_0, \\ A_2 &= Sm(\Lambda)\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0)/m(T) \approx 0.005\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0), \\ A_3 &= Sm(\Lambda)\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)/(m(T)\tilde{T}_0) \approx 0.005\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)/\tilde{T}_0, \end{aligned} \quad (4)$$

с масштабами плотности $m(\rho) = 10^{-15} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и коэффициента теплопроводности $m(\kappa) = 10^9 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$. Безразмерная плотность связана с безразмерной концентрацией частиц $\tilde{\rho} = 1,037\tilde{n}$, $m(n) = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

При $\tilde{k} \rightarrow \infty$ асимптотическое поведение частоты звуковой волны есть

$$\tilde{\omega} \approx V_\infty \tilde{k} - i\delta_\infty, V_\infty = \tilde{C}_s/\sqrt{\gamma}, \delta_\infty = (\gamma - 1)\tilde{C}_s^2/(2\gamma A_1), \quad (5)$$

где V_∞ есть предел фазовой скорости, δ_∞ – предел коэффициента затухания. В отсутствие теплопроводности аналогично можно найти асимптотику частоты, обусловленную действием нагрева/радиационных потерь, с

$$V_\infty = \tilde{C}_s, \delta_\infty = ((\gamma - 1)A_2 + A_3)/2\gamma. \quad (6)$$

Выражение (6) допускает отрицательные значения коэффициента затухания, что означает наличие неустойчивых колебаний. В общем случае появление неустойчивости определяется величиной волнового числа из условия

$$(\gamma - 1)(A_1\tilde{k}^2 + A_2) + A_3 < 0 \quad (7)$$

Область волновых чисел, для которых колебания являются неустойчивыми, состоит из $\tilde{k} < \tilde{k}_c$ с критическим значением

$$\tilde{k}_c = \sqrt{-\frac{(\gamma - 1)A_2 + A_3}{(\gamma - 1)A_1}}. \quad (8)$$

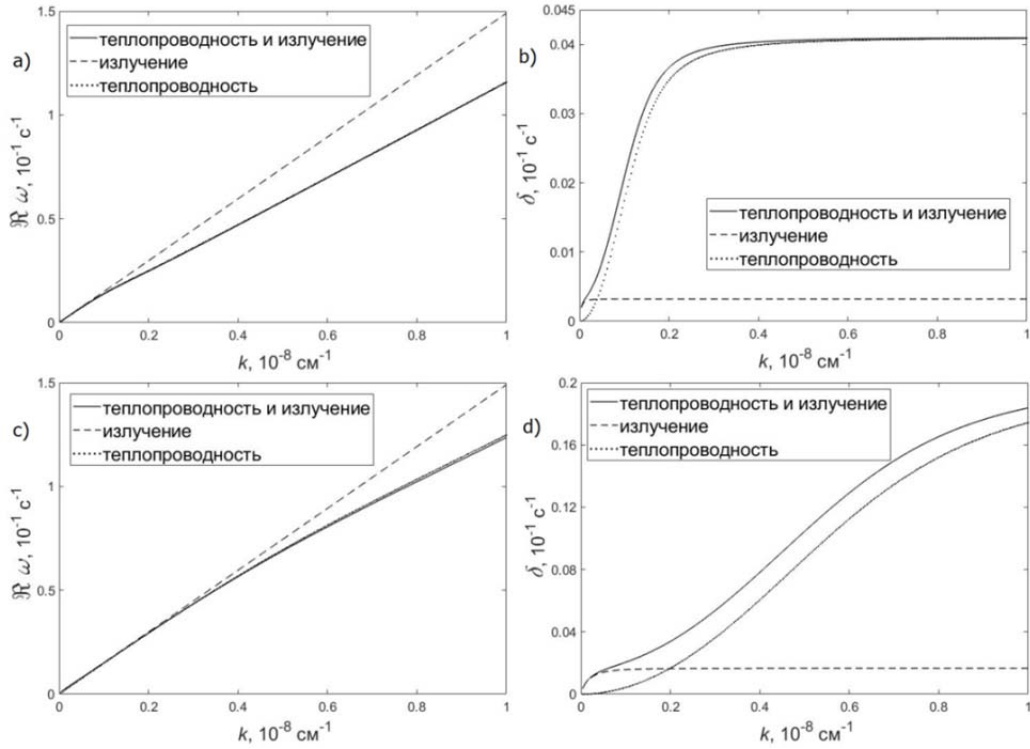


Рис. 1. Частота и коэффициент затухания в случаях $\tilde{n}_0 = 1$ (а, б) и $\tilde{n}_0 = 5$ (с, д).

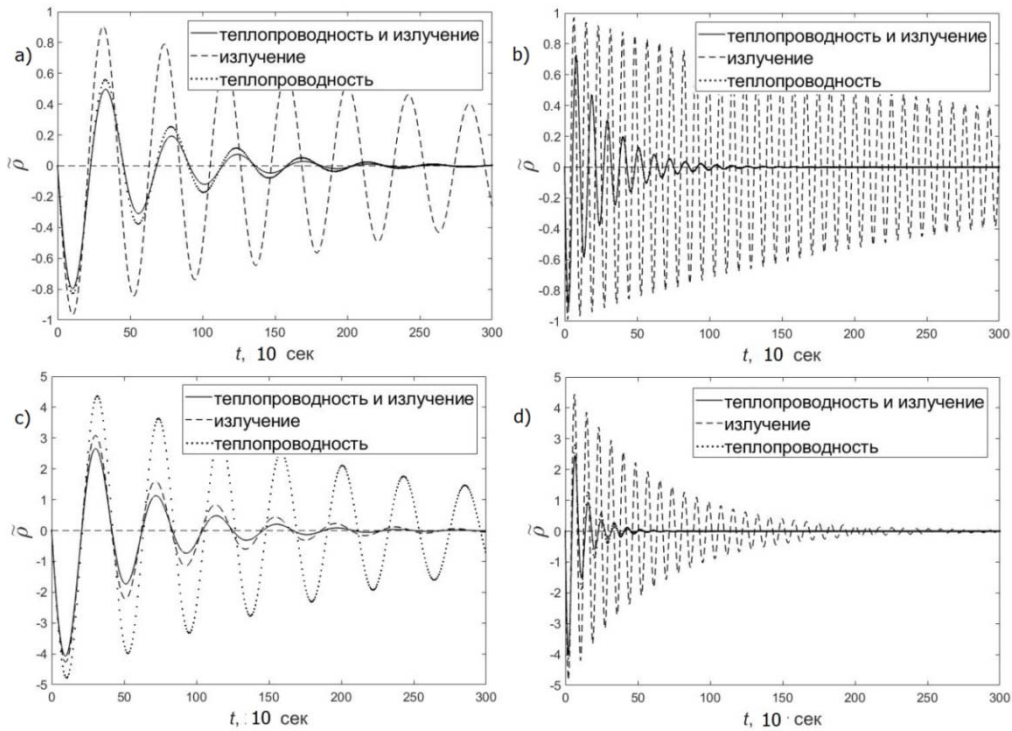


Рис. 2. Кривые колебаний в случаях $\tilde{n}_0 = 1$ (а, б) и $\tilde{n}_0 = 5$ (с, д).
Рисунки а и с построены для $\tilde{k} = 0,1$, рисунки б и д – для $\tilde{k} = 0,5$.

Формулы (7)–(8) соответствуют известным условиям неустойчивости [5]. Неустойчивость в нашем случае обусловлена действием эффекта нагрева/радиационных потерь. В настоящей работе мы ограничимся уточнением ролей обоих эффектов в затухании волны.

В настоящей работе мы сравниваем два примера с температурой $\tilde{T}_0 = 1$ и концентрациями частиц $\tilde{n}_0 = 1$, $\tilde{n}_0 = 5$, чтобы показать, как изменение параметров может повлиять на свойства волны. Для больших волновых чисел в затухании доминирующую роль играет теплопроводность, эффект нагрева/потерь оказывается значительным в области малых волновых чисел (рис. 1 и 2). Граничное волновое число, разделяющее области влияния одного и другого эффекта, равно $\tilde{k}_s \approx 0,04$ при низкой концентрации $\tilde{n}_0 = 1$ (рис. 1b) и $\tilde{k}_s \approx 0,2$ при высокой концентрации $\tilde{n}_0 = 5$ (рис. 1d). Отдельно рассмотрим случай с волновым числом $\tilde{k} = 0,1$ или длиной волны $\lambda \approx 63$ тыс. км. При низкой концентрации имеем колебания с периодом около 6,7 мин, при высокой – около 5,2 мин. Подобные волны повсеместно наблюдаются в нижней короне [6]. Они оказываются быстрозатухающими (рис. 2a и 2c), и, если при низкой концентрации на затухание решающее влияние оказывает теплопроводность, то при высокой концентрации – эффект нагрева/потерь. Изменение плотности в пределах одного порядка существенно меняет картину затухания, излучение дает существенный вклад в затухание при больших длинах волны [2]. Интересно знать, как складывается ситуация при других температурах, и в каких условиях возможна неустойчивость. Эти задачи являются предметом нашего дальнейшего изучения.

Исследование выполнено в рамках госзадания Минобрнауки РФ (№075-03-2022-119/1 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

Литература

1. Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Zavershinskii D.I. // *A&A*. 2019. V. 628. A133.
2. Nakariakov V.M., Afanasyev A.N., Kumar S., Moon Y.-J. // *ApJ*. 2017. Vol. 849. 62 (12pp).
3. Reale F. // *Living Rev. Solar Phys.*, 2014. V. 11. P. 4.
4. Del Zanna G., Dere K.P., Young P.R., Landi E. // *ApJ*. 2021. V. 909. P. 38.
5. Field G.B. // *ApJ*. 1965. Vol. 142. P. 531–567.
6. Wang T.J. 2016. Waves in solar coronal loops. Low-frequency waves in space plasmas, Ed. by Andreas Keiling, Dong-Hun Lee, Valery Nakariakov. Geophysical Monograph Series. Vol. 216. Wiley. P. 395–418.