

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Шивидов Н.К., Бембитов Д.Б., Михальев Б. Б.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

DISPERSION PROPERTIES OF MAGNETOACOUSTIC WAVES IN THE SOLAR CORONA

Shividov N.K., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B.
Kalmyk State University, Elista, Russia

The influence of thermal conductivity and heating/radiation losses on the properties of the magnetosonic wave dispersion is studied. An analytical expression using cubic splines is determined for the radiation loss function according to the code CHIANTI 10. The dispersion relation for magnetosonic waves is obtained, from which dispersion curves of frequency group velocity are constructed. Formation of quasi-periodic slow magnetosonic wave trains by the heating/cooling misbalance is studied. The overall superiority in the dispersion of the thermal conductivity effect is shown.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-315-318

Введение

Распространение волны в среде с поглощением приводит не только к ее затуханию, но и к дисперсии [1], являющейся причиной распада волнового пакета и образования цепочки возмущений [2–3], с наличием квази-периодических колебаний. Этот эффект отмечен применительно к магнитозвуковым волнам в солнечной короне из-за нарушения баланса между нагревом и радиационными потерями [4].

Основные уравнения

Изучение волн мы проводим в приближении 1.5D магнитной гидродинамики, в котором имеется одна пространственная переменная x , определяющая направление распространения волны, и по две компоненты у скорости и магнитной индукции: $\mathbf{v} = (v_x, v_y, 0)$, $\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$. В силу бездивергентности поля выполняется $B_x = B_{0x} - \text{const}$, $B_y = B_{0y} + B(x, t)$, где $B_{0y} - \text{const}$. Магнитное поле среды $\mathbf{B}_0 = (B_{0x}, B_{0y}, 0)$, находится в равновесии с невозмущенной плазмой, плотностью ρ_0 и температурой T_0 . $V_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ и $C_s = \sqrt{\gamma RT_0/M}$ – альвеновская и звуковая скорости среды. Для высокоионизованной водородной плазмы с гелиевой добавкой $M = 0.62m_p N_A \approx 0.62 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$.

Исходные уравнения записываем в виде

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{R}{M} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) - \frac{B_{0y} + B}{4\pi\rho} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} = \frac{B_{0x}}{4\pi\rho} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1)T \frac{\partial v_x}{\partial x} = \\ - \frac{(\gamma - 1)M \cos^2 \theta}{R\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{(\gamma - 1)M}{R} [\rho \Lambda(T) - H], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = B_{0x} \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} [(B_{0y} + B)v_x]. \quad (5)$$

Нагрев H считаем константой [5–6], определяемой из условия теплового баланса в равновесном состоянии: $\rho_0 \Lambda(T_0) - H = 0$ [3, 4].

Теплопроводность плазмы в условиях солнечной короны анизотропна, и мы учитываем передачу тепла только вдоль магнитного поля. Угол θ это угол между полем $\mathbf{B}_0$ и осью x : $\tan \theta = B_{0y}/B_{0x}$. В предположении малых возмущений исключим из уравнений третьи компоненты, что означает, что мы ограничиваемся решениями, которые можно трактовать как магнито-звуковые волны, альвеновские волны не рассматриваются.

После линеаризации исходных уравнений относительно малых возмущений в виде монохроматических волн $\sim \exp(kx - \omega t)$. Введем безразмерные значения $\tilde{\omega}, \tilde{k}$ и соответствующие масштабы $m(\omega) = 0.1 \text{ s}^{-1}$, $m(k) = 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$. При этом периоды колебаний будут иметь масштаб около одной минуты, что соответствует данным наблюдений. Величина $m(\omega)/m(k) = m(C_s) = 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ будет рассматриваться как масштаб звуковой скорости, характерный для высокотемпературной плазмы. Получим дисперсионное соотношение в безразмерном виде

$$\tilde{\omega}^5 + iA\tilde{\omega}^4 - \tilde{\omega}^3(1 + S^2)\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB\tilde{\omega}^2 + \tilde{\omega}S^2 \cos^2 \theta \tilde{C}_s^4\tilde{k}^4 + iD = 0, \quad (6)$$

$$A = A_1\tilde{k}^2 + A_2, \quad (7)$$

$$B = [-(1 + \gamma S^2)(A_1\tilde{k}^2 + A_2) + A_3] \tilde{C}_s^2\tilde{k}^2/\gamma, \quad (8)$$

$$D = S^2 \cos^2 \theta (A_1\tilde{k}^2 + A_2 - A_3) \tilde{C}_s^4\tilde{k}^4/\gamma, \quad (9)$$

$$S = V_A/C_s, \quad S_1 = (\gamma - 1)Mm(\rho)/(Rm(\omega)), \quad (10)$$

где коэффициенты A_1, A_2 и A_3 определяются выражениями

$$A_1 = S_1 m(\kappa) m(k)^2 \tilde{\kappa}(\tilde{T}_0) / ((m(\rho))^2 \tilde{\rho}_0) \approx 5.01 \tilde{\kappa}(\tilde{T}_0) / \tilde{\rho}_0, \quad (11)$$

$$A_2 = S_1 m(\Lambda) \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0) / m(T) \approx 0.005 \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0), \quad (12)$$

$$A_3 = S_1 m(\Lambda) \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0) / (m(T) \tilde{T}_0) \approx 0.005 \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0) / \tilde{T}_0. \quad (14)$$

Масштаб плотности $m(\rho) = 10^{-15} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ выбираем исходя из значения концентрации частиц $m(n) = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, характерное для нижней части

солнечной короны. Соотношение между безразмерными величинами плотности и концентрации: $\tilde{\rho} = 1.037 \tilde{n}$.

В настоящей работе мы ограничились частным случаем звуковой волны, распространяющейся вдоль поля, $\theta = 0$. Дисперсионное соотношение (6) примет вид

$$\tilde{\omega}^3 + iA\tilde{\omega}^2 - \tilde{\omega}\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB = 0. \quad (15)$$

Дисперсия волн

Ориентируясь на данные наблюдений [7] выбираем $\tilde{n}_0 = 5$, $\tilde{T}_0 = 1$. Тогда $\tilde{C}_s = 1.49$. Для функции радиационных потерь по данным CHIANTI 10 (www.chiantidatabase.org) определяем аналитическое выражение кубической интерполяции в окрестности $\tilde{T}_0$ и соответственно вычисляем значение $\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0) = -0.1518774$, $A_1 = 2.16$, $A_2 = -0.00381$, $A_3 = 0.0580$. Отметим, что дисперсия, обусловленная нагревом/радиационными потерями, эффективна только в небольшой области малых волновых чисел $\tilde{k}$ [8]. В среде Matlab согласно (15) строим дисперсионные кривые (рис. 1 и 2) и проводим моделирование волновых пакетов (рис. 3 и 4).

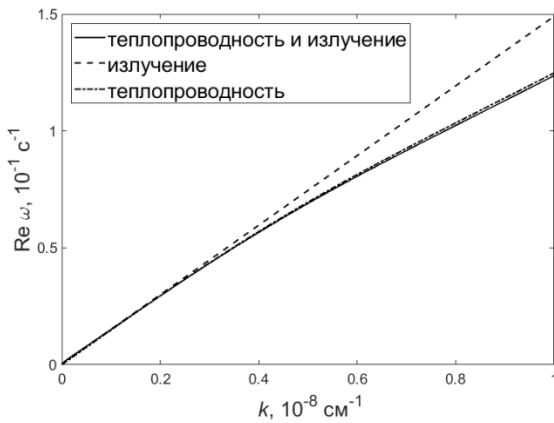


Рис. 1. Дисперсионная кривая в случае $\tilde{T}_0 = 1, \tilde{n}_0 = 5$.

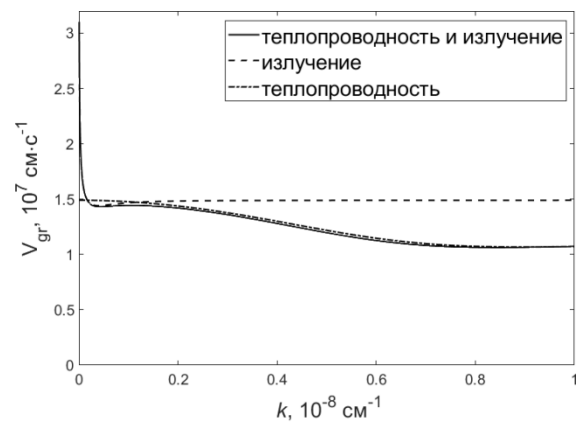


Рис. 2. Кривая групповой скорости в случае $\tilde{T}_0 = 1, \tilde{n}_0 = 5$.

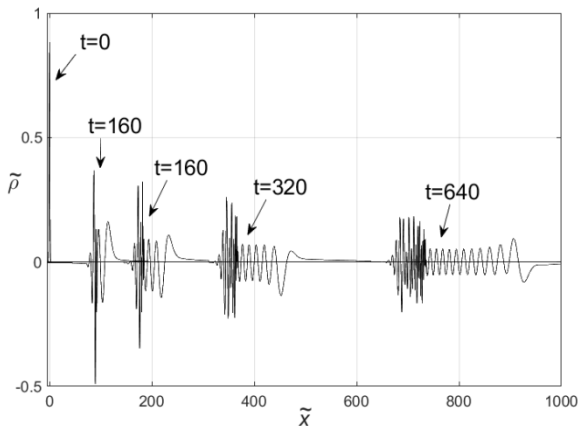


Рис. 3. Волновой пакет в случае $\tilde{T}_0 = 1, \tilde{n}_0 = 5$.

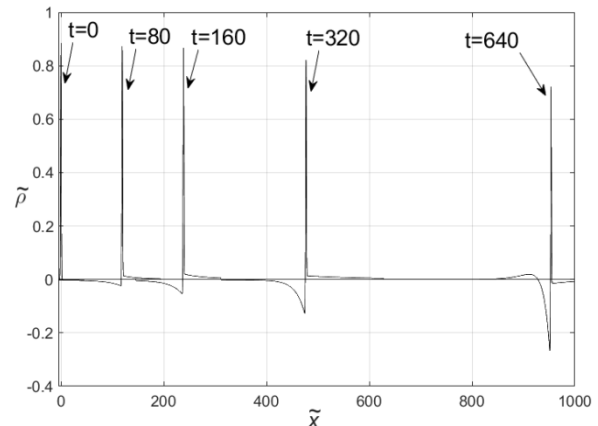


Рис. 4. Дисперсия импульса, вызванная излучением, $\tilde{T}_0 = 1, \tilde{n}_0 = 5$.

Излучение определяет дисперсию в области малых волновых чисел (рис. 2), поэтому дисперсия локализованного начального импульса обусловлена действием теплопроводности. Моделирование волновых пакетов производим, рассматривая локализованный начальный импульс гауссовой формы. Безразмерная пространственная переменная $\tilde{x}$ определяется из соотношения масштабов $m(k)m(x) = 1$ или $m(x) = 10^8$ см. Поведение волнового пакета определяется косинус-интегралом Фурье

$$\tilde{\rho}(\tilde{x}, \tilde{t}) = \frac{1}{2} \int_0^{25} e^{-\tilde{k}^2/4} \cos(\tilde{k}\tilde{x} - \tilde{\omega}\tilde{t}) d\tilde{k} \quad (16)$$

На рис. 3 имеется явное разложение начального импульса на отдельные составляющие с появлением квазипериодических колебаний.

Выводы

Теплопроводность и нагрев/потери приводят к затуханию волны, а также вызывают дисперсию. Вид дисперсионных кривых показывает ее сложный характер. Теплопроводность определяет дисперсию на больших волновых числах, нагрев/потери – на малых. Дисперсия приводит к распаду локализованного импульсного возмущения на волновой пакет. Распространение волнового пакета может приводить к возникновению квазипериодических осцилляций. Теплопроводность и нагрев/потери приводят к рождению квазипериодических осцилляций в нестационарных процессах в корональной плазме. Эффект теплопроводности проявляется сильнее.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№075-03-2022-119/1 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

Литература

1. Гинзбург В.Л. // Акустический журнал. 1955. Т. 1, вып. 1. С. 31-39.
2. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977. – 624 с.
3. Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., et al. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. 082113.
4. Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.L. Solar Phys. 2021. V. 296. 122.
5. Priest E.R. Solar magnetohydrodynamics. – Springer Netherlands. 2012. 469 p.
6. Mikhalyaev B.B., Veselovskii I.S., Khongorova O.V. // Solar System Res. 2013. V. 47, № 1. P. 50–57.
7. Wang T.J. Waves in solar coronal loops. Low-frequency waves in space plasmas, Ed. by Andreas Keiling, Dong-Hun Lee, Valery Nakariakov. // Geophysical Monograph Series. 2016. V. 216. Wiley. P. 395-418.
8. Nakariakov V.M., Afanasyev A.N., Kumar S., Moon, Y.-J. // Astrophys. J. 2017. V. 849. 62 (12pp).