

Радиационное затухание медленных магнитозвуковых волн в короне звезд

С. Б. Дертеев,* Б. С. Гаваев, Н. К. Шивидов, Б. Б. Михалев

*Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова**факультет математики, физики и информационных технологий, кафедра теоретической физики**Россия, 358000, Республика Калмыкия, Элиста, ул. Пушкина, д. 11*

(Поступила в редакцию 21.05.2022; подписана в печать 30.12.2022)

В приближении магнитной гидродинамики рассматриваются нестационарные процессы в солнечных корональных структурах, которые идентифицируются как волны сжатия. Для изучения явления быстрого затухания этих волн применены эффекты теплопроводности и радиационных потерь, точнее — эффект дисбаланса между нагревом и энергетическими потерями. Поведение волн зависит от параметров корональных петель, поэтому при изучении волн необходимо тщательно подходить к их определению. Результаты расчетов зависят также от точности аппроксимации функции нагрева/потерь. Показано, что в затухании медленных магнитозвуковых волн решающую роль может играть как эффект теплопроводности, так и дисбаланс между нагревом и энергетическими потерями. Эффекты теплопроводности и дисбаланса также приводят не только к затуханию волны, но и к ее дисперсии.

PACS: 97.10.-q

УДК: 524, 532

Ключевые слова: звезды, корональная плазма, излучение плазмы, медленные магнитозвуковые волны, затухание волн.

ВВЕДЕНИЕ

Разнообразие волновых процессов в солнечной короне велико; среди них, пожалуй, наиболее известны нестационарные процессы, характеризующиеся скоростью распространения, близкими к звуковой. Они наблюдаются на протяжении нескольких десятков лет, их исследованию посвящена обширная литература; отметим несколько источников, имеющих статус обзора. Волновые процессы наблюдаются в корональных дырах [1], в основаниях корональных петель активных областей [2], в полярных шапках [3]. Отдельное место в этих наблюдениях занимают нестационарные процессы в так называемых горячих петлях [4], которые также рассматриваются как волновые [5, 6]. При описании этих процессов обычно используется подход, основанный на использовании уравнений магнитной гидродинамики.

Наблюдающееся быстрое затухание волн привлекает к себе внимание в связи с проблемой коронального нагрева и побуждает определить его возможные причины. Физические свойства корональной плазмы весьма разнообразны, ее параметры сильно разнятся в зависимости от конкретной ситуации, как, например, теплопроводность плазмы в спокойных корональных петлях [2] и во вспышечных петлях, в области импульсного энерговыделения [7, 8]. Наше внимание сосредоточено на спокойных петлях, где эффект теплопроводности хорошо описывается классическими формулами. В определении функции нагрева/потерь также имеется значительный разброс из-за наличия различных механизмов излучения и не до конца изученного состава корональной плазмы, а также неопределенностью

в источниках нагрева. Она играет важную и неоднозначную роль в волновых процессах, приводя в некоторых случаях не к затуханию колебаний, а, наоборот, к их усилению [9, 10].

Настоящая работа посвящена изучению влияния функции излучения корональной плазмы на волновые процессы в спокойных корональных структурах. Мы используем функцию излучения в тех или иных конкретных условиях, основываясь на последних данных о ней.

1. ФУНКЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Удельные энергетические потери корональной плазмы, представляющей собой оптически тонкую среду, определяются выражением

$$Q_{rad} = \rho \Lambda(T) - H. \quad (1)$$

Функция радиационных потерь $\Lambda(T)$ или кривая излучения имеет сложный вид, обусловленный наличием множества составляющих излучения и их вкладом при различных температурах. В небольших интервалах значений температуры, используемых при изучении волн малой амплитуды, для нее применяют локальное степенное представление вида $\Lambda(T) \sim T^\alpha$. Подобное представление удобно при линейном анализе радиационных потерь. Величина H , определяющая поступление энергии, в силу неопределенности источников часто принимается постоянной величиной. В работах [11, 12] проведен анализ поведения волн в зависимости от свойств H , которая рассматривается как функция плотности и температуры. Обратно, рассматривая различные модели функции нагрева/потерь, можно ставить вопрос о нахождении реальных свойств нагрева и излучения плазмы по наблюдаемым колебаниям [13].

* derteevsergei@mail.ru

В связи с изучением волновых процессов в корональных структурах нас будет интересовать интервал значений от 0.5 до 10 МК. Кривая излучения на этом интервале имеет локальные минимум и максимум, что осложняет получение степенной аппроксимации с достаточной точностью. Например, в точке $T_0 = 1$ МК, где имеется максимум, обычно берется постоянная аппроксимация [14], то есть $\alpha = 0$. При вариациях температуры до 5% погрешность в определении значений функции $\Lambda(T)$ достигает 1%, аналогичные погрешности имеются при $T_0 = 1-2$ МК. Такой большой погрешности можно избежать, рассматривая более точные аппроксимации. В точках $T_0 = 1$ МК и $T_0 = 3$ МК подходящей является квадратичная аппроксимация $\Lambda(T) = A(T - T_0)^2 + B(T - T_0) + C$, а в точке $T_0 = 2$ МК — кубичная. Последнее обусловлено тем, что вблизи находится точка перегиба кривой излучения.

Существуют различные методы расчета функции радиационных потерь, среди них большое распространение получил метод, основанный на использовании постоянно обновляемого кода CHIANTI [15, 16]. Нами для расчетов приняты табличные данные, полученные с помощью последней версии CHIANTI 10 (www.chiantidatabase.org). При построении ее аппроксимации используем метод наименьших квадратов. Целью настоящей небольшой статьи является указание на важную роль функции нагрева/потери в затухании магнитозвуковых волн, поэтому здесь мы ограничиваемся изучением колебаний при $T_0 = 1$ МК; иллюстрация соответствующей кривой показана на рис. 1.

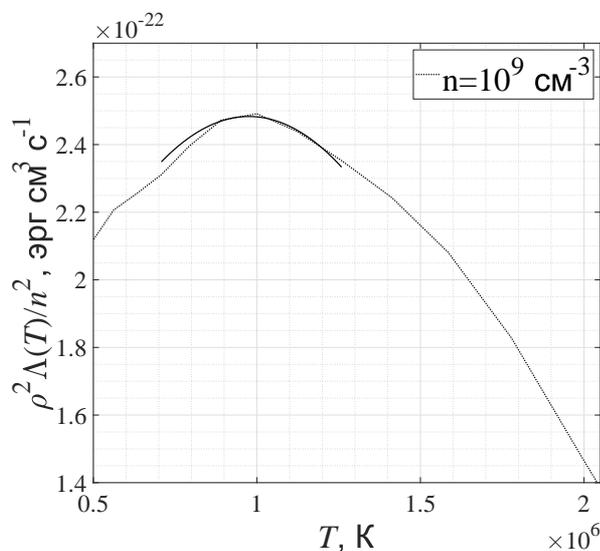


Рис. 1. Квадратичная аппроксимация (сплошная жирная кривая) в точке $T_0 = 1$ МК кривой излучения CHIANTI, Version 10 (www.chiantidatabase.org)

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Мы рассматриваем 1.5D МГД-уравнения, которые в линейном приближении должны дать обычные магнитозвуковые волны в безграничной однородной среде, где возмущения скорости и магнитной индукции лежат в плоскости невозмущенного поля и направления распространения волны, это плоскость координат x и y . Оставляем зависимость волновых распределений только от x , тем самым определяя ось x как направление распространения волны. Вводим равновесное поле $\mathbf{B}_0 = (B_{0x}, B_{0y}, 0)$ или $\mathbf{B}_0 = B_0 (\cos \theta, \sin \theta, 0)$, где θ — угол между вектором \mathbf{B}_0 и осью x , и его возмущение $\mathbf{B} = (0, B(x, t), 0)$. В общем случае магнитозвуковые колебания не являются ни поперечными, ни продольными [17]. В нашей модели эта ситуация сохраняется, линейная скорость имеет и продольную, и поперечную компоненты. Линейное возмущение поля имеет только поперечную компоненту согласно условию $\text{div} \mathbf{B} = 0$. При переходе к 1.5D нелинейным уравнениям мы исключаем возможную связь описываемых волн с возмущениями, близкими по свойствам к альвеновским волнам. Делаем это сознательно, избирая определенную модель нелинейных магнитозвуковых волн. Считаем, что имеющиеся погрешности малы, и использование двух компонент скорости и магнитного поля сохраняет основные свойства магнитозвуковых возмущений. Аналогично полю вводим равновесные плотность ρ_0 и температуру T_0 , а также их возмущения, изначально не накладывая требование их малости.

Плотность массы определяем через концентрацию частиц n_0 , $\rho_0 = mn_0$, где m есть средняя масса частицы газа. Для полностью ионизованной плазмы солнечной короны определим $m = 0.62m_p \approx 1.037 \cdot 10^{-24}$ г. Будем рассматривать значения $n_0 \sim 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ [18], они являются типичными для основной части корональных петель, в которых наблюдаются волны сжатия [21, 22].

В исходных уравнениях величина M обозначает молярную массу, Q_{cond} и Q_{rad} — потери или поступление энергии, связанные с теплопроводностью, излучением или нагревом:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{dv_x}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{B_{0y} + B}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad p = \frac{R}{M} \rho T, \quad (3)$$

$$\rho \frac{dv_y}{dt} = \frac{B_{0x}}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\frac{dT}{dt} + (\gamma - 1) T \frac{dv_x}{dt} = -\frac{(\gamma - 1) M}{R} (Q_{cond} + Q_{rad}), \quad (5)$$

$$\frac{dB}{dt} = -(B_{0y} + B) \frac{\partial v_x}{\partial x} + B_{0x} \frac{\partial v_y}{\partial x} \quad (6)$$

Таблица 1. Значения коэффициентов аппроксимации функции радиационных потерь

$T_0 \setminus$ Коэффициенты	$A, 10^{14} \text{ эрг}\cdot\text{г}^{-2}\text{см}^3\text{с}^{-1}\text{К}^{-2}$	$B, 10^{20} \text{ эрг}\cdot\text{г}^{-2}\text{см}^3\text{с}^{-1}\text{К}^{-1}$	$C, 10^{20} \text{ эрг}\cdot\text{г}^{-2}\text{см}^3\text{с}^{-1}$
1 МК	-1.739	3.395	0.653
3 МК	0.315	-2.172	4.176

Диссипативный эффект определяется здесь выражением

$$Q_{cond} = (-1/\rho) \nabla_{\parallel} \cdot (\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T), \quad (7)$$

где знак \parallel обозначает дифференцирование вдоль магнитного поля в условиях солнечной короны, то есть основной вклад в процесс переноса тепла вносит теплопроводность вдоль магнитного поля. Далее в расчетах мы берем приближенное выражение $\nabla_{\parallel} = \cos\theta \partial/\partial x$, которое справедливо при малых углах θ . Предполагается, что теплопроводность обусловлена главным образом взаимодействием электронов [23]: $\kappa_{\parallel} \approx 2.28 \cdot 10^{-6} T^{5/2} \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-1}\text{с}^{-1}\text{К}^{-1}$. Близкие значения коэффи-

циента теплопроводности приняты в работах [12, 21, 22]. Для функции Q_{rad} , которая включает не только радиационные потери, но и нагрев плазмы, принимаем выражение $Q_{rad} = \rho\Lambda(T) - H$, где функцию H , определяющую нагрев, выбираем постоянной. В равновесном состоянии с параметрами выполнено равенство $\rho_0\Lambda(T_0) - H = 0$.

3. МЕДЛЕННЫЕ МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ

Для монохроматических возмущений можно записать дисперсионное соотношение, аналогичное известному соотношению для неадиабатических МГД-волн [25]

$$\begin{aligned} \omega^5 + i\omega^4 A(k) - \omega^3 (C_s^2 + V_A^2) k^2 - i\omega^2 B(k) + \omega C_s^2 V_A^2 k^4 \cos^2 \theta + iC(k) &= 0, \\ A &= a_1 k^2 + a_2, \\ B &= (a_1 k^2 + a_2 - a_3) C_s^2 k^2 / \gamma + (a_1 k + a_2) V_A^2 k^2, \\ C &= (a_1 k^2 + a_2 - a_3) C_s^2 V_A^2 k^4 \cos^2 \theta / \gamma, \\ a_1 &= \frac{\gamma(\gamma - 1)}{\rho_0 C_s^2} T_0 \kappa_{\parallel}(T_0) \cos^2 \theta, \\ a_2 &= \frac{\gamma(\gamma - 1)}{C_s^2} \rho_0 \Lambda'(T_0) T_0, \\ a_3 &= \frac{\gamma(\gamma - 1)}{C_s^2} \rho_0 \Lambda(T_0). \end{aligned} \quad (8)$$

В более общей постановке задачи для любых магнитозвуковых волн, общей функции нагрева/потери и без пренебрежения поперечной проводимостью, дисперсионное соотношение получено в работе [26], для рассматриваемого нами случая оно совпадает с соотношением (8).

Результаты численного решения в случае медленных магнитозвуковых волн показаны на рис. 2–4. Кривые построены для трех значений угла θ . Использованы значения параметров, характерные для корональной плазмы и магнитного поля [18]: $T_0 = 1 \text{ МК}$, $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $C_s = 152 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, $V_A = 10C_s$. Прежде всего отметим появление дисперсии волн, вызванной теплопроводностью и излучением. Вторая причина, обычно называемая дисбалансом между нагревом и потерями, была отмечена в работе [21]. Дисперсия, вызванная поглощением, известна давно [19], но не использовалась в солнечной физике при описании

волновых процессов.

При температуре $T_0 = 1 \text{ МК}$ корональные петли наблюдаются в крайнем ультрафиолетовом диапазоне. В [20] показали, что в затухании МГД-волн в этих петлях радиационный эффект преобладает над эффектом теплопроводности. Данный вывод был проверен численным решением, который проиллюстрирован рис. 5 и 6 для $T_0 = 1 \text{ МК}$, $n_0 = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ соответственно. Пунктирная кривая дает кривую колебаний под действием только теплопроводности, сплошная — под действием обоих эффектов. Сравнение пунктирных линий показывает, что ростом плотности эффект теплопроводности падает, уменьшается коэффициент затухания. Это явление можно объяснить зависимостью от плотности диссипативной функции (7). Сравнение сплошных кривых показывает, что при больших значениях плотности относительная роль нагрева/потери растет.

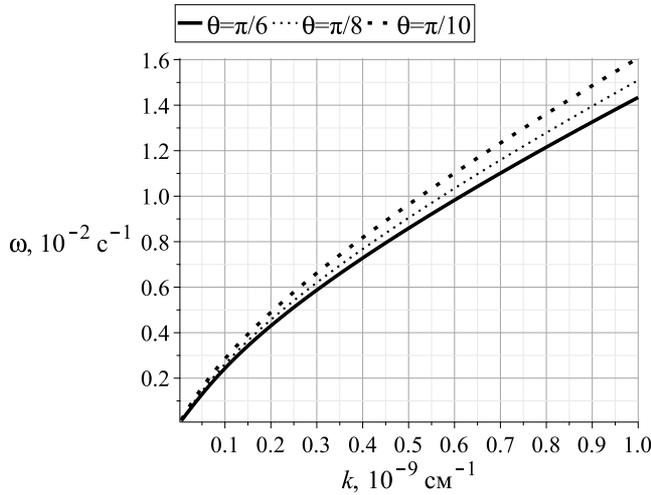


Рис. 2. Дисперсионные кривые ($\omega_0 = \Re\omega$) при $T_0 = 1$ МК, $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$

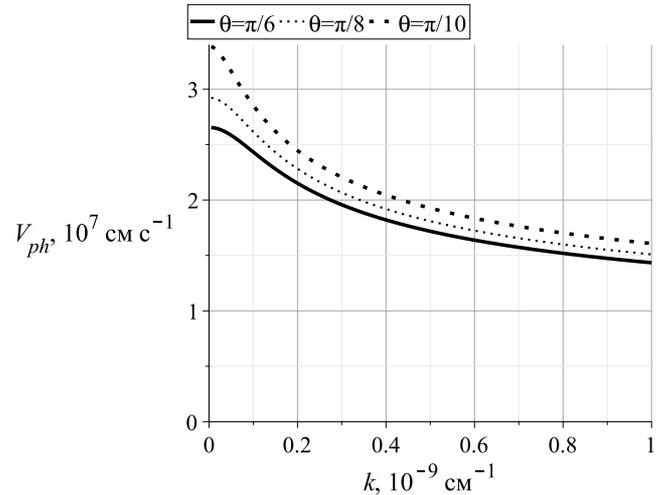


Рис. 4. Кривые фазовой скорости ($T_0 = 1$ МК, $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$)

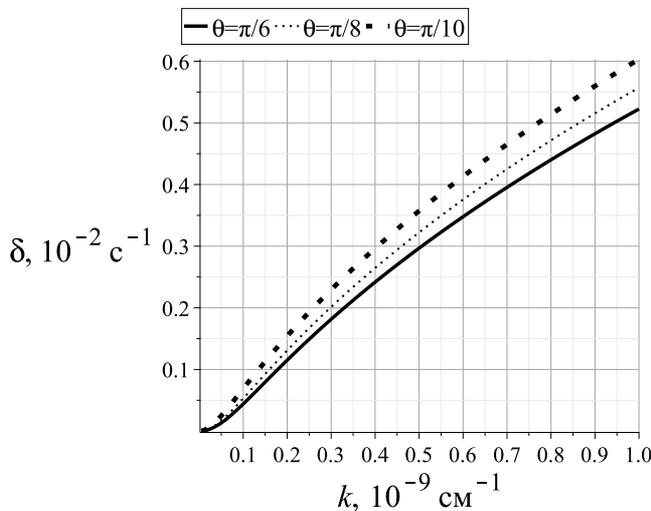


Рис. 3. Коэффициент затухания ($\delta = -Im\omega$) при $T_0 = 1$ МК, $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$

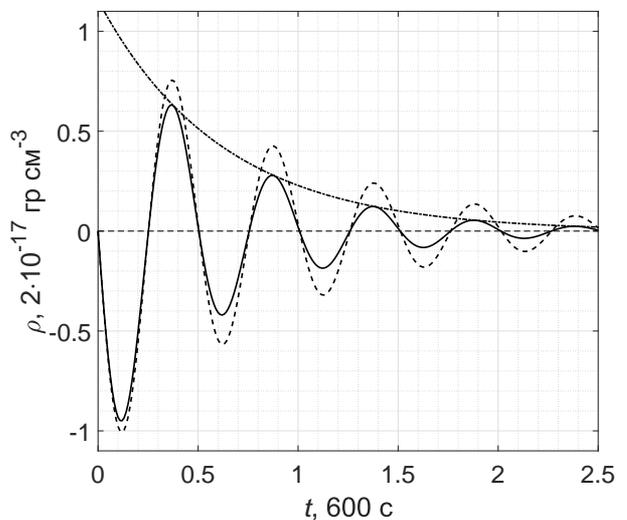


Рис. 5. Затухающие колебания при $T_0 = 1$ МК, $n_0 = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$

Коэффициент затухания сильно зависит от плотности (рис. 7), что объясняется тем, как плотность входит в выражение (1). Мы заключаем, что в условиях короны роль неадиабатических эффектов сильно зависит от конкретных условий, от свойств конкретных корональных петель. Для нахождения причин затухания необходимо тщательно подходить к определению их параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При использовании функции нагрева/потерь в описании волновых процессов в солнечной короне необходимо тщательно подходить к нахождению ее значений в конкретных ситуациях. Имеется в виду точность

не только в аппроксимации функции нагрева/потерь, но и в определении параметров корональных петель. В зависимости от этих условий в затухании медленных магнитозвуковых волн решающую роль может играть как эффект теплопроводности [21, 22], так и эффект радиационных потерь, точнее — эффект дисбаланса между нагревом и радиационными потерями. Эффекты теплопроводности и дисбаланса между нагревом и потерями приводят не только к затуханию волны, но и к ее дисперсии [11]. Это свойство должно играть важную роль в поведении волн в солнечной короне, его изучению будут посвящены дальнейшие работы авторов. Поскольку разнообразие волновых процессов в структурах солнечной атмосферы весьма широко [5, 24], предстоит решать множество задач о вли-

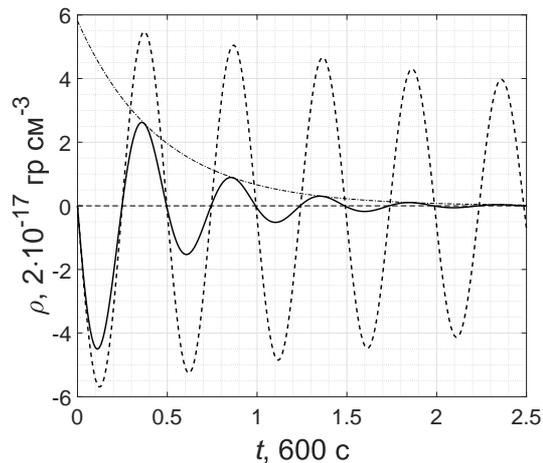


Рис. 6. Затухающие колебания при $T_0 = 1$ МК, $n_0 = 5 \cdot 10^9$ см $^{-3}$

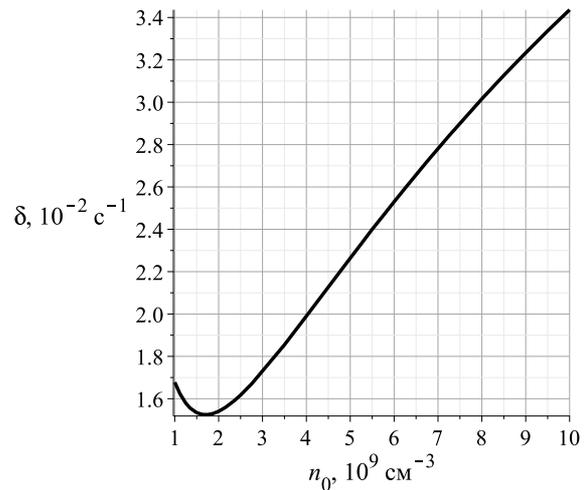


Рис. 7. Зависимость коэффициента затухания от плотности ($T_0 = 1$ МК)

янии на эти процессы указанных эффектов, в том числе дисперсии.

Проведенный анализ строится на редуцированных уравнениях МГД, в которых учитываются компоненты поля и скорости, лежащие в плоскости равновесного поля и направления распространения волны. Более точный анализ должен учитывать компоненты, ортогональные этой плоскости, другими словами, в слабонелинейном приближении необходимо учитывать взаимное влияние волн, имеющих признаки как магнитозву-

ковых, так и альвеновских волн.

Авторы выражают благодарность рецензенту за полезные замечания, позволившие уточнить отдельные моменты и в целом заметно улучшить содержание статьи.

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»).

- [1] *Srivastava A.K., Kuridze D., Zaqarashvili T.V., Dwivedi B.N.* // *Astron. Astrophys.* 2008. **481**. P. L95.
- [2] *De Moortel I.* // *Space Sci. Rev.* 2009. **149**. P. 65.
- [3] *Banerjee D., Krishna Prasad S.* MHD waves in coronal holes. Low-frequency waves in space plasmas. Geophysical Monograph Series. **216**. Ed. by A. Keiling, Dong-Hun Lee, V. Nakariakov. Wiley, 2016. P. 419.
- [4] *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. Ed. by A. Keiling, Dong-Hun Lee, V. Nakariakov. Wiley, 2016. P. 395.
- [5] *Nakariakov V.M., Kolotkov D.Y.* // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 2020. **58**. P. 441.
- [6] *Krishna Prasad S., Van Doorselaere T.* // *Astrophys. J.* 2021. **914**. P. 81.
- [7] *Орешина А.В., Сомов Б.В.* // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2011. № 3. С. 78. (*Oreshina A.V., Somov B.V.* // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 2011. **66**. P. 286).
- [8] *Орешина А.В., Сомов Б.В.* // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2011. № 3. С. 84. (*Oreshina A.V., Somov B.V.* // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 2011. **66**. P. 292).
- [9] *Nakariakov V.M., Afanasyev A.N., Kumar S., Moon Y.-J.* // *Astrophys. J.* 2017. **849**. P. 62.
- [10] *Kolotkov D.Y., Zavershinskii D.I., Nakariakov V.M.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2021. **63**. P. 124008
- [11] *Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.L.* // *Solar Phys.* 2021. **296**. P. 122.
- [12] *Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Zavershinskii D.I.* // *Astron. Astrophys.* 2019. **628**. P. A133.
- [13] *Kolotkov D.Y., Duckenfield T.J., Nakariakov V.M.* // *Astron. Astrophys.* 2020. **644**. P. A33.
- [14] *Rosner R., Tucker W. H., Vaiana G.S.* // *Astrophys. J.* 1978. **220**. P. 643.
- [15] *Dere K.P., Landi E., Young P.R., Del Zanna G., Landini M., Mason H.E.* // *Astron. Astrophys.* 2009. **498**, P. 915.
- [16] *Del Zanna G., Dere K.P., Young P.R., Landi E.* // *Astrophys. J.* 2021. **909**. P. 38.
- [17] *Somov B.V.* Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice, Astrophysics and Space Science Library. **391**. Springer Science+Business Media New York, 2012.
- [18] *Reale F.* // *Living Rev. Solar Phys.* 2014. **11**. P. 4.
- [19] *Гинзбург В.Л.* // *Акуст. журн.* 1955. **1**. Вып. 1. С. 31.
- [20] *Aschwanden M.J., Terradas J.* // *Astrophys. J.* 2008. **686**. P. L127.
- [21] *Ojman L., Wang T.* // *Astrophys. J.* 2002. **580**. P. L85.
- [22] *De Moortel I., Hood A.W.* // *Astron. Astrophys.* 2003. **408**. P. 755.
- [23] *Spitzer L.* Physics of fully ionized gases. John Wiley and Sons, New York-London, 1962.

- [24] *Somov B.V.* Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares, Astrophysics and Space Science Library. **392**. Springer Science + Business Media. New York, 2013.
- [25] *Field G.B.* // Astrophys. J. 1965. **142**. P. 531.
- [26] *Somov B.V., Dzhililov N.S., Staude J.* // Astron. Lett. 2007. **33**. Iss. 5. P. 309.

Radiative damping of the slow magnetoacoustic waves in the corona of the stars

S.B. Derteev^a, B.S. Gavaev, N.K. Shividov, B.B. Mikhalyaev

Department of theoretical physics, Faculty of mathematics, physics and information technologies

Kalmyk State University named after B.B. Gorodovikov

Elista 35800, Russia

E-mail: ^aderteevsergei@mail.ru

In the magnetohydrodynamics approximation, non-stationary processes in the solar coronal structures are considered, which are identified as compression waves. To study the phenomenon of rapid damping of these waves, the effects of thermal conduction and radiative loss are applied, more precisely, the effect of a misbalance between heating and energy losses. The behavior of the waves varies greatly depending on the parameters of the coronal loops, which requires accuracy in their determination. The calculation results also depend on the accuracy of the heating/loss function approximation. Depending on these conditions, both the thermal conduction effect and the misbalance between heating and energy losses can play a decisive role in the damping of slow magnetoacoustic waves. The effects of thermal conduction and misbalance lead not only to the damping of the wave, but also to its dispersion.

PACS: 97.10.-q.

Keywords: Stars, coronal plasma, plasma radiation, slow magnetoacoustic waves, wave attenuation.

Received 21 May 2022.

Сведения об авторах

1. Дертеев Сергей Бадмаевич — старший преподаватель; e-mail: derteevsergei@mail.ru
 2. Гаваев Бата Саналович — аспирант; e-mail: gbata@mail.ru
 3. Шивидов Николай Климович — ассистент; e-mail: zhr550@rambler.ru
 4. Михалыев Бадма Борисович — доктор физ.-мат. наук, доцент, зав. кафедрой теоретической физики; e-mail: bbmikh@mail.ru
-