

УДК 523.9; 533.9; 534.2

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ, ВНОСИМЫХ ТЕПЛОВЫМ ДИСБАЛАНСОМ НА ПАРАМЕТРЫ КОРОНАЛЬНЫХ СТРУКТУР, ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ МЕДЛЕННЫХ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Д. В. Агапова^{1,2}, Д. И. Завершинский^{1,2}, С. А. Белов^{1,2}, Н. Е. Молевич^{1,2}

В данной работе проведено исследование влияния теплового дисбаланса на медленные магнитоакустические (МА) волны, распространяющиеся внутри магнитного слоя. Для параметров плазмы, соответствующих условиям “теплой” корональной петли, в приближении магнитного слоя была рассчитана фазовая скорость медленных МА-волн как функция их периода. Благодаря рассчитанной зависимости были оценены относительные погрешности определения значений напряженности магнитного поля и температуры с помощью данных волн. Оцененные погрешности показывают, что пренебрежение тепловым дисбалансом при рассмотрении медленных МА-волн в корональных структурах может стать причиной существенного расхождения между сейсмологическими и спектрометрическими оценками параметров плазмы.

Ключевые слова: магнитоакустические волны, солнечная корона, тепловой дисбаланс, корональная сейсмология.

Введение. Появление и развитие наземных и космических средств наблюдения Солнца, таких как SOHO, TRACE, STEREO и SDO, позволили не только пронаблюдать различные корональные структуры, такие как, например, корональные петли, перья и протуберанцы, но и зарегистрировать многочисленные волновые явления, протекающие

¹ Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, 443086 Россия, Самара, Московское шоссе, 34; e-mail: agapovadaria2019@gmail.com.

² Самарский филиал ФИАН, 443011 Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, 221.

в них, в том числе магнитоакустические (МА) возмущения [1–3]. Обнаружение и исследование волн в структурах солнечной короны позволили сформировать новый подход к диагностике параметров данных структур, известный как корональная сейсмология [4–6]. В частности, исследование свойств наблюдаемых МА-волн и колебаний в сочетании с теоретическим моделированием волновых явлений может быть использовано для определения напряжённости магнитного поля, показателя адиабаты, коэффициентов переноса [7]. Первыми теоретическими работами в этой научной области стали исследования Зайцева и Степанова [8, 9], а также Эдвин и Робертса [10], в которых рассматривалось распространение МГД-волн в однородном магнитном цилиндре, состоящем из идеальной плазмы, находящейся в магнитостатическом равновесии с окружающей идеальной плазмой.

В действительности корональная плазма не является идеальной, и исследования Завершинского [11] и Колоткова [12] показали, что эффект, называемый тепловым дисбалансом, может существенно повлиять на дисперсионные свойства медленных магнитоакустических волн, распространяющихся в солнечной короне. Данный эффект заключается в нарушении волной равновесия между процессами нагрева и охлаждения, действующими в плазме, и приводит к возникновению обратной связи между волновым возмущением и данными термодинамическими процессами. Возникшая обратная связь ведет к зависимости фазовой скорости и скорости роста/затухания волны от ее периода, что может привести к усилению [13, 14] или их дополнительному затуханию. Эффект затрагивает не только акустические, но и энтропийные волны [15–18], а также ответственен за дополнительный сдвиг фазы между возмущениями различных параметров плазмы [19–21]. Более того, в зависимости от механизма нагрева/охлаждения эффективность обратной связи между плазмой и собственными модами может существенно различаться, что приводит к различным эволюционным сценариям для некоторых начальных возмущений (подробнее см. [22]). Кроме того, за счет воздействия неадиабатических процессов связь между временем затухания и периодом колебаний становится нелинейной. Данный эффект хорошо объясняет наблюдаемое масштабирование времени затухания с периодом стоячих медленных волн в горячих корональных петлях [23].

В данной работе мы сосредоточимся на анализе медленных МА-волн в солнечной короне, где, как известно из работ Зайцева и Степанова [8, 9] и Эдвин и Робертса [10], медленные волны подвержены существенной дисперсии из-за конечного размера плазменных структур. В результате такой геометрической дисперсии в плазменном вол-

новоде величина фазовой скорости медленных МА-волн с ростом периода меняется от звуковой скорости до так называемой трубочной (или касповой) [24]. Максимум дисперсии наблюдается в области периодов волн, по порядку величины сравнимых с временем прохождения звуком характерного поперечного размера волновода [25]. Таким образом, с увеличением этого характерного размера максимум дисперсии смещается в более низкочастотную область.

В рамках нашего анализа будет рассмотрено совместное влияние конечного размера волновода и теплового дисбаланса на медленные МА-волны. При этом для описания распространения медленных волн в магнитных слоях, создаваемых плазмой с тепловым дисбалансом, недостаточно только обычной трубочной скорости, но также необходимо использовать модифицированную трубочную скорость, полученную с учетом как геометрической дисперсии, так и дисперсии из-за теплового дисбаланса [25]. Под магнитным слоем здесь понимается однородная плазменная область с магнитным полем, отличным от магнитного поля окружающей ее среды. В общем случае плотность и/или температура внутри и вне магнитного слоя также различаются. Несмотря на различие между геометрией магнитной трубки, в рамках которой моделируются корональные петли, и геометрией магнитного слоя, последняя позволяет достаточно точно описать дисперсию магнитоакустических возмущений без необходимости введения специальных функций, осложняющих аналитический анализ. В работе будет показано, что пренебрежение воздействием процесса нагрева/охлаждения может быть источником значительных ошибок в сейсмологической оценке параметров плазмы. Однако эти отклонения могут быть использованы для сейсмологического определения неизвестного механизма коронального нагрева.

Дисперсионное соотношение. Рассмотрим распространение медленных МА-волн в корональном волноводе в виде магнитного слоя шириной $2x_0$ с магнитным полем, направленным вдоль оси z (см. рис. 1 в [26]). Конечный размер волновода x_0 приводит к появлению геометрической дисперсии, описанной выше, то есть изменению скорости волны с ростом ее периода от звуковой скорости до трубочной скорости. Рассматриваемая модель представляет собой простой случай сильного магнитного структурирования, т. е. когда напряженность магнитного поля и плотность имеют ступенчатый профиль.

Динамика волн и осцилляций в термически активной солнечной плазме (в которой может реализовываться обратная связь между возмущениями параметров плазмы и тепловыделением) может быть описана системой магнитогидродинамических (МГД)

уравнений, представленных в работе [26], где дополнительный член в правой части энергетического уравнения соответствует неадиабатическим процессам. Для описания дисперсии волн в линеаризованную систему МГД уравнений подставим решения в виде суммы плоских монохроматических волн. В результате после ряда математических преобразований получим дисперсионные соотношения для осесимметричных и изгибных медленных МА-волн:

$$(k_z^2 c_{A_i}^2 - \omega^2) \frac{k_{x_e}}{k_{x_i}} = - \left(\frac{\rho_{0_e}}{\rho_{0_i}} \right) (k_z^2 c_{A_e}^2 - \omega^2) \begin{pmatrix} \tanh(k_{x_i} x_0) \\ \coth(k_{x_i} x_0) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь

$$k_{x_{i,e}}^2 = \frac{(A_{Q_{i,e}}^2 m_{Q_{i,e}}^2 + i\omega\tau_{V_{i,e}} A_{i,e}^2 m_{i,e}^2)}{(A_{Q_{i,e}}^2 + i\omega\tau_{V_{i,e}} A_{i,e}^2)},$$

$$A_{i,e}^2 = (c_{A_{i,e}}^2 + c_{s_{i,e}}^2)(k_z^2 c_{T_{i,e}}^2 - \omega^2), \quad A_{Q_{i,e}}^2 = (c_{A_{i,e}}^2 + c_{SQ_{i,e}}^2)(k_z^2 c_{TQ_{i,e}}^2 - \omega^2),$$

$$m_{i,e}^2 = \frac{(k_z^2 c_{A_{i,e}}^2 - \omega^2)(k_z^2 c_{s_{i,e}}^2 - \omega^2)}{(c_{A_{i,e}}^2 + c_{s_{i,e}}^2)(k_z^2 c_{T_{i,e}}^2 - \omega^2)}, \quad m_{Q_{i,e}}^2 = \frac{(k_z^2 c_{A_{i,e}}^2 - \omega^2)(k_z^2 c_{SQ_{i,e}}^2 - \omega^2)}{(c_{A_{i,e}}^2 + c_{SQ_{i,e}}^2)(k_z^2 c_{TQ_{i,e}}^2 - \omega^2)},$$

где ρ_0 – плотность плазмы в невозмущенном состоянии, ω – частота волны, а k_x , k_z – волновые числа в x - и z -направлениях, соответственно. Также мы вводим характерную временную шкалу для описания влияния тепловой активности, а именно, $\tau_V = C_V/Q_{0T}$. Индексы “ i ”, “ e ” – соответствуют параметрам внутри и снаружи слоя.

В дисперсионном соотношении (1) были использованы следующие характерные скорости для МГД-волн [26]:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}, \quad c_A = \sqrt{\frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}}, \quad c_{SQ} = \sqrt{\frac{(Q_{0T} - Q_{0\rho} \frac{\rho_0}{T_0}) T_0 k_B}{Q_{0T} m}},$$

$$c_T = \sqrt{\frac{c_A^2 c_S^2}{(c_A^2 + c_S^2)}}, \quad c_{TQ} = \sqrt{\frac{c_A^2 c_{SQ}^2}{(c_A^2 + c_{SQ}^2)}},$$

где c_s – обычная скорость звука в адиабатической плазме, c_A – скорость Альфвена, c_{SQ} – модифицированная скорость звука, которая является низкочастотным предельным значением в случае термически активной однородной неструктурированной (то есть в пределе бесконечного поперечного размера) плазмы, c_T – трубочная скорость (низкочастотный предел без учета роли теплового дисбаланса в слое конечного поперечного размера x_0), а c_{TQ} – модифицированная трубочная скорость (низкочастотный предел с учетом роли теплового дисбаланса в слое конечного поперечного размера

x_0). Здесь T_0 и P_0 , соответственно, представляют температуру и давление невозмущенной плазмы, B_0 – невозмущенное магнитное поле. Постоянная Больцмана и средняя масса частицы представлены как k_B и m , соответственно. Показатель адиабаты равен $\gamma = C_P/C_V = 5/3$, где $C_V = 3k_B/2m$ и $C_P = C_V + k_B/m$ – удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении. Мы используем обобщенную функцию тепловых потерь $Q(\rho, T) = L(\rho, T) - H(\rho, T)$, которая равна разнице между радиационным охлаждением $L(\rho, T)$ и нагревом $H(\rho, T)$, а $Q_{0T} = (\partial Q/\partial T)_{\rho_0, T_0}$ и $Q_{0\rho} = (\partial Q/\partial \rho)_{\rho_0, T_0}$.

Наиболее важной является возникшая при учете неадиабатичности плазмы модифицированная трубочная скорость c_{TQ} , так как именно с данной скоростью будут распространяться медленные МА-волны в низкочастотном пределе вдоль магнитных структур. Полученная модифицированная трубочная скорость может значительно отличаться от трубочной скорости в адиабатической плазме, и, следовательно, данное расхождение может быть источником ошибок при определении параметров плазмы.

Нагрев и охлаждение в корональной плазме. Поскольку полученные дисперсионные соотношения (1) являются трансцендентными, то для того, чтобы проанализировать влияние теплового дисбаланса на дисперсионные свойства медленных МА-волн, нами было проведено численное решение для условий солнечной короны. При этом охлаждение с мощностью $L(\rho, T)$ в корональных условиях происходит за счет оптически тонкого излучения:

$$L(\rho, T) = \frac{\rho}{4m^2} \Lambda(T),$$

где $\Lambda(T)$ – функция радиационных потерь в зависимости от температуры плазмы. В этой работе функция $\Lambda(T)$ рассчитывается на основе атомной базы данных CHIANTI версии 10.0.2 [27].

Мощность нагрева $H(\rho, T)$ моделируется степенной зависимостью от термодинамических параметров плазмы, таких как плотность и температура [28, 29]:

$$H(\rho, T) = h\rho^a T^b, \quad (2)$$

где h – константа, рассчитанная для уравнивания охлаждения в стационарных условиях $H(\rho_0, T_0) = L(\rho_0, T_0)$; a и b – константы, определяемые конкретным механизмом нагрева. Поскольку точный механизм нагрева солнечной короны неизвестен, для наших расчетов мы использовали параметризацию механизма нагрева, оцененного в работе [30] с использованием наблюдений затухающих медленных МА-волн в долгоживущих корональных плазменных структурах. Показатели степени в функции нагрева (2) для этого сценария равны $a = 0.5$, $b = -3.5$.

Относительная погрешность от приближения идеальной плазмы. Таким образом, как уже упоминалось выше, разница в низкочастотном пределе значения фазовой скорости может быть источником ошибок в сейсмологической оценке параметров плазмы. Например, в исследовании Джеса [7] магнитное поле петли измеряется по наблюдаемой фазовой скорости волны c_{ph} , которая интерпретируется как трубочная скорость c_T . В этом случае, если известны температура и плотность плазмы, то магнитное поле может быть легко определено как:

$$B_{i_{est}} = \sqrt{4\pi\rho_i \frac{c_s^2 c_{ph}^2}{(c_s^2 - c_{ph}^2)}}. \quad (3)$$

В то же время, если известны магнитное поле и плотность плазмы, температуру можно оценить следующим образом:

$$T_{est} = \frac{m}{k_{\beta\gamma}} \frac{c_A^2 c_{ph}^2}{(c_A^2 - c_{ph}^2)}. \quad (4)$$

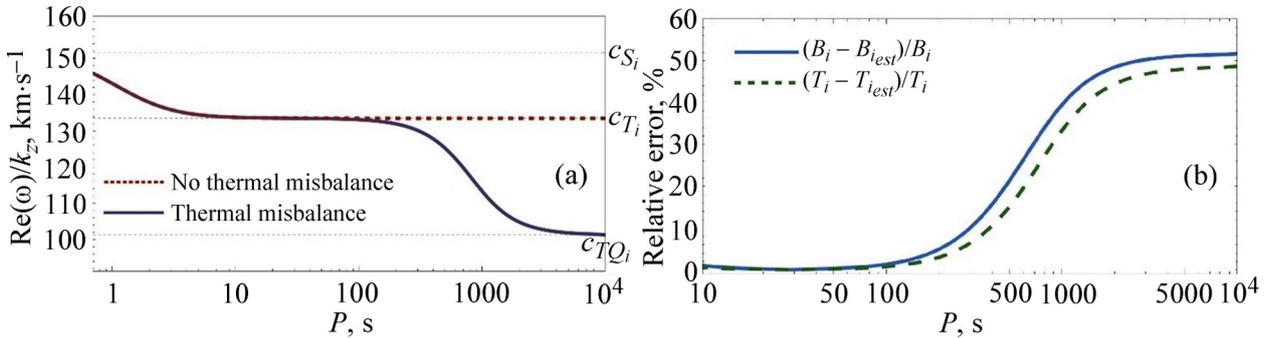


Рис. 1: (а) Фазовые скорости медленных волн в “теплой” корональной петле. Расчеты выполнены для магнитного слоя с $T = 1$ МК, $n = 10^{10}$ см $^{-3}$, $B = 10$ Гс, $x_0 = 1$ Мм; (б) относительные ошибки в определении напряженности магнитного поля (сплошная синяя кривая) и температуры (пунктирная зеленая кривая), вызванные пренебрежением дисперсией фазовой скорости, связанной с тепловым дисбалансом.

Как показано на рис. 1(а), измеренная фазовая скорость c_{ph} в термически активной плазме для периодов $P \geq 1000$ с значительно отличается от трубочной скорости c_T . Таким образом, могут возникнуть ошибки в определении напряженности магнитного поля и температуры плазмы из уравнений (3) и (4). На рис. 1(б) показаны относительные ошибки при определении напряженности магнитного поля и температуры с помощью

медленных волн без учета теплового дисбаланса, т. е. когда измеренная фазовая скорость c_{ph} интерпретируется как c_T . Видно, что с $P \approx 100$ с погрешность увеличивается и может превышать даже 50%. Это означает, что пренебрежение тепловым дисбалансом может быть причиной существенного расхождения между сейсмологическими и спектротрическими оценками параметров плазмы. Однако подобное расхождение может быть ценным источником информации для сейсмологической оценки функции нагрева короны.

Выводы. В настоящей работе исследовалось совместное влияние конечного размера волновода и теплового дисбаланса на медленные МА-волны. Анализ проводился с помощью дисперсионных соотношений для осесимметричных и изгибных МА-волн, распространяющихся в плазменном слое, полученных в предположении о сильном магнитном структурировании. Численное решение дисперсионных соотношений показывает, что тепловой дисбаланс расширяет диапазон геометрической дисперсии, что выражается в возникновении модифицированной трубочной скорости. Расчет проводился для типичных параметров “теплой” корональной петли.

Сравнение зависимости фазовой скорости от периода, рассчитанной с учетом и без учета теплового дисбаланса, показывает, что использование трубочной скорости c_T как предельного значения для больших периодов может быть источником ошибок при определении параметров плазмы. Согласно рис. 1(b) эти ошибки могут даже превышать 50%.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки (проекты FSSS-2023-0009, 0023-2019-0003).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. M. Nakariakov, D. Y. Kolotkov, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **58**(1), 441 (2020). DOI: 10.1146/annurev-astro-032320-042940.
- [2] A. Keiling, D. H. Lee, V. M. Nakariakov, *Low-frequency waves in space plasmas* (John Wiley & Sons, 2016).
- [3] I. De Moortel, V. M. Nakariakov, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **370**, 3193 (2012). DOI: 10.1098/rsta.2011.0640.

- [4] V. M. Nakariakov, MHD Seismology of the Solar Corona with SOHO and TRACE. Symposium – International Astronomical Union **203**, 353 (2001). DOI: 10.1017/S0074180900219517.
- [5] B. N. Lyvivedi, A. Mohan, V. S. Pandey, Current Science **84**(11), (2003).
- [6] S. A. Anfinogentov et al., Space Science Reviews **218**(3), 9 (2022). DOI: 10.1007/s11214-021-00869-w.
- [7] D. B. Jess et al., Nature Physics **12**(2), 179 (2016). DOI: 10.1038/nphys3544.
- [8] V. V. Zajtsev, A. V. Stepanov, Issledovaniia Geomagnetizmu Aeronomii i Fizike Solntsa **37**, 3 (1975).
- [9] V. V. Zajtsev, A. V. Stepanov, Pisma v Astronomicheskii Zhurnal **8**, 248 (1982).
- [10] P. M. Edwin, B. Roberts, Solar Physics **88**, 179 (1983). DOI: 10.1007/BF00196186.
- [11] D. I. Zavershinskii et al., Physics of Plasmas **26**, 082113 (2019). DOI: 10.1063/1.5115224.
- [12] D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, D. I. Zavershinskii, A&A **628**, A133 (2019). DOI: 10.1051/0004-6361/201936072.
- [13] G. B. Field, B. George, The Astrophysical Journal **142**, 531 (1965).
- [14] N. E. Molevich, A. N. Oraevsky, Soviet Physics-JETP **67.3**, 504 (1988).
- [15] B. V. Somov, N. S. Dzhaliilov, J. Staude, Astronomy Letters **33**, 309 (2007). DOI: 10.1134/S1063773707050040.
- [16] D. I. Zavershinskii, N. E. Molevich, S. Y. Pichugin, et al., Bulletin of the Lebedev Physics Institute **44**(10), 298 (2017). DOI: 10.3103/S1068335617100062.
- [17] N. E. Molevich, S. Y. Pichugin, D. S. Ryashchikov, Bulletin of the Lebedev Physics Institute **47**(1), 1 (2020). DOI: 10.3103/S1068335620010054.
- [18] D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, B. F. Joseph, Physics **5**(1), 193 (2023). DOI: 10.3390/physics5010015.
- [19] A. Prasad, A. K. Srivastava, T. J. Wang, Solar Physics **296**, 1 (2021). DOI: 10.1007/s11207-021-01764-x.
- [20] A. Prasad et al., Solar Physics **297**(1), 5 (2022). DOI: 10.1007/s11207-021-01940-z.
- [21] N. E. Molevich et al., Bulletin of the Lebedev Physics Institute **49**(9), 282 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622090056.
- [22] D. Zavershinskii et al., Solar Physics **296**(6), 96 (2021). DOI: 10.1007/s11207-021-01841-1.
- [23] D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters **514**(1), L51 (2022). DOI: 10.1093/mnrasl/slac054.

- [24] Э. Р. Прист, *Солнечная магнитогидродинамика* (М., Мир, 1985), 589 с.
- [25] S. A. Belov, N. E. Molevich, D. I. Zavershinskii, *Solar Physics* **296**(8), 122 (2021). DOI: 10.1007/s11207-021-01868-4.
- [26] D. V. Agapova et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **514**(4), 5941 (2022). DOI: 10.1093/mnras/stac1612.
- [27] G. Del Zanna et al., *The Astrophysical Journal* **909**(1), 38 (2021). DOI: 10.3847/1538-4357/abd8ce.
- [28] R. Rosner et al., *The Astrophysical Journal* **222**, 317 (1978).
- [29] S. Ibanez, H. Miguel, B. Orlando, T. Escalona, *The Astrophysical Journal* **415**, 335 (1993).
- [30] D. Y. Kolotkov, T. J. Duckenfield, V. M. Nakariakov, *Astronomy & Astrophysics* **644**, A33 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/202039095.

Поступила в редакцию 17 марта 2023 г.

После доработки 6 апреля 2023 г.

Принята к публикации 7 апреля 2023 г.