УДК 533.9.01, 533.951
DOI: 10.62955/0135-3748-2026-17
Orcid: 0000-0002-3957-7339

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ТОНКОЙ ПОТОКОВОЙ ТРУБКИ И МАГНИТНОГО СЛОЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВ МГД - ВОЛН В КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ УЧЁТЕ НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Д.В. Агапова[1, 2], Д.И. Завершинский[1, 2]

[1]Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия, agapovadaria2019@gmail.com
[2]Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Самара, Россия

COMPARISON OF THIN FLUX TUBE AND MAGNETIC SLAB MODELS FOR DESCRIBING THE DISPERSION PROPERTIES OF MHD WAVES IN CORONAL PLASMA, TAKING NON-ADIABATIC EFFECTS INTO ACCOUNT

D.V. Agapova[1, 2], D.I. Zavershinskii[1, 2]

[1]Samara National Research University, Samara, Russia, agapovadaria2019@gmail.com
[2] Samara Branch of P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Samara, Russia

Аннотация. В данной работе проведён сравнительный анализ дисперсионных характеристик медленных магнитоакустических (МА) волн в рамках двух моделей, тонкой потоковой трубки и магнитного слоя, с учётом теплового дисбаланса и теплопроводности. Установлено, что в длинноволновом пределе динамика волн в обеих моделях определяется тепловым дисбалансом и описывается модифицированной трубочной скоростью. В коротковолновом пределе доминирует теплопроводность, и фазовая скорость приближается к изотермической звуковой скорости. Несмотря на совпадение предельных случаев, модели принципиально различаются структурой дисперсионных решений: в трубке существует единственная фундаментальная мода, в то время как в слое формируется спектр поперечных гармоник с выраженной геометрической дисперсией. Полученные результаты имеют существенное значение для интерпретации наблюдений колебаний в солнечной короне и развития методов корональной сейсмологии.

Ключевые слова: МГД-волны, тепловой дисбаланс, теплопроводность, тонкая магнитная трубка, магнитный слой, дисперсия, солнечная корона.

Abstract. This study presents a comparative analysis of the dispersion characteristics of slow magnetoacoustic (MA) waves within two models, the thin flow tube and the magnetic slab, taking thermal misbalance and thermal conductivity into account. We established that the wave dynamics in both models in the long-wavelength limit is determined by thermal misbalance and is described by a modified tube speed. In the short-wavelength limit, thermal conductivity dominates, and the phase velocity approaches the isothermal sound speed. Despite the coincidence of the limiting cases, the models differ fundamentally in the structure of their dispersion solutions: in the tube, there is a single fundamental mode, whereas in the slab, a spectrum of transverse harmonics with pronounced geometric dispersion is formed. The results obtained are of importance for interpreting observations of oscillations in the solar corona and for developing methods in coronal seismology.

Keywords: MHD waves, thermal misbalance, thermal conductivity, thin magnetic tube, magnetic slab, dispersion, solar corona.

ВВЕДЕНИЕ

Магнитогидродинамические (МГД) волны играют важную роль в процессах переноса энергии и формирования пространственно-временных структур в плазме солнечной короны. Наблюдаемые в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах колебания корональных петель, магнитных аркад и токовых слоёв преимущественно интерпретируются как медленные и/или быстрые магнитоакустические (МА) волны [см. Nakariakov V. M., 2020; Wang T., 2021]. Современные исследования фокусируются на диагностике параметров плазмы посредством анализа дисперсионных свойств МА-волн, которые обладают чувствительностью к локальным значениям плотности, температуры и магнитного поля. В частности, многочисленные наблюдения свидетельствуют о наличии затухающих медленных МА-волн. Традиционно их затухание связывали исключительно с влиянием теплопроводности. Однако современные исследования показывают, что неадиабатические процессы, а именно нагрев плазмы и радиационное охлаждение, оказывают существенное, а в ряде случаев определяющее влияние на коэффициенты затухания и даже на возможность усиления, в частности для так называемых “холодных” и “тёплых” петель, в которых магнитное давление превалирует над газодинамическим.

Мощность нагрева плазмы обычно задаётся эмпирической степенной зависимостью [Rosner et al., 1978]: $H(\rho,T) = h\rho^a T^b$, где константа h определяется из условия баланса с охлаждением, ρ и T обозначают плотность и температуру, соответственно. Показатели a и b зависят от выбранной модели нагрева. Радиационное охлаждение в корональных условиях происходит за счет оптически тонкого излучения и описывается выражением [Hildner E., 1974]: $L(\rho,T) = \frac{\rho}{4m}\Omega(T)$, где функция потерь на излучение $\Omega(T)$ определяется из базы данных CHIANTI, m - средняя масса частицы. В стационар-

ном равновесном состоянии мощность нагрева полностью компенсирует радиационные потери, обеспечивая тепловой баланс плазмы. Тепловой дисбаланс возникает при нарушении этого равновесия. Любое волновое возмущение плотности и температуры выводит систему из равновесия, в результате чего из-за наличия зависимостей мощностей потерь и притока тепла от термодинамических параметров плазмы, возмущение может вступить в обратную связь со средой. В приближении оптически тонкой плазмы такой баланс описывается обобщённой функцией тепловых потерь $Q(\rho,T) = L(\rho,T) - H(\rho,T)$. В последние годы исследования воздействия теплового дисбаланса в солнечной атмосфере привлекает значительное внимание в научном сообществе, наиболее свежий обзор этих исследований можно найти в работе [Zavershinskii et al., 2019; Kolotkov et al., 2019; Kolotkov et al., 2021].

Не менее важным фактором является теплопроводность, которая эффективно перераспределяет тепловую энергию преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля [Manheimer, 2008; Belov, 2025]: $\kappa_{\parallel} = \Gamma(Z_i)\frac{n_e k_B^2 T_e \tau_e}{m_e} \approx \frac{1.885321\times10^{-5}}{ln\ln\Lambda} T^{5/2}$. Данное выражение соответствует классическому приближению Спитцера-Харма. Коэффициент $\Gamma(Z_i)$ учитывает вклад как электрон-электронных, так и электрон-ионных столкновений, где Z_i - зарядовое число ионов. Здесь τ_e - время столкновений электронов, n_e - концентрация электронов, T_e - температура электронов, m_e - масса электронов, а $ln\,\Lambda$ - Кулоновский логарифм для электрон-электронных столкновений.

Совместное влияние теплопроводности и теплового дисбаланса на МГД-волны в солнечной короне впервые было рассмотрено в работе [Van der Linden, R. A. M., 1991] в рамках модели магнитного слоя. Авторы получили дисперсионные соотношения для осесимметричных и изгибных мод, однако основное внимание уделили неустойчивости энтропийных (тепловых) мод. Дальнейшее изучение термодинамической активности короны, процессов радиационного охлаждения, теплопроводности и нагрева, проведено в работах [Nakariakov et al., 2017; Claes et al., 2019]. В недавних исследованиях [Kolotkov et al., 2021] получено дисперсионное соотношение для медленных МА-волн в приближении тонкой потоковой трубки с учётом обоих неадиабатических эффектов.

Таким образом, целью настоящей работы является проведение сравнительного анализа дисперсионных соотношений медленных МА-волн в рамках моделей тонкой потоковой трубки и магнитного слоя с учётом неадиабатических процессов (теплового дисбаланса и теплопроводности), а также определение влияния геометрии магнитной структуры на спектр решений, фазовые скорости, инкременты затухания/усиления и возможности сейсмической диагностики параметров корональной плазмы.

МОДЕЛИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Анализ МГД-волн проводится на основе полной системы уравнений идеальной магнитной газодинамики, включающей законы сохранения массы и импульса плазмы, уравнение индукции для магнитного поля, уравнение состояния, а также видоизменённого уравнения переноса тепла, учитывающего влияние неадиабатических процессов:

$$\frac{\rho^{\gamma}}{\gamma-1}\frac{D}{Dt}\left(\frac{P}{\rho^{\gamma}}\right) = \nabla\cdot(\kappa\nabla T) - \rho Q(\rho,T).$$

Для анализа свойств волн был использован стандартный метод теории возмущений. Приближенное решение системы уравнений искалось как сумма равновесного значения и малого возмущения параметра среды. Для описания дисперсии волн в линеаризованную систему уравнений были подставлены решения в виде суммы плоских монохроматических волн $\propto \boldsymbol{e^{i(\omega t + k_z z)}}$. В результате получены дисперсионные соотношения для магнитоакустических (МА) волн в комплексной форме $\boldsymbol{\omega(k)}$, где $\boldsymbol{\omega = \omega_R + i\omega_I}$ ($\omega_{\boldsymbol{R}}$ - действительная часть, определяющая частоту колебаний и фазовую скорость, а $\omega_{\boldsymbol{I}}$ - инкремент затухания или усиления волны).

Модель магнитного слоя (изолированный слой шириной $\boldsymbol{2x_0}$)

Для плоского магнитного слоя дисперсионное соотношение записывается в следующем виде (см. подробнее в [Agapova, 2022]):

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

В уравнение входит следующая замена, полностью учитывающая неадиабатические эффекты:

$$\boldsymbol{k_{x_{i,e}}^2 = \frac{\left(A_Q^2 m_Q^2 + i\omega\tau_V A^2 m^2\right) + \varkappa_{\parallel}\frac{k_z^2 m_I^2 A_I^2}{Q_{0T}\rho_0}}{\left(A_Q^2 + i\omega\tau_V A^2\right) + \varkappa_{\parallel}\frac{k_z^2 A_I^2}{Q_{0T}\rho_0}}},$$

где вспомогательные величины определяются следующим образом:

$$A_\alpha^2 = (c_A^2 + c_{S\alpha}^2)\left(k_z^2\frac{c_A^2 c_{S\alpha}^2}{(c_A^2 + c_{S\alpha}^2)} - \omega^2\right), m_\alpha^2 = \frac{(k_z^2 c_A^2 - \omega^2)(k_z^2 c_{S\alpha}^2 - \omega^2)}{(c_A^2 + c_{S\alpha}^2)\left(k_z^2\frac{c_A^2 c_{S\alpha}^2}{(c_A^2 + c_{S\alpha}^2)} - \omega^2\right)}.$$

Индекс "α" принимает три значения в зависимости от рассматриваемого предела $\alpha =$ без обозначения (адиабатический случай), $\alpha = I$ (изотермический) и $\alpha = Q$ (с учётом теплового дисбаланса). Гиперболические функции $COTH$ и $TANH$ появляются из решения краевой задачи для поперечной структуры возмущений и соответствуют изгибным и осесимметричным модам, соответственно. Индексы "i","e" обозначают параметры внутри и снаружи слоя соответственно.

Модель тонкой потоковой трубки

Для тонкой магнитной потоковой трубки дисперсионное соотношение записывается в компактной операторной форме (см. подробнее в [Zavershinskii, 2026]):

$$\omega^5 + \boldsymbol{\widehat{A}\omega^4 + \widehat{B}\omega^3 + \widehat{C}\omega^2 + \widehat{D}\omega + \widehat{E} = 0},$$

где вспомогательные величины определяются следующим образом:

$$\hat{A} = i\left(\frac{k^2\varkappa}{c_V\rho_0} + \frac{1}{\tau_V}\right), \qquad \hat{B} = -(c_A^2 + c_s^2)\left(k^2 + \frac{4\pi}{A_0}\right),$$

$$\hat{C} = i\left(\frac{k^2\varkappa}{C_V\rho_0}(c_A^2 + c_{SI}^2) + \frac{1}{\tau_V}(c_A^2 + c_{SQ}^2)\right)\left(k^2 + \frac{4\pi}{A_0}\right),$$

$$\hat{D} = ik^2 c_A^2 c_S^2\left(k^2 + \frac{4\pi}{A_0}\right),$$

$$\hat{E} = ik^2\left(\frac{k^2\varkappa}{C_V\rho_0}c_A^2 c_{SI}^2 + \frac{1}{\tau_V}c_A^2 c_{SQ}^2\right)\left(k^2 + \frac{4\pi}{A_0}\right).$$

В дисперсионных соотношениях обеих моделей для удобства анализа и интерпретации используются следующие характерные скорости для магнитоакустических волн: скорость звука $c_s = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$, альфвеновская скорость, которая выражается формулой $c_A = \sqrt{\frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}}$, и модифицированная скорость звука $c_{SQ} = \sqrt{\frac{\left(Q_{0T} - \frac{\rho_0}{T_0}Q_{0\rho}\right)k_B T_0}{Q_{0T}}m}$, которая является низкочастотным предельным значением для термически активной однородной плазмы. Здесь $Q_{0T} = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_{\rho_0,T_0,B_0}$, $Q_{0\rho} = \left(\frac{\partial Q}{\partial \rho}\right)_{\rho_0,T_0,B_0}$. Низкочастотный предел фазовой скорости медленных МА-волн выражается трубочной скоростью $c_T = \sqrt{\frac{c_A^2 c_S^2}{(c_A^2 + c_S^2)}}$ в случае без учета теплового дисбаланса и модифицированной трубочной скоростью $c_{TQ} = \sqrt{\frac{c_A^2 c_{SQ}^2}{(c_A^2 + c_{SQ}^2)}}$ с учетом роли теплового дисбаланса. Наличие теплопроводности в исследуемой задачи, определяет высокочастотный предел медленных МА-волн, который выражается изотермической скоростью звука $c_{SI} = \sqrt{\frac{P_0}{\rho_0}}$. В коротковолновом пределе также появляется изотермическая трубочная скорость $c_{TI} = \sqrt{\frac{c_A^2 c_I^2}{(c_A^2 + c_I^2)}}$.

СРАВНЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ КРИВЫХ

На рис.1 представлена зависимость фазовой скорости $Re(\omega / k)$ от периода P для медленных МА-волн, рассчитанная в рамках моделей магнитного слоя и тонкой магнитной трубки. В длинноволновой области спектра поведение волн в обеих моделях полностью определяется тепловым дисбалансом, так фазовая скорость стремится к модифицированной трубочной скорости c_{TQ}. В коротковолновой области, напротив, доминирует теплопроводность, и фазовая скорость в обоих случаях стремится к изотермической скорости c_{SI}. На больших ($P \gtrsim P_{Mis}$) и малых ($P \to 0$) периодах различия между моделями практически исчезают и кривые сливаются.

Вместе с тем в области периодов ($P \sim P_{gI}$) в которой достигается максимум дисперсии, связанной с геометрией волновода, проявляются отличия в моделях. Модель тонкой трубки даёт единственное решение для медленной МА-моды, в то время как модель магнитного слоя формирует спектр решений, соответствующих различным поперечным гармоникам, при этом поведение этих кривых может в значительной мере отличаться от модели тонкой потоковой трубки. Подобные отличия по всей видимости связаны с ограниченной применимостью модели тонкой потоковой трубки для описания поведения фазовой скорости при ($P \sim P_{gI}$).

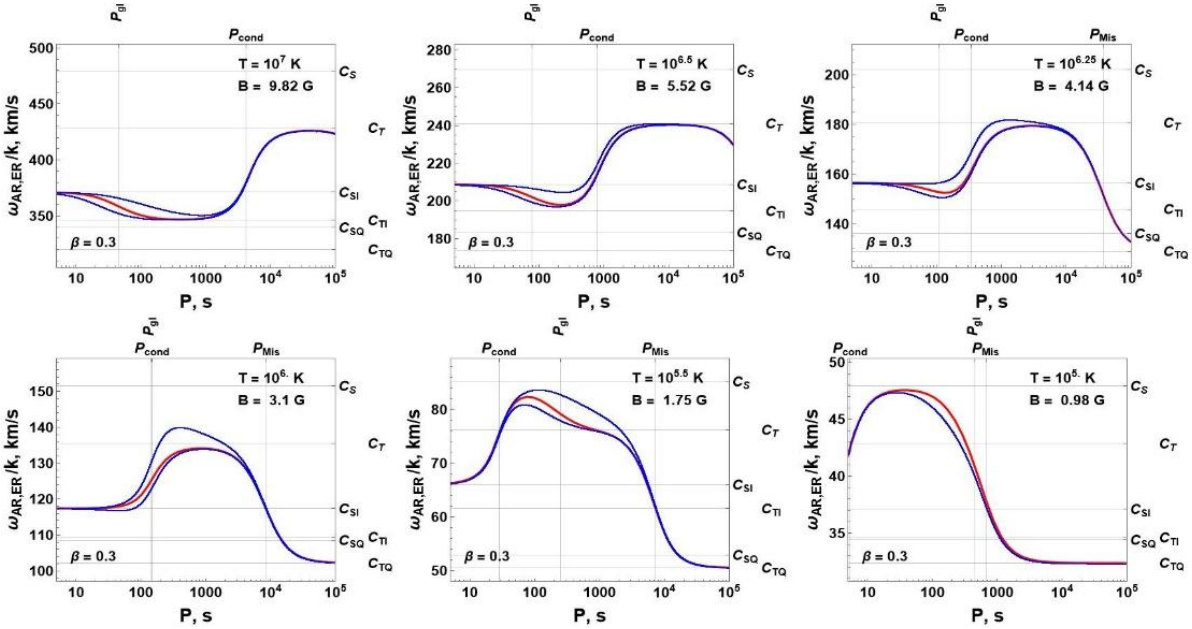

Рис. 1. Зависимость фазовой скорости $Re(\omega / k)$ от периода P для медленных МА-волн, рассчитанная для модели магнитного слоя (синие линии) и модели тонкой магнитной трубки (красная линия)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведён сравнительный анализ дисперсионных свойств медленных магнитоакустических волн в рамках моделей тонкой потоковой трубки и магнитного слоя при учёте теплового дисбаланса и теплопроводности. Установлено, что в длинноволновом и коротковолновом пределах обе модели дают качественно согласованные результаты, однако на промежуточных масштабах геометрия структуры играет определяющую роль: модель трубки описывает единственную моду, тогда как модель слоя формирует спектр поперечных гармоник с выраженной геометрической дисперсией. Полученные результаты подчёркивают необходимость корректного выбора модели при интерпретации наблюдений и расширяют возможности корональной сейсмологии для диагностики параметров плазмы в солнечной короне.

Работа частично поддержана в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FMR-2024-0017).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Nakariakov V. M., Kolotkov D. Y. Magnetohydrodynamic waves in the solar corona // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 2020. Т. 58. С. 441-481.

Wang T. et al. Slow-mode magnetoacoustic waves in coronal loops // Space Science Reviews. 2021. Т. 217. С. 1-55.

Rosner R., Tucker W. H., Vaiana G. S. Dynamics of the quiescent solar corona // The Astrophysical Journal. 1978. Т. 220. С. 643-645.

Hildner E. The formation of solar quiescent prominences by condensation // Solar Physics. 1974. Т. 35, № 1. С. 123 - 136.

Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V. M. et al. Formation of quasi-periodic slow magnetoacoustic wave trains by the heating/cooling misbalance // Physics of Plasmas. 2019. Т. 26, № 8. С. 082113.

Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Zavershinskii D.I. Damping of slow magnetoacoustic oscillations by the misbalance between heating and cooling processes in the solar corona // Astronomy & Astrophysics. 2019. Т. 628. С. A133.

Kolotkov D.Y., Zavershinskii D.I., Nakariakov V.M. The solar corona as an active medium for magnetoacoustic waves // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2021. Т. 63, № 12. С. 124008.

Manheimer W., Colombant D., Goncharov V. The development of a Krook model for nonlocal transport in laser produced plasmas. I. Basic theory //Physics of Plasmas. 2008. Т. 15. №. 8.

Belov S. A. et al. Non-local thermal transport impact on compressive waves in two-temperature coronal loops //Astronomy & Astrophysics. 2025. Т. 693. С. A186.

Van der Linden R. A. M., Goossens M. Thermal instability in slab geometry in the presence of anisotropical thermal conduction // Solar physics. 1991. Т. 131. С. 79-105.

Nakariakov V. M. et al. Effect of local thermal equilibrium misbalance on long-wavelength slow magnetoacoustic waves // The Astrophysical Journal. 2017. Т. 849, №. 1. С. 62.

Claes N., Keppens N. Thermal stability of magnetohydrodynamic modes in homoge-neous plasmas // Astronomy & Astrophysics. 2019. Т. 624. С. A96.

Agapova D.V., Belov, S.A., Molevich, N.E. et al. Dynamics of fast and slow magnetoacoustic waves in plasma slabs with thermal misbalance // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2022. Т. 514, №. 4. С. 5941-5951.

Zavershinskii D., Agapova D. Diagnosing Coronal Magnetic Fields with Slow Magnetoacoustic Waves: The Role of Isothermal Speeds //Solar Physics. 2026. Т. 301. №. 1. С. 7.