

Исследование динамики магнитоакустических волн в магнитных трубках солнечной короны при наличии нагрева, зависящего от магнитного поля

Д.В. Агапова^{1,2,*}, Д.И. Завершинский^{1,2}, С.А. Белов^{1,2}

¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, физический факультет, кафедра физики. Россия, 443086, Самара, ул. Московское шоссе, д. 34

²Самарский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Россия, 443011, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221
(Поступила в редакцию 29.05.2023; подписана в печать 25.09.2023)

В данном исследовании были изучены дисперсионные свойства медленных магнитоакустических (МА) волн, которые распространяются в термически активной плазме. Для параметров плазмы, соответствующих «теплой» корональной петле, была рассчитана фазовая скорость медленных МА волн в приближении тонких потоковых трубок как функция периода волн для различных сценариев коронального нагрева. Рассмотрен сценарий нагрева, основанный на наблюдениях затухающих медленных МА волн в долгоживущих корональных структурах. Наличие магнитного поля в сценарии нагрева привело к зависимости модифицированной трубочной скорости, нового длинноволнового предела фазовой скорости при наличии теплового дисбаланса, от показателя степени у магнитного поля. А также был рассмотрен волновой сценарий нагрева, зависящий от показателя мощности спектра частот излучателя, который привел к неустойчивости энтропийных волн и устойчивости МА волн.

PACS: 52.30.Cv, 52.35.-g, 52.35.Bj, 96.50.Tf, 96.60.

УДК: 533.9.01, 533.951

Ключевые слова: магнитоакустические волны, солнечная корона, нагрев, радиационное охлаждение, магнитное поле, тепловой дисбаланс, корональная сейсмология.

ВВЕДЕНИЕ

Солнечная корона — верхний слой солнечной атмосферы — имеет температуру порядка миллиона Кельвин [1]. Данные наблюдений, полученные со Skylab в период 1973 по 1979 гг., показали, что одним из важных свойств солнечной короны является ее неоднородность [2–7]. Эта неоднородность связана с сильным магнитным полем, обеспечивающим формирование и длительное существование различных плазменных структур, являющихся волноводами для магнито-гидродинамических (МГД) волн.

Наличие магнитного поля в плазме приводит к возникновению двух типов давлений: газодинамического и магнитного. Когда силы, связанные с градиентами этих давлений, действуют совместно или противоположно, они приводят к возникновению двух типов сжимаемых возмущений: быстрым и медленным магнитоакустическим волнам [1, 8]. В магнитоструктурированной плазме эти волны могут обладать дополнительными свойствами. Например, магнитные возмущения могут быть заперты в магнитной структуре или вытекать из нее (захваченные/утечки), развиваться внутри структуры или только вблизи ее границы (объемные/поверхностные волны), или иметь различную осевую симметрию (изгибные/осесимметричные волны) и т.д. В результате существует большое разнообразие типов волн, соответствующих различным возмущениям сжатия.

Интерес к МА волнам возрос в последние годы, благодаря растущей потребности в понимании солнечных вспышек, корональных выбросов массы и других явлений, связанных с динамикой плазмы в солнечной короне. Изучение МА волн в солнечной короне может не только помочь уточнить параметры плазмы короны Солнца [9–13]. Таким образом, идея о том, что волны могут быть использованы для получения информации об атмосфере Солнца, стала основой для корональной сейсмологии — раздела солнечной физики, исследующего параметры верхних слоев Солнца с помощью МГД волн и колебаний [14, 15]. Основной математической моделью, используемой для сейсмологических оценок, является ZSER модель, предложенная в работах Zaitsev V.V. и Stepanov A.V. [16], Edwin P.M. и Roberts B. [17]. Она позволяет описывать распространение МГД волн в однородном магнитном цилиндре, который находится в магнито-статическом равновесии с окружающей идеальной плазмой. Тем не менее, необходимо учитывать, что в действительности корональная плазма не является идеальной из-за действия различных неадиабатических процессов.

Одними из таких процессов, присущих солнечной короне, являются радиационное охлаждение и нагрев. Известно, что корональное радиационное охлаждение зависит от плотности и температуры [18]. Нагрев корональной плазмы, который до сих пор не определен, часто моделируется как функция параметров плазмы [19, 20]. В связи с зависимостью мощности нагрева и охлаждения от термодинамических параметров плазмы может возникнуть ситуация, когда возбужденные волны сжатия могут нарушить баланс между этими процессами, в результате чего будет преобладать на-

* agapovadaria2019@gmail.com

грев или охлаждение. Это нарушение баланса может привести к дополнительному нагреву или к охлаждению уже в самой волне [21–23]. Такой эффект известен как тепловой дисбаланс. В результате данного эффекта в среде осуществляется обратная связь между возмущением и средой, способная приводить к раскачке/затуханию волн, дисперсии фазовой скорости, инкремента волн и многим другим явлениям. Наиболее свежие обзоры исследований эффекта теплового дисбаланса можно найти в работах [24–27].

Однако до сих пор не удалось определить точный физический механизм, связанный с корональным нагревом, а также установить точный вклад магнитного поля в этот процесс. Для решения этой проблемы, используя фотосферные магнитограммы из наблюдаемых и модельных активных областей, было предложено несколько физических механизмов коронального нагрева (см. обзор [28]), которые делятся на две большие группы: модели, в которых энергия извлекается из корональных магнитных полей, на которые воздействует медленное движение оснований петли, и волновые модели, в которые энергия привносится волнами. При этом параметры каждой модели определяются такими свойствами магнитной потоковой трубки, как ее длина и среднее магнитное поле, а также объемной скоростью нагрева, определяемой часто степенным законом.

Вместе с тем недавно на основе наблюдений затухающих медленных МА волн в долгоживущих корональных структурах были получены сейсмологические границы для параметров возможной функции нагрева, учитывающих зависимость от температуры и плотности плазмы без учета влияния магнитного поля [29].

В данной работе мы сосредоточимся на медленных МА волнах в солнечной короне с целью изучения влияния коронального нагрева, зависящего от магнитного поля, на их дисперсионные свойства.

1. МОДЕЛЬ ТОНКОЙ ПОТОКОВОЙ ТРУБКИ С ТЕПЛОВЫМ ДИСБАЛАНСОМ

Рассмотрим распространение медленных волн в корональном волноводе, используя приближение тонкой потоковой трубки. Для описания свойств и эволюции этих волн в квазинейтральной и полностью ионизированной плазме короны используются уравнения магнитогидродинамики (МГД). В системе единиц СГС эти уравнения могут быть записаны как [30]:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \times \nabla) \times \nabla \right) = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$A_0 k^2 [\omega^5 + \Delta_4(k) \omega^4] + \Delta_3(k) \omega^3 + \Delta_2(k) \omega^2 + \Delta_1(k) \omega + \Delta_0(k) = 0, \quad (7)$$

где коэффициенты равны

$$\Delta_0(k) = \frac{ik^4 c_A^2 c_S^2}{\gamma} (A_0 k^2 + 4\pi) \left(\frac{k^2 \kappa_{\parallel}}{C_V \rho_0} + \frac{Q_T T_0 - Q_\rho \rho_0}{C_V T_0} \right),$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

$$P = \frac{k_B}{m} \rho T, \quad (5)$$

$$\frac{\rho^\gamma}{(\gamma - 1)} \frac{D}{Dt} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) - \rho Q(\rho, T, B). \quad (6)$$

Здесь ρ — это плотность, T и P соответственно представляют температуру и давление в плазме, в то же время $\mathbf{v} = (v_r, v_\varphi, v_z)$ и $\mathbf{B} = (B_r, B_\varphi, B_z)$ являются векторами скорости плазмы и магнитного поля. Постоянная Больцмана, средняя масса частицы и показатель адиабаты, соответственно, показаны как k_B, m и $\gamma = C_P/C_V = 5/3$, где $C_V = 3k_B/2m$ и $C_P = C_V + k_B/m$ — удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении. Кроме того, $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ обозначает конвективную производную, κ — это тензор теплопроводности. В последнем уравнении системы введена функция тепловых потерь $Q(\rho, T, B) = L(\rho, T) - H(\rho, T, B)$, которая представляет собой разницу между функциями охлаждения $L(\rho, T)$ и нагрева $H(\rho, T, B)$. Стационарное состояние среды подразумевает, что неадиабатические процессы уравновешивают друг друга $L(\rho_0, T_0) = H(\rho_0, T_0, B_0)$ или $Q(\rho_0, T_0, B_0) = 0$.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Рассмотрим нескрученную и невращающуюся потоковую трубку, вытянутую вдоль оси z . Тогда полный набор уравнений МГД (1)–(6) может быть преобразован до одномерной формы в цилиндрических координатах, используя разложение Тейлора второго порядка, разложение переменных по радиальной координате и рассматривая отношение радиуса петли к характерной длине волны в качестве малого параметра (см. систему уравнений (1)–(6) в работе [26]). После выполнения математических преобразований и поиска решения в гармонической форме $\propto e^{i(kz - \omega t)}$ с циклической частотой ω и волновым числом k , система уравнений приводит к следующему дисперсионному соотношению:

$$\Delta_1(k) = (A_0k^2 + 4\pi) c_A^2 c_S^2 k^4,$$

$$\Delta_2(k) = -ik^2 \left\{ (A_0k^2 + 4\pi) \left[\frac{k^2 \kappa_{\parallel}}{C_V \rho_0} \left(c_A^2 + \frac{c_S^2}{\gamma} \right) + \frac{Q_T}{C_V} \left(c_A^2 + \frac{Q_T T_0 - Q_\rho \rho_0}{\gamma Q_T T_0} c_S^2 \right) \right] - 4\pi \frac{c_S^2 B_0 Q_B}{\gamma Q_T T_0} \right\},$$

$$\Delta_3(k) = -k^2 (A_0k^2 + 4\pi) (c_A^2 + c_S^2),$$

$$\Delta_4(k) = i \left(\frac{Q_T}{C_V} + \frac{k^2 \kappa_{\parallel}}{C_V \rho_0} \right).$$

Величина κ_{\parallel} определяет коэффициент теплопроводности в направлении, параллельном силовым линиям магнитного поля. Для получения дисперсионного соотношения (7) были использованы характерные скорости для магнитогидродинамических волн: $c_S = \sqrt{\gamma P/\rho}$ — скорость звука в адиабатической плазме, $c_A = \sqrt{B^2/4\pi\rho}$ — это альфвеновская скорость. Также в формулах неявно присутствует модифицированная скорость звука $c_{SQ} = \sqrt{(Q_T - Q_\rho \frac{P}{T}) T k_B / Q_T m}$, которая является низкочастотным предельным значением в случае термически активной однородной плазмы, $c_T = \sqrt{c_A^2 c_S^2 / (c_A^2 + c_S^2)}$ — трубочная скорость и модифицированная трубочная скорость $c_{SQ} = \sqrt{c_A^2 c_S^2 / (c_A^2 + c_S^2 - Q_B k_B B / Q_T m)}$, которая является новым значением предельной скорости для низких частот в плазме с тепловым дисбалансом. Кроме того, в анализе учтена конечная площадь поперечного сечения потоковой трубки, показанная как A_0 . Величины $Q_T = (\partial Q / \partial T)_{\rho_0, T_0, B_0}$, $Q_\rho = (\partial Q / \partial \rho)_{\rho_0, T_0, B_0}$, $Q_B = (\partial Q / \partial B)_{\rho_0, T_0, B_0}$ являются частными производными по температуре, плотности и магнитному полю, соответственно.

3. НАГРЕВ И РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ. ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА

Для проведения исследования влияния различных сценариев нагрева на дисперсионные свойства медленных МА волн мы численно решили дисперсионное соотношение (7) для условий солнечной короны, считая теплопроводность пренебрежимо малой, т.е. $\kappa_{\parallel} \rightarrow 0$.

Корона — это верхний слой атмосферы Солнца, характеризующийся высокой температурой и являющийся оптически тонкой плазмой. Из-за этого излучение, исходящее из короны, практически не перепоглощается и напрямую выходит из среды. При этом функция охлаждения может быть представлена в простой форме [31]:

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

где m_H — средняя масса частицы, а $\Lambda(T)$ — функция радиационных потерь, зависящая от температуры

плазмы и полученная на основе данных базы CHIANTI Version 10.0.2 [32].

Для солнечной атмосферы обычно процесс нагрева моделируют как степенную функцию термодинамических параметров плазмы. Сперва мы рассматриваем сценарий сейсмологического нагрева, который был предложен в работе [29] на основе наблюдений затухающих медленных МА волн в стабильных структурах корональной плазмы:

$$H(\rho, T, B) = h \rho^a T^b B^c, \tag{8}$$

где h — является константой, рассчитанной для того, чтобы сбалансировать охлаждение в установившихся условиях $H(\rho_0, T_0, B_0) = L(\rho_0, T_0)$. Константы a , b и c определяются конкретным механизмом нагрева. В данной работе в качестве иллюстративного используется нагрев с параметрами $a = 0.5$, $b = -3.5$ и $c = -2, 0, 2$.

Физические условия корональных петель могут сильно различаться по контрасту плотности, напряженности магнитного поля, температуре и т.д. В данных исследованиях мы ограничимся рассмотрением «теплой» корональной петли с длиной $L = 10^{10}$ см, $B = 10$ Гс, $T = 1$ МК и $\rho = 10^{10}$ см⁻³. Далее, на рис. 1 представлен график зависимости фазовой скорости ω/k_{Re} , где k_{Re} — это действительная часть волнового числа от периода P для медленных магнитоакустических волн.

Согласно расчетам, все найденные корни соответствуют объемным медленным осесимметричным волнам. Важно отметить, что тепловой дисбаланс оказывает значительное влияние на длинноволновой (низкочастотный) диапазон спектра и приводит к изменению фазовой скорости волн в диапазоне от c_S до c_{TQ} . Вместо внутренней трубочной скорости c_T , которая является длинноволновым пределом фазовой скорости в случае идеальной плазмы, эту роль теперь выполняет модифицированная трубочная скорость c_{TQ} . Стоит отметить, что величина модифицированной трубочной скорости зависит от показателя степени s для магнитного поля в уравнении (8) и достигает максимума, равного примерно 106 км·с⁻¹, при наименьшей степени магнитного поля, и минимума 97 км·с⁻¹ при $s = 2$.

Теперь рассмотрим волновой сценарий нагрева, представленный в работе [28]:

$$H(\rho, B) = B^{1+m} L^{-3-m} \rho^{-(1+m)/2}. \tag{9}$$

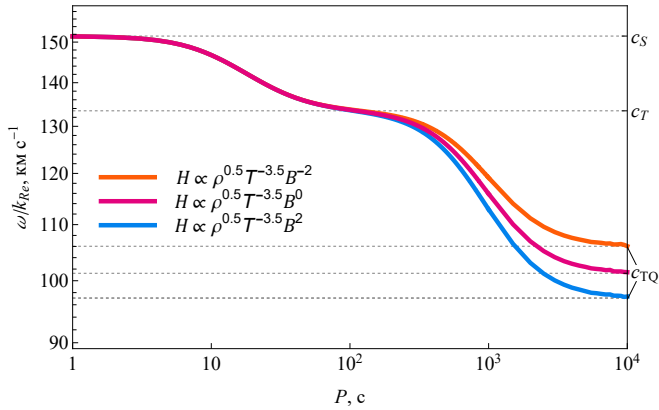


Рис. 1. График зависимости фазовой скорости ω/k_{Re} от периода P . Разные цвета соответствуют разным механизмам нагрева

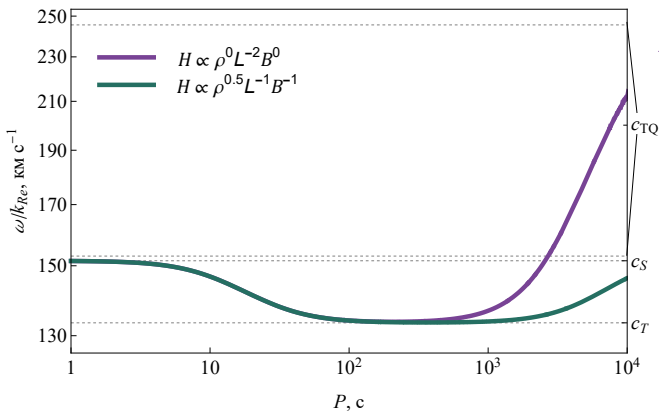


Рис. 2. График зависимости фазовой скорости ω/k_{Re} от периода P . Разные цвета соответствуют разным механизмам нагрева

Следующая рассматриваемая модель нагрева учитывает условия передачи значительной энергии в основания петли (модель № 15, 16 из [28]). При этом параметры этой модели зависят от показателя мощности спектра частот излучателя $m = -1, -2$. Таким образом, график на рис. 2 отображает зависимость фазовой скорости ω/k_{Re} от периода P для медленных магнитоакустических волн в «теплой» корональной петле, когда сценарий нагрева представлен в виде

уравнения (9).

Оценим характерные временные масштабы τ_V и τ_P , определяющиеся с помощью формул:

$$\tau_V = C_V/Q_T, \tau_P = C_P T / (Q_T T - Q_{\rho\rho}),$$

где τ_V и τ_P — характерные времена, связанные с тепловым дисбалансом. Расчет этих времен показывает, что система находится в области затухания магнитоакустических волн и усиления энтропийных волн, как показано на рис. 1 в работе [33].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в рамках данного исследования были изучены свойства медленных магнитоакустических волн, распространяющихся в термически активной плазме. Анализ проводился с использованием дисперсионного соотношения для медленных осесимметричных МА волн, полученного в приближении тонкой потоковой трубки. Для получения результатов дисперсионное соотношение (7) решалось численно с использованием параметров, соответствующих корональным условиям. Параметры плазмы соответствовали «теплой» корональной петле.

Нами были исследованы различные сценарии коронального нагрева при численном решении дисперсионного соотношения. Был рассмотрен сценарий нагрева на основе наблюдений затухающих медленных МА волн, предложенный в [29]. В этом случае все найденные корни соответствуют объемным медленным осесимметричным волнам, а наличие теплового дисбаланса приводит к изменению длинноволнового предела фазовой скорости. Величина модифицированной трубчатой скорости в этом случае зависит от показателя степени магнитного поля в функции нагрева.

Кроме того, был рассмотрен волновой сценарий нагрева [28] который, приводит к одновременной реализации устойчивости МА волн и неустойчивости энтропийных волн и, вероятно, не должен реализовываться в долгоживущих корональных структурах.

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

[1] Roberts B. MHD waves in the solar atmosphere. MHD waves in the solar atmosphere. Cambridge University Press, 2019.
 [2] Harvey J.W. // Highlights of astronomy. 1977. **4**.
 [3] Priest E.R. // Solar Physics. **58**. 57. (1978).
 [4] Vaiana G.S., Rosner R. // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. **16**, N 1. 393. (1978).
 [5] Fludra A., Brekke P., Harrison R.A. et al. // The First Results from SOHO. 487. (1997).

[6] Schrijver C.J., Title A.M., Hagenaar H.J., Shine R.A. // Solar Physics. **175**. 329. (1997).
 [7] Kjeldseth-Moe O., Brekke P. // Solar Physics. **182**. 73. (1998).
 [8] Priest E. Magnetohydrodynamics of the Sun. Cambridge University Press., 2014.
 [9] Cho I.H., Cho K.S., Bong S.C. et al. // The Astrophysical Journal Letters. **837**, N 1. L11. (2017).
 [10] Wang T., Ofman L., Sun X. et al. // The Astrophysical

- Journal Letters. **811**, N 1. L13. (2015).
- [11] Prasad A., Srivastava A.K., Wang T. // Solar Physics. **296**, N 6. 105. (2021).
- [12] Nakariakov V.M., Ofman L. // Astronomy & Astrophysics. **372**, N 3. L53. (2001).
- [13] Jess D.B., Reznikova V.E., Ryans R.S. et al. // Nature Physics. **12**, N 2. 179. (2016).
- [14] Rosenberg H. // Astronomy and Astrophysics. **9**. 159. (1970).
- [15] Uchida Y. // Publications of the Astronomical Society of Japan. **22**. 341. (1970).
- [16] Зайцев В.В., Степанов А.В. // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. N 37. 3. (1975).
- [17] Edwin P.M., Roberts B. // Solar Physics. **88**. 179. (1983).
- [18] Del Zanna G., Dere K.P., Young P.R., Landi E. // The Astrophysical Journal. **909**, N 1. 38. (2021).
- [19] Rosner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. // The Astrophysical Journal. **220**. 643. (1978).
- [20] Carbonell M., Terradas J., Oliver R., Ballester J.L. // Astronomy & Astrophysics. **460**, N 2. (2006). 573-581.
- [21] Molevich N.E., Oraevskii A.N. // Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki. **94**. (1988). 128-132.
- [22] Nakariakov V.M., Mendoza-Briceco C.A., Ibbetz M.H. // The Astrophysical Journal. **528**, N 2. (2000). 767.
- [23] Casserly C.M., Turner J.N., O'Sullivan J.J. et al. // Science of The Total Environment. **716**. 136908. (2020).
- [24] Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M. et al. // Physics of Plasmas. **26**, N 8. 082113. (2019).
- [25] Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Zavershinskii D.I. // Astronomy & Astrophysics. **628**. A133. (2019).
- [26] Kolotkov D.Y., Zavershinskii D.I., Nakariakov V.M. // Plasma Physics and Controlled Fusion. **63**, N 12. 124008. (2021).
- [27] Agapova D.V., Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.I. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. **514**, N 4. 5941. (2022).
- [28] Mandrini C.H., Dumoulin P., Klimchuk J.A. // The Astrophysical Journal. **530**, N 2. 999. (2000).
- [29] Kolotkov D.Y., Duckenfield T.J., Nakariakov V.M. // Astronomy & Astrophysics. **644**. A33. (2020).
- [30] Zhugzhda Y.D. // Physics of Plasmas. **3**, N 1. 10. (1996).
- [31] Hildner E. // Solar Physics. **35**, N 1. 123. (1974).
- [32] Del Zanna G., Dere K.P., Young P.R., Landi E. // The Astrophysical Journal. **909**, N 1. 38. (2021).
- [33] Zavershinskii D., Kolotkov D., Riashchikov D., Molevich N. // Solar Physics. **296**, N 6, 96. (2021).

Investigation of the dynamics of magnetoacoustic waves in magnetic tubes of the solar corona in the presence of heating depending on the magnetic field

D.V. Agapova^{1,2,a}, D.I. Zavershinskii^{1,2}, S.A. Belov^{1,2}

¹Department of Physics, Faculty of Physics, Samara National Research University. Samara 443086, Russia

²Samara Branch of P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. Samara 443011, Russia
E-mail: ^aagapovadaria2019@gmail.com

In this study, we studied the dispersion properties of slow magnetoacoustic (MA) waves propagating in a thermally active plasma. For plasma parameters corresponding to a «warm» coronal loop, the phase velocity of slow MA waves was calculated in the thin flow tube approximation as a function of the wave period for various scenarios of coronal heating. A heating scenario based on observations of decaying slow MA waves in long-lived coronal structures is considered. The presence of a magnetic field in the heating scenario led to the dependence of the modified tube velocity, the new long-wavelength limit of the phase velocity in the presence of thermal misbalance, on the exponent of the magnetic field. Also, a wave scenario of heating was considered, depending on the power index of the frequency spectrum of the emitter, which led to the instability of entropy waves and the stability of MA waves. PACS: 52.30.Cv, 52.35.-g, 52.35.Bj, 96.50.Ti, 96.60.

Keywords: magnetoacoustic waves, solar corona, heating, radiation cooling, magnetic field, thermal misbalance, coronal seismology.

Received 29 May 2023.

Сведения об авторах

1. Агапова Дарья Вадимовна — магистр; e-mail: agapovadaria2019@gmail.com.
2. Завершинский Дмитрий Игоревич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: dimanzav@mail.ru.
3. Белов Сергей Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: mr_beloff@mail.ru.