

АСТРОНОМИЯ И ФИЗИКА КОСМОСА

УДК 523.9; 533.9; 534.2

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧИЙ В ДИСПЕРСИИ
ПОПЕРЕЧНЫХ ГАРМОНИК МЕДЛЕННЫХ
МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН,
РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ

Д. В. Агапова^{1,2}, С. А. Белов¹, Д. И. Завершинский^{1,2}, Н. Е. Молевич^{1,2}

В данной работе исследуются различия в дисперсии фазовой скорости поперечных гармоник медленных магнитоакустических (МА) волн, распространяющихся внутри корональных петель вдоль линий магнитного поля. С помощью приближения магнитного слоя для условий, соответствующих плазме солнечной короны, были рассчитаны зависимости фазовых скоростей первых четырех поперечных гармоник медленных МА волн от их периодов. Показано, что наибольшие отличия имеются между фундаментальной поперечной гармоникой и старшими гармониками в области коротких периодов. С увеличением величины отношения газодинамического давления к магнитному давлению (плазменная бета), эффект проявляется для более высоких значений периодов. Текущая разрешающая способность инструментов не позволяет различить поперечные гармоники старших порядков, на основе данных о дисперсии волн.

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

¹ Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086 Россия, г. Самара, Московское ш., 34.

² Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, 443011 Россия, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221.

Введение. В период с 1973 по 1979 годы данные, полученные с помощью космической станции Skylab, показали, что солнечная атмосфера представляет собой крайне неоднородную среду (см. обзоры [1–3] и более поздние публикации [4–6]). Неоднородность в верхних слоях атмосферы тесно связана с наличием магнитного поля, которое обеспечивает формирование и существование различных плазменных структур, таких как корональные петли, протуберанцы, корональные перья и др. Важно отметить, что все эти структуры являются волноводами для так называемых магнитогидродинамических (МГД) волн.

Длительное время изучение волн и колебаний оставалось в большей степени теоретическим, поскольку прямые наблюдения были невозможны по техническим причинам. Однако в последние десятилетия существование волн и колебаний в магнитных и плазменных структурах солнечной атмосферы не вызывает сомнений. Пространственное, временное и спектральное разрешения визуализирующих и спектроскопических инструментов современных космических обсерваторий (SoHO, TRACE CoMP, Hinode, STEREO, SDO, HI-C, IRIS) позволило напрямую получать изображения и измерять движения, связанные с волновой динамикой, с возрастающей точностью. Например, запущенный в конце 1995 года космический аппарат TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) осуществил первые прямые наблюдения волн и колебаний в солнечной короне. С его помощью были зарегистрированы поперечные колебания корональных магнитных петель, вызванные произошедшей поблизости солнечной вспышкой. Результаты этих наблюдений были представлены в [7–9]. Незадолго до этого медленные МА волны, распространявшиеся вдоль корональных петель, были обнаружены с помощью ультрафиолетового спектрометра Ultraviolet Coronagraph Spectrometer (UVCS) на борту Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), а также аппаратом TRACE (см. [10–12]). Таким образом, волновые процессы в солнечной короне, несомненно, занимают особое место среди наблюдаемых явлений. Наблюдения показали, что именно МГД колебания и волны встречаются в солнечной короне довольно часто (см., напр., обзоры [13–15]).

Сочетание МГД теории и наблюдательных данных позволило не только связать наблюдения с определенным типом волн, но и использовать эти волны как диагностический инструмент для определения параметров солнечной атмосферы. Идея использования волн для получения информации об атмосфере Солнца легла в основу корональной сейсмологии – направления солнечной физики, изучающего параметры верхних слоев с помощью МГД волн и колебаний [16, 17].

Однако нередко встает вопрос о применимости тех или иных математических моделей и важности учета различных процессов для описания свойств волн с высокой степенью точности. Так, например, в статье С. А. Белова и др. [18] была проведена оценка ошибок при определении напряженности магнитного поля и температуры плазмы с использованием медленных МА волн, возникающая из-за исключения из рассмотрения процессов нагрева и охлаждения плазмы. Исследуя влияние теплового дисбаланса нагрева/охлаждения (о данном эффекте см. подробнее, напр., [19–21]) на дисперсионные свойства медленных МА волн в рамках модели тонкой потоковой трубки, авторы показали, что относительные ошибки определения параметров плазмы могут превышать 40%, если не учитывать неадиабатические процессы. Аналогично, в работе [22] авторы произвели оценку относительной ошибки в определении параметров плазмы с использованием медленных МА волн, но в приближении магнитного слоя, и получили, что ошибки могут превышать 50%.

Стоит отметить, что в обеих работах для оценки ошибок использовалась лишь одна фундаментальная поперечная гармоника медленных волн. Изначально модель тонкой потоковой трубки подразумевает наличие только одного решения, соответствующего медленной волне, в то время как модель магнитного слоя предполагает несколько решений, соответствующих разным поперечным гармоникам медленных волн. Поведение дисперсионных кривых для различных поперечных гармоник в реальности может отличаться. Фактически не всегда может быть получен ответ на вопрос о том, какая из поперечных гармоник была возбуждена в наблюдаемом возмущении сжатия. По этой причине имеется потребность понять, на каких временных масштабах различия в дисперсии могут быть существенными, а на каких ими для задач сейсмологии можно пренебречь. В данной работе мы исследуем данный вопрос путем анализа дисперсионных кривых для различных поперечных гармоник медленных волн, рассчитанных для характерных условий солнечной короны, на основе дисперсионного уравнения, полученного в рамках приближения магнитного слоя.

Дисперсионное соотношение. Нагрев и охлаждение в солнечной короне. Мы исследуем распространение медленных МА волн в корональном волноводе, представленном в виде магнитного слоя толщиной $2x_0$ с магнитным полем, направленным вдоль оси z (см. рис. 1 в [23]). Конечный размер волновода x_0 приводит к появлению геометрической дисперсии, то есть изменению скорости волны от звуковой скорости до трубочной скорости с ростом периода волны. 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 [23], где дополнительный член в правой части энергетического уравнения соответствует неадиабатическим процессам, таким как нагрев и радиационное охлаждение. В корональных условиях охлаждение с мощностью $L(\rho, T)$ происходит за счет излучения в оптически тонкой среде [24] и может быть описано формулой $L(\rho, T) = \frac{\rho}{4m^2} \Lambda(T)$, где $\Lambda(T)$ – функция радиационных потерь в зависимости от температуры плазмы. Мощность нагрева $H(\rho, T)$ моделируется степенной зависимостью от термодинамических параметров плазмы, таких как плотность и температура [25, 26]. Формула имеет вид $H(\rho, T) = h\rho^a T^b$, где h – константа, рассчитанная для уравновешивания охлаждения в стационарных условиях $H(\rho_0, T_0) = L(\rho_0, T_0)$; a и b – константы, определяемые конкретным механизмом нагрева.

Таким образом, дисперсионные соотношения для симметричных относительно оси, проходящей через $kx_0 = 0$, и изгибных медленных МА волн, имеют вид [23]:

$$(k_z^2 c_{A_i}^2 - \omega^2) \frac{k_{x_e}}{k_{x_i}} = - \left(\frac{\rho_{0_e}}{\rho_{0_i}} \right) (k_z^2 c_{A_e}^2 - \omega^2) \left(\frac{\tanh(k_{x_i} x_0)}{\coth(k_{x_1} x_0)} \right), \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} k_{x_{i,e}}^2 &= \frac{(A_{Q_{i,e}}^2 m_{Q_{i,e}}^2 + i\omega\tau_{V_{i,e}} A_{i,e}^2 m_{i,e}^2)}{(A_{Q_{i,e}}^2 + i\omega\tau_{V_{i,e}} A_{i,e}^2)}, \\ A_{i,e}^2 &= (c_{A_{i,e}}^2 + c_{s_{i,e}}^2)(k_z^2 c_{T_{i,e}}^2 - \omega^2), \\ A_{Q_{i,e}}^2 &= (c_{A_{i,e}}^2 + c_{SQ_{i,e}}^2)(k_z^2 c_{T_{Q_{i,e}}}^2 - \omega^2), \\ m_{i,e}^2 &= \frac{(k_z^2 c_{A_{i,e}}^2 - \omega^2)(k_z^2 c_{s_{i,e}}^2 - \omega^2)}{(c_{A_{i,e}}^2 + c_{s_{i,e}}^2)(k_z^2 c_{T_{i,e}}^2 - \omega^2)}, \\ m_{Q_{i,e}}^2 &= \frac{(k_z^2 c_{A_{i,e}}^2 - \omega^2)(k_z^2 c_{SQ_{i,e}}^2 - \omega^2)}{(c_{A_{i,e}}^2 + c_{SQ_{i,e}}^2)(k_z^2 c_{T_{Q_{i,e}}}^2 - \omega^2)}. \end{aligned}$$

Здесь ρ_0 – плотность плазмы в невозмущенном состоянии, ω – частота волны, а k_x, k_z – волновые числа в x - и z -направлениях, соответственно. Также было введено характерное время $\tau_V = C_V/Q_{0T}$, где $Q(\rho, T) = L(\rho, T) - H(\rho, T)$ – обобщённая функция тепловых потерь, равная разнице между радиационным охлаждением и нагревом, $Q_{0T} = (\partial Q/\partial T)_{\rho_0, T_0}$ и $Q_{0\rho} = (\partial Q/\partial \rho)_{\rho_0, T_0}$. Индексы “ i ”, “ e ” – соответствуют параметрам

внутри и снаружи слоя. В дисперсионном соотношении используются характерные скорости для МГД-волн, такие как 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 $c_{SQ} = \sqrt{\frac{\left(Q_{0T} - \frac{\rho_0}{T_0}Q_{0\rho}\right)k_B T_0}{Q_{0T} m}}$ – модифицированная скорость звука, которая является низкочастотным предельным значением в случае термически активной однородной плазмы. Низкочастотный предел фазовой скорости медленных МА волн без учета роли теплового дисбаланса в слое конечного поперечного размера x_0 выражается трубочной скоростью $c_T = \sqrt{\frac{c_A^2 c_S^2}{c_A^2 + c_S^2}}$ [27], а низкочастотный предел фазовой скорости медленных МА волн с учетом роли теплового дисбаланса, модифицированной трубочной скоростью $c_{TQ} = \sqrt{\frac{c_A^2 c_{SQ}^2}{c_A^2 + c_{SQ}^2}}$ [23]. Кроме того, T_0, P_0 и B_0 соответствуют невозмущенным значениям температуры, давления и магнитного поля плазмы. 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.

Анализ гармоник и дисперсии магнитоакустических волн. Поскольку полученные дисперсионные соотношения (1) являются трансцендентными, то для анализа медленных МА волн было проведено численное решение для условий солнечной короны. Для наших расчетов мы использовали параметризацию механизма нагрева, предложенную в работе [28] на основе анализа наблюдений затухающих медленных МА волн в долгоживущих корональных плазменных структурах, где показатели степени в функции нагрева равны $a = 0.5$, $b = -3.5$.

На рис. 1(б) показан график фазовой скорости $\text{Re}(\omega)/k$ от периода P для медленных симметричных магнитоакустических волн. Для исследуемого дисперсионного соотношения (1) было найдено четыре решения, соответствующих первым четырем поперечным гармоникам ($k_x = \pi n/2x_0, n = 1, 2, 3, 4$), медленных волн, фазовая скорость которых изменяется в диапазоне от c_{TQ_i} до c_{s_i} . Поперечные профили найденных волн, соответственно, представлены на рис. 1(а). Оранжевые и белый цвет на рис. 1(а) соответствуют областям внутри и снаружи слоя. Как видно из рис. 1(б), зависимости фазовой скорости от периода различаются для разных гармоник, однако в длинновол-

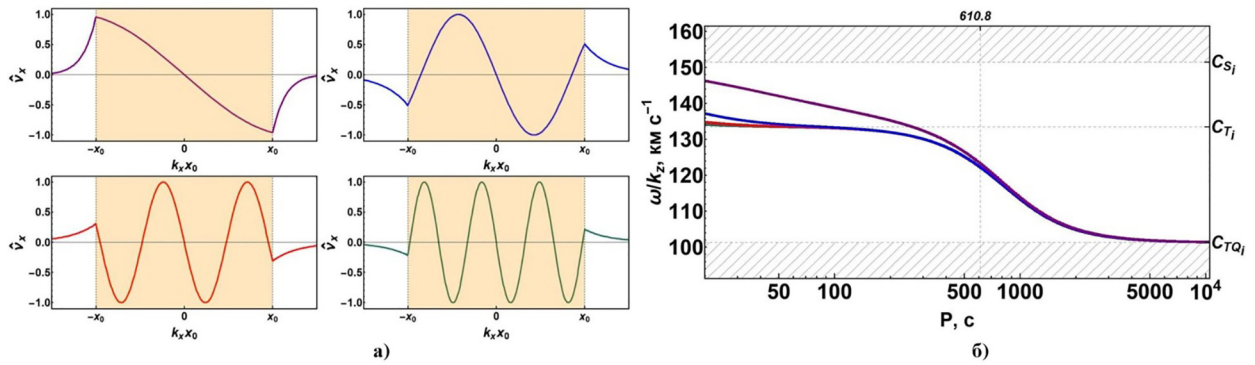


Рис. 1: (а) Профили амплитуды поперечной компоненты вектора скорости медленных волн в “теплой” корональной петле в некоторый момент времени. (б) Фазовые скорости медленных волн в “теплой” корональной петле. Расчеты выполнены для магнитного слоя с $T_0 = 1$ МК, $n_0 = 10^{10}$ см $^{-3}$, $B_0 = 10$ Гс, $x_0 = 1$ Мм.

новом пределе (низкочастотном диапазоне) разница между ними практически исчезает. Вертикальная штриховая линия, указанная на рис. 1(б), показывает характерный период, в данном случае равный 610.8 с, при котором различие скоростей не превышает 1%. Учитывая, что наблюдения распространяющихся медленных волн согласно наблюдениям спутника SDO в корональных петлях имеют период 10–20 минут (> 600 с), мы можем сделать вывод, что выбор поперечной моды медленной волны для сейсмологического анализа параметров “теплой” солнечной корональной плазмы не является решающим фактором.

Нами также исследовалась зависимость вышеупомянутого характерного периода, при котором наблюдается “слияние” волн (когда различие скоростей меньше 1%) от параметра β в солнечной плазме. Параметр β отражает отношение между газовым и магнитным давлениями в плазме, то есть отношение тепловой и магнитных энергий, и выражается как $\beta = \frac{8\pi P_0}{B_0^2}$. На рис. 2 представлены графики зависимости фазовой скорости $\text{Re}(\omega)/k$ от периода P для четырех значений коэффициента β . Для каждого случая также было найдено четыре решения дисперсионного уравнения, которые соответствуют медленным волнам. Поперечный профиль каждой волны представлен на рис. 1(а) в соответствии с их цветом. Согласно полученным результатам с увеличением величины плазменной беты, характерный период смещается в область более высоких значений. Например, при значении $\beta = 0.72$ данный период составляет 1259.9 с, а при $\beta = 0.05$ – 5.2 с.

При этом важно отметить, что в основном отличия в дисперсии волн имеются между фундаментальной поперечной гармоникой и старшими поперечными гармониками. Отличия между старшими гармониками незначительны и проявляются лишь на тех периодах, что близки к пределу разрешающей способности современных инструментов.

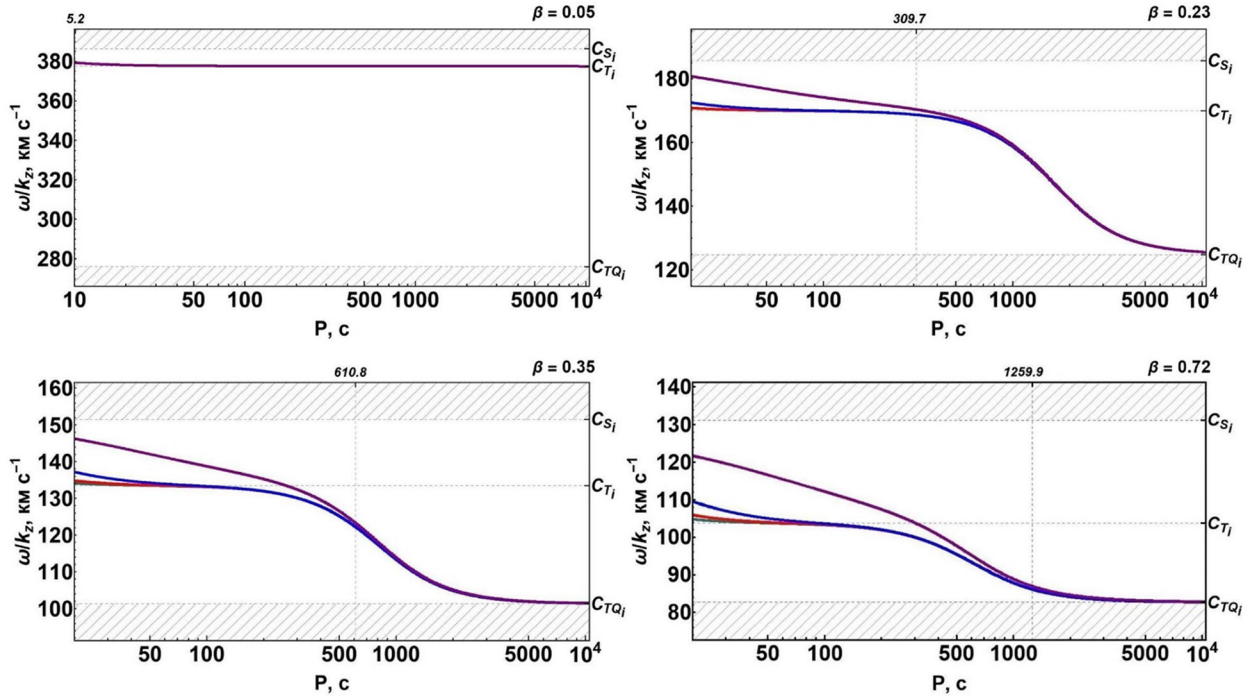


Рис. 2: Графики фазовых скоростей медленных МА волн при различных коэффициентах β .

Вывод. В настоящей работе было изучено влияние различных поперечных гармоник медленных МА волн на точность определения параметров солнечной короны, таких как напряженность магнитного поля и температура плазмы, полученных в приближении магнитного слоя. Анализ проводился с использованием дисперсионных соотношений для симметричных и изгибных МА волн, распространяющихся в плазменном слое при предполагаемом сильном магнитном структурировании.

С помощью численного решения дисперсионных соотношений было найдено четыре решения, соответствующие разным гармоникам медленных МА волн. Из анализа графиков зависимости фазовой скорости от периода было установлено, что фазовая скорость волн различается для различных гармоник, однако в длинноволновом пределе эта разница практически исчезает. Исследование зависимости периода, при котором наблюдается “слияние” волн от параметра β , показало, что этот период увеличивает-

ся при росте данного параметра. Отличия в дисперсии волн проявляются в первую очередь между фундаментальной поперечной гармоникой и старшими поперечными гармониками. Различия между старшими гармониками проявляются лишь на периодах, близких к пределу разрешающей способности современных инструментов. По этой причине, анализ дисперсионных характеристик волн может лишь позволить отличить: была ли возбуждена фундаментальная гармоника или гармоника высшего порядка.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10008 (<https://rscf.ru/project/23-22-10008/>) и Правительства Самарской области.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. Harvey, Highlights of Astronomy: Part II as Presented at the XVIth General Assembly 1976, pp. 223-239 (Springer, Dordrecht, 1977). https://doi.org/10.1007/978-94-010-1250-8_47.
- [2] E. R. Priest, Solar Physics **58**, 57 (1978). DOI: 10.1007/BF00152555.
- [3] G. S. Vaiana, R. Rosne, Annual Review of Astronomy and Astrophysics **16**(1), 393 (1978). DOI: 10.1146/annurev.aa.16.090178.002141.
- [4] A. Fludra, P. Brekke, R. A. Harrison, et al., The First Results from SOHO, pp. 487-509 (1997). DOI: 10.1007/978-94-011-5236-5_27.
- [5] C. J. Schrijver, A. M. Title, H. J. Hagenaar, R. A. Shine, Solar Physics **175**, 329 (1997). DOI: 10.1023/A:1004901916229.
- [6] O. Kjeldseth-Moe, P. Brekke, Solar Physics **182**, 73 (1998). DOI: 10.1023/A:1005031711233.
- [7] V. M. Nakariakov, L. Ofman, E. E. Deluca, et al., Science **285**(5429), 862 (1999). DOI: 10.1126/science.285.5429.862.
- [8] M. J. Aschwanden, L. Fletcher, C. J. Schrijver, D. Alexander, The Astrophysical Journal **520**(2), 880 (1999). DOI: 10.1086/307502.
- [9] M. J. Aschwanden, Space science reviews **149**, 31 (2009). DOI: 10.1007/s11214-009-9505-x.
- [10] D. Berghmans, F. Clette, Solar Physics **186**, 207 (1999). DOI: 10.1023/A:1005189508371.
- [11] I. De Moortel, R.W. Walsh, J. Ireland, American Institute of Physics **537**(1), 216 (2000). DOI: 10.1063/1.1324943.

- [12] E. Robbrecht, E. Verwichte, D. Berghmans, et al., *Astron. Astrophys.* **370**(2), 591 (2001). DOI: 10.1051/0004-6361:20010226.
- [13] V. M. Nakariakov, D. Y. Kolotkov, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **58**, 441 (2020). DOI: 10.1146/annurev-astro-032320-042940.
- [14] V. M. Nakariakov, S. A. Anfinogentov, P. Antolin, et al., *Space Science Reviews* **217**(6), 73 (2021). DOI: 10.1007/s11214-021-00847-2.
- [15] T. Wang, L. Ofman, D. Yuan, et al., *Space Science Reviews* **217**, 1 (2021). DOI: 10.1007/s11214-021-00811-0.
- [16] H. Rosenberg, *Astronomy and Astrophysics* **9**, 159 (1970).
- [17] Y. Uchida, *Publications of the Astronomical Society of Japan* **22**, 341 (1970).
- [18] S. A. Belov, N. E. Molevich, D. I. Zavershinskii, *Sol. Phys.* **296**(8), 122 (2021). DOI: 10.1007/s11207-021-01868-4.
- [19] D. Y. Kolotkov, D. I. Zavershinskii, V. M. Nakariakov, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **63**(12), 124008 (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/ac36a5.
- [20] D. I. Zavershinskii, D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, et al., *Physics of Plasmas* **26**(8), 082113 (2019). DOI: 10.1063/1.5115224.
- [21] D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, D. I. Zavershinskii, *Astronomy & Astrophysics* **628**, A133 (2019). DOI: 10.1051/0004-6361/201936072.
- [22] Д. В. Агапова, Д. И. Завершинский, С. А. Белов, Н. Е. Молевич, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **50**(5), 38 (2023). DOI: 10.3103/S1068335623050020.
- [23] D. V. Agarova, S. A. Belov, N. E. Molevich, D. I. Zavershinskii, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **514**(4), 5941 (2022). DOI: 10.1093/mnras/stac1612.
- [24] G. Del Zanna, K. P. Dere, P. R. Young, E. Landi, *The Astrophysical Journal* **909**(1), 38 (2021). DOI: 10.3847/1538-4357/abd8ce.
- [25] R. Rosner, W. H. Tucker, G. S. Vaiana, *The Astrophysical Journal* **220**, 643 (1978).
- [26] M. Carbonell, J. Terradas, R. Oliver, J. L. Ballester, *Astronomy & Astrophysics* **460**(2), 573 (2006). DOI: 10.1051/0004-6361:20065528.
- [27] P. M. Edwin, B. Roberts, *Sol. Phys.* **76**, 239 (1982). DOI: 10.1007/BF0017098.
- [28] D. Y. Kolotkov, T. J. Duckenfield, V. M. Nakariakov, *Astronomy & Astrophysics* **644**, A33 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/202039095.

Поступила в редакцию 8 апреля 2024 г.

После доработки 28 мая 2024 г.

Принята к публикации 29 мая 2024 г.