

АСТРОНОМИЯ И ФИЗИКА КОСМОСА

УДК 523.9; 533.9; 534.2

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОЗАВИСИМОГО НАГРЕВА НА УСИЛЕНИЕ ИЗГИБНЫХ ВОЛН В КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ С ТЕПЛОВЫМ ДИСБАЛАНСОМ

Д. В. Агапова^{1,2}, С. Ю. Пичугин¹, Д. И. Завершинский^{1,2},
Н. Е. Молевич^{1,2}, Д. С. Рящиков^{1,2}

В статье исследуется влияние магнито­зависимого на­грева на усиление быстрых изгибных магнитоакустиче­ских волн в корональной плазме с тепловым дисбалансом. На основе теоретической модели тонкого магнитного слоя получено аналитическое выражение для декре­мента (инкремента) волн в низкочастотном пределе. Уста­новлено влияние магнито­зависимого нагрева, температу­ры плазмы и контраста плотностей на усиление изгибных волн в слое. Результаты способствуют пониманию ме­ханизмов долгоживущих колебаний в солнечной короне.

Ключевые слова: корональная плазма, магнито­гидродинамические волны, изгибные волны, тепловой дисбаланс, магнито­зависимый нагрев, корональная сейсмология, радиа­ционные потери.

Введение. Корональная сейсмология представляет собой перспективное направление исследований, использующее волновые процессы в плазме как инструмент для определения параметров корональных структур. Как отмечается в обзорных работах [1–3], анализ характеристик распространяющихся магнито­гидродинамических (МГД) волн позволяет получать уникальную информацию о физических условиях в различных ко­рональных образованиях. Особый интерес для исследователей представляют процессы,

¹ Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, 443011 Россия, г. Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: d.zavershinskii@gmail.com.

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, 443086 Россия, г. Самара, Московское ш., 34.

связанные с тепловым балансом плазмы. Многочисленные исследования [4, 5] убедительно демонстрируют, что параметры нагрева и охлаждения, а также их зависимость от термодинамических характеристик среды (температуры, плотности) и напряженности магнитного поля существенно влияют на динамику волновых процессов. В этом контексте особого внимания заслуживает работа [4], где проведен численный анализ дисперсионных характеристик МГД волн (изгибных и осесимметричных) в условиях, моделирующих корональные петли. Было показано, что в зависимости от характеристик нагрева и охлаждения эти волны могут не только поглощаться, но и усиливаться из-за изоэнтропической тепловой неустойчивости, связанной с нарушением теплового баланса. Важно отметить, что изгибные волны легче диагностировать, чем осесимметричные. Причем, на практике диагностируются как затухающие изгибные колебания солнечных петель, так и незатухающие, сохраняющие амплитуду в течение нескольких часов [6, 7]. Происхождение этих незатухающих колебаний пока остается загадкой и возможно как раз и связано с усилением изгибных волн. Современные теории пока не могут однозначно объяснить природу таких незатухающих колебаний, что делает актуальным изучение возможных механизмов их усиления.

В работе [8] впервые были получены аналитические условия усиления плоских волн с учетом зависимости тепловых процессов как от параметров плазмы, так и магнитного поля. Настоящее исследование развивает эти результаты, фокусируясь на быстрых изгибных колебаниях в тонких плазменных слоях.

Дисперсионное соотношение, механизмы нагрева и охлаждения, характерные скорости. В данной работе представлено теоретическое исследование быстрых изгибных МА волн в корональном плазменном волноводе. В качестве исследуемой модели рассматривается плоский магнитный слой. Данный подход более точно учитывает вклад геометрической дисперсии на свойства волн в сравнении с моделью тонких трубок [4] и не требует решения трансцендентного дисперсионного уравнения, записанного через функции Бесселя, как в случае применения модели магнитного цилиндра. Благодаря этому данная модель часто используется для задач анализа наблюдательных данных (см. подробнее [1]). Рассмотрен случай сильного магнитного структурирования, подразумевающий, что напряженность магнитного поля и плотность имеют ступенчатый профиль. Внутри слоя плотность больше, а магнитное поле меньше чем снаружи. Температура полагается везде одинаковой, при этом на границе слоя выполнено условие баланса полного давления. Модель представляет собой магнитный слой толщиной $2x_0$ с магнитным полем, направленным вдоль оси z (см. рис. 1 в [4]). Ранее уже были получе-

ны дисперсионные соотношения для быстрых/медленных симметричных относительно оси, проходящей через $x_0 = 0$, и изгибных МА волн [4]:

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

где гиперболические функции $\tanh(k_{x_i} x_0)$ и $\coth(k_{x_i} x_0)$ описывают симметричные и изгибные МА волны, соответственно. Здесь ρ_0 – плотность плазмы в невозмущенном состоянии, ω – частота волны, а k_x , k_z – волновые числа в x - и z -направлениях, соответственно. В настоящей работе поперечное волновое число представлено в виде следующей замены:

$$k_{x_{i,e}}^2 = \frac{-k_z \left(\frac{\omega^2}{k_z^2} - c_{A_{i,e}}^2 \right) \left[i\omega\tau_{V_{i,e}} \left(\frac{\omega^2}{k_z^2} - c_{S_{i,e}}^2 \right) + \left(\frac{\omega^2}{k_z^2} - c_{SQ_{i,e}}^2 \right) \right]}{i\omega\tau_{V_{i,e}} \left(\frac{\omega^2}{k_z^2} - c_{T_{i,e}}^2 \right) \left(c_{A_{i,e}}^2 + c_{S_{i,e}}^2 \right) + \left(\frac{\omega^2}{k_z^2} - c_{TQ_{i,e}}^2 \right) \left(c_{A_{i,e}}^2 + c_{SQ_{i,e}}^2 - c_{SQB_{i,e}}^2 \right)},$$

где индексы “ i ”, “ e ” соответствуют параметрам внутри и снаружи слоя.

В данной работе основной акцент был сделан на длинные волны с характерными размерами, сопоставимыми с длиной волновода. Поэтому при выводе уравнений (1) влияние диссипативных процессов, обусловленных вязкостью, конечной проводимостью и теплопроводностью, не принималось во внимание. В то же время при получении дисперсионных соотношений для описания динамики волн и осцилляций в плазме были учтены процессы тепловыделения, которые приводят к возникновению обратной связи между возмущениями параметров плазмы и тепловыделением. Для моделирования такой среды в системе МГД уравнений был учтен дополнительный член в правой части уравнения энергетического баланса, отвечающий за неадиабатические процессы, такие как нагрев и радиационное охлаждение.

В корональных условиях охлаждение с мощностью $L(\rho, T)$ обусловлено излучением в оптически тонкой среде и выражается формулой $L(\rho, T) = \rho\Lambda(T)/4m^2$, где $\Lambda(T)$ – функция, зависящая от температуры, которая может быть рассчитана с помощью атомной базы данных CHIANTI [9]. Мощность нагрева $H(\rho, T, |B|)$ моделируется степенной зависимостью от параметров плазмы, таких как плотность, температура и магнитное поле: $H(\rho, T, |B|) = h\rho^a T^b |B|^c$, где h – константа, рассчитанная для обеспечения баланса между нагревом и охлаждением в стационарных условиях: $H(\rho_0, T_0, |B_0|) = L(\rho_0, T_0)$. Константы a , b и c определяются конкретным механизмом нагрева [10, 11]. Значения T_0 , P_0 и B_0 соответствуют невозмущенным параметрам температуры, давления и величины магнитного поля.

Вследствие зависимости фазовой скорости от частоты, обусловленной тепловой активностью плазмы, были введены характерные времена: $\tau_V = C_V/Q_{0T}$ и $\tau_P = C_P T_0/(Q_{0T} T_0 - Q_{0\rho} \rho_0)$, где $Q(\rho, T, |B|) = L(\rho, T) - H(\rho, T, |B|)$ – обобщённая функция тепловых потерь, представляющая собой разницу между радиационным охлаждением и нагревом. Производные определяются следующим образом: $Q_{0T} \equiv (\partial Q/\partial T)_{\rho_0, T_0, B_0}$, $Q_{0\rho} \equiv (\partial Q/\partial \rho)_{\rho_0, T_0, B_0}$ и $Q_{0B} \equiv (\partial Q/\partial B)_{\rho_0, T_0, B_0}$. 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. С помощью характерных времен τ_V и τ_P можно ввести характерные предельные значения фазовых скоростей. В частности, была введена модифицированная скорость звука $c_{SQ} = \sqrt{\gamma_Q \frac{k_B T_0}{m}}$, где $\gamma_Q = 1 - \frac{\rho_0 Q_{0\rho}}{T_0 Q_{0T}}$, а также модифицированная трубочная скорость $c_{TQ} = \sqrt{\frac{c_A^2 c_{SQ}^2}{(c_A^2 + c_{SQ}^2 - c_{SQB}^2)}}$ [12, 13], которая учитывает влияние процессов нагрева и охлаждения и представляет собой низкочастотное предельное значение скорости для термически активной плазмы. Для учета влияния зависимости нагрева от магнитного поля на дисперсионные свойства волн была введена характерная скорость $c_{SQB}^2 = \frac{Q_{0B} B_0 k_B}{Q_{0T} m}$. В дисперсионных соотношениях (1) используются также такие характерные скорости, как скорость звука $c_S = \sqrt{\gamma \frac{k_B T_0}{m}}$, альфвеновская скорость $c_A = \sqrt{\frac{B_0^2}{4\pi \rho_0}}$ и трубочная скорость $c_T = \sqrt{\frac{c_A^2 c_S^2}{(c_A^2 + c_S^2)}}$, представляющая собой низкочастотный предел фазовой скорости медленных МА волн без учета роли теплового дисбаланса в слое конечного поперечного размера x_0 .

Декремент (инкремент) быстрых изгибных волн в условиях тонкого слоя. Поскольку дисперсионные соотношения (1) являются трансцендентными уравнениями, прямое получение точного аналитического выражения для декремента (инкремента) оказывается затруднительным. Для вывода декремента (инкремента) изгибных волн необходимо ввести упрощающее предположение, а именно ограничиться рассмотрением тонкого магнитного слоя, для которого выполняется условие $k_{x_i} x_0 \ll 1$. В таком случае выражение (1) можно значительно упростить, применяя приближение $\coth(k_{x_i} x_0) \cong 1/k_{x_i} x_0$, что позволяет получить дисперсионное соотношение для изгибных МА волн в низкочастотном пределе:

$$k_{xe} x_0 \left(\frac{\omega^2}{k_z^2} - c_{Ai}^2 \right) = - \left(\frac{\rho_{0e}}{\rho_{0i}} \right) \left(\frac{\omega^2}{k_z^2} - c_{Ae}^2 \right). \quad (2)$$

Если $k_{xe} \rightarrow 0$ при $k_z \rightarrow 0$, то из (2) следует, что $\omega^2/k_z^2 \rightarrow c_{Ae}^2$. Это означает, что фазовая скорость изгибных волн в низкочастотном пределе стремится к значению c_{Ae} , что

соответствует быстрой изгибной волне. Для дальнейшего анализа предположим, что $\omega^2/k_z^2 = c_{Ae}^2 + Y_{fk}$, где дополнительное слагаемое $|Y_{fk}| \ll c_{Ae}^2$. В этом случае уравнение (2) преобразуется к виду:

$$k_{xe}x_0(c_{Ae}^2 - c_{Ai}^2) = - \left(\frac{\rho_{0e}}{\rho_{0i}} \right) Y_{fk}. \quad (3)$$

При отсутствии тепловыделения уравнение (3) сводится к выражению:

$$-k_z^2 x_0^2 c_{Ae}^2 \left(1 - \frac{c_{Se}^2}{c_{Ae}^2} \right) \left(1 - \frac{c_{Ai}^2}{c_{Ae}^2} \right)^2 \frac{\rho_{0i}^2}{\rho_{0e}^2} = Y_{fk},$$

то есть

$$\frac{\omega^2}{k_z^2} = c_{Ae}^2 \left[1 - k_z^2 x_0^2 \left(1 - \frac{c_{Se}^2}{c_{Ae}^2} \right) \left(1 - \frac{c_{Ai}^2}{c_{Ae}^2} \right)^2 \frac{\rho_{0i}^2}{\rho_{0e}^2} \right]. \quad (4)$$

Уравнение (4) совпадает с соответствующим выражением, полученным ранее в [14] для тонких магнитных трубок. В этом случае затухание отсутствует, и возникает лишь небольшая поправка к фазовой скорости, зависящая от величины $k_z^2 x_0^2$.

Однако при наличии тепловыделения частота в выражении (2) становится комплексной: $\omega = \text{Re}(\omega) + i\text{Im}(\omega)$. Случай $\text{Im}(\omega) > 0$ соответствует затуханию. Предполагая, что $|\text{Im}(\omega)| \ll \text{Re}(\omega)$, из дисперсионного соотношения можно вывести аналитическое выражение для декремента (инкремента) быстрых изгибных волн в тонком магнитном слое:

$$\begin{aligned} \text{Im}(\omega) = & k_z^2 (k_z x_0)^2 \frac{\tau_{Ve} \rho_{0i}^2 (c_{Ae}^2 - c_{Ai}^2)^2}{2\rho_{0e}^2} \times \\ & \times \frac{(c_{Ae}^2 - c_{Te}^2)(c_{Ae}^2 - c_{SQe}^2)(c_{Ae}^2 + c_{Se}^2) - (c_{Ae}^2 - c_{Se}^2)(c_{Ae}^2 - c_{TQe}^2)(c_{Ae}^2 + c_{SQe}^2 - c_{SQBe}^2)}{k_z^2 c_{Ae}^2 \tau_{Ve}^2 (c_{Ae}^2 - c_{Te}^2)^2 (c_{Ae}^2 + c_{Se}^2)^2 + (c_{Ae}^2 - c_{TQe}^2)^2 (c_{Ae}^2 + c_{SQe}^2 - c_{SQBe}^2)^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из формулы видно, что в низкочастотном пределе относительно времени тепловыделения τ_{Ve} , когда выполнено условие $\omega \tau_{Ve} = k_z c_{Ae} \tau_{Ve} \ll 1$, декремент быстрых изгибных волн пропорционален k_z^4 . Это существенно отличается от низкочастотного предела для плоских волн, где декремент пропорционален k_z^2 [8]. Кроме того, при $\tau_{Ve} \rightarrow \infty$ (мощность тепловыделения стремится к нулю) из (5) следует, что $\text{Im}(\omega) \rightarrow 0$. Это связано с тем, что рассматриваемое затухание МА волн в среде определяется именно процессом тепловыделения.

Рассмотрим случай, когда $c_{Ae}^2 \gg c_{Se}^2, c_{SQe}^2, c_{SQBe}^2$. В этом приближении выполняются соотношения: $c_{Te}^2 \approx c_{Se}^2$, $c_{TQe}^2 \approx c_{SQe}^2$, и из уравнения (5) можно получить выражение для мнимой части частоты в виде:

$$\text{Im}(\omega) = \frac{k_z^2 \tau_{Ve} (k_z x_0)^2 \rho_{0i}^2 (c_{Ae}^2 - c_{Ai}^2)^2 (c_{SQBe}^2 + c_{Se}^2 - c_{SQe}^2)}{2\rho_{0e}^2 c_{Ae}^4 (k_z^2 c_{Ae}^2 \tau_{Ve}^2 + 1)}. \quad (6)$$

Из этого выражения следует, что при выполнении условия $c_{SQBe}^2 + c_{Se}^2 - c_{SQe}^2 < 0$ мнимая часть частоты $\text{Im}(\omega) < 0$, что соответствует усилению быстрых изгибных МА волн. Важно отметить, что при $c_{SQBe}^2 < 0$ усиление быстрых изгибных волн возможно даже в случае $c_{Se} > c_{SQe}$, то есть когда в плазме с тепловыделением, не зависящим от магнитного поля, будет наблюдаться затухание МА волн [8].

Рассматриваемый случай $c_{Ae}^2 \gg c_{Se}^2, c_{SQe}^2, c_{SQBe}^2$ позволяет получить явное выражение для условия усиления быстрых изгибных МА волн в низкочастотном пределе. Используя записанное ранее выражение для обобщенной функции тепловых потерь $Q(\rho, T, |B|)$, находим:

$$c_{SQBi}^2 = c_{SQBe}^2 = \frac{c}{b - \alpha} \frac{k_B T_0}{m}, \quad c_{SQi}^2 = c_{SQe}^2 = \frac{\alpha - b + a - 1}{\alpha - b} \frac{k_B T_0}{m}.$$

Условие усиления $c_{SQBe}^2 + c_{Se}^2 - c_{SQe}^2 < 0$ теперь можно переписать в следующем виде:

$$-\frac{c}{\alpha - b} + \gamma - 1 + \frac{1 - a}{\alpha - b} < 0, \quad (7)$$

где параметр α из температурной зависимости радиационных теплотерь $\Lambda(T)$, которая вычисляется с использованием базы данных CHIANTI [9], при условии $\Lambda(T) \sim T^\alpha$.

Исследование затухания и усиления волн в корональной плазме. Исследование декремента (инкремента) быстрых изгибных МА волн в данном разделе проводится для параметров, соответствующих качественно различным типам корональных петель. Учитывая значительный разброс наблюдаемых данных, физические условия в корональных петлях могут значительно варьироваться: контраст плотности, толщина петель, напряженность магнитного поля, температура и другие параметры могут значительно отличаться. Это делает необходимым анализ волновых процессов для различных наборов параметров, чтобы охватить широкий спектр возможных конфигураций.

Таким образом, рассматривается модель магнитного слоя с параметрами, соответствующими трем характерным типам корональных структур: “холодные” петли – области с относительно низкой температурой (~ 0.5 – 1 МК), типичные для нижней короны; “теплые” петли – промежуточный случай (~ 1 – 2 МК), соответствующий активным областям; “горячие” петли – высокотемпературные структуры (> 2 МК), наблюдаемые, например, в областях вспышек. Параметры, использованные в исследовании, представлены в табл. 1. Вместо величины магнитного поля в таблице используется величина плазменной беты β , которая отражает отношение между газовым и магнитным давлениями в плазме и определяется выражением $\beta = \frac{8\pi P_0}{B_0^2}$.

Т а б л и ц а 1

Параметры магнитного слоя для расчетов

Параметры	“Холодные” петли	“Теплые” петли	“Горячие” петли
Температура внутри слоя T_{0i} , МК	0.6	1	6
Температура вне слоя T_{0e} , МК	0.6	1	6
Плазменная бета β	0.08	0.34	0.83
Концентрация внутри слоя n_{0i} , см ⁻³	10^9	10^{10}	10^{11}
Контраст плотностей n_{0i}/n_{0e}	2	5	10
Радиус слоя x_0 , Мм	1	1	1

Для расчетов в качестве показателей степени для плотности и температуры в функции $H(\rho, T, |B|)$ используются значения $a = 0.5$, $b = -3.5$, предложенные в работе [15] на основе анализа наблюдений затухающих медленных МА волн в долгоживущих корональных петлях. Значение константы h для мощности охлаждения определяется из условия $Q(\rho_0, T_0, B_0) = 0$.

Для того чтобы понимать, в каких границах работает полученное упрощенное выражение (5), сравним его с численным решением дисперсионного соотношения (1). Для этого построим график зависимости отношения $\text{Im}(\omega)/\text{Im}(\omega)_{\text{dis}}$ от $k_z x_0$ для некоторых типовых значений показателя степени магнитного поля s в функции нагрева [11]. Здесь $\text{Im}(\omega)$ – значение, рассчитанное по формуле (5), а $\text{Im}(\omega)_{\text{dis}}$ – значение, полученное численно из дисперсионного соотношения (1). Результат представлен на рис. 1.

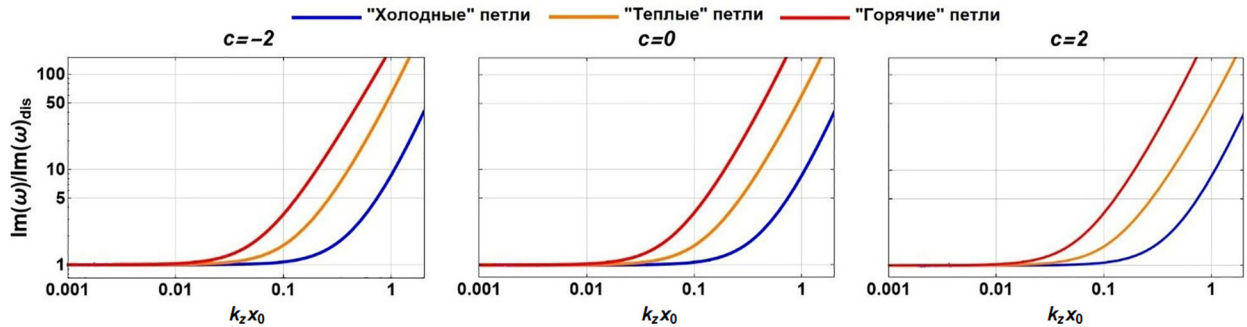


Рис. 1: Зависимость $\text{Im}(\omega)/\text{Im}(\omega)_{\text{dis}}$ для быстрых изгибных МА волн от поперечного волнового числа $k_z x_0$ для различных типов корональных петель при разных степенях магнитоинвариантного нагрева.

Из результатов, показанных на рис. 1, следует, что аналитическая формула (5) хорошо согласуется с решением дисперсионного соотношения в области длинных волн. При этом границы области применимости аналитического выражения варьируются в зависимости от типа корональной петли. Для “горячих” петель область применения формулы (5) самая узкая. Для “холодных” петель, наоборот, наблюдается наиболее широкая область применимости, что является достаточно удачным результатом, так как незатухающие колебания зачастую наблюдаются в каналах SDO/AIA, соответствующих “холодным” и “теплым” петлям. Графики также показывают влияние показателя степени магнитного поля s в функции нагрева. При различных значениях наблюдается незначительная разница в поведении отношения $\text{Im}(\omega)/\text{Im}(\omega)_{\text{dis}}$. Это указывает на то, что изменение степени s не оказывает существенного влияния на согласие между аналитической формулой и дисперсионным соотношением.

На рис. 2 показана зависимость декремента (инкремента) быстрых изгибных МА волн $\text{Im}(\omega)$ от безразмерного волнового числа $k_z x_0$ для различных типов корональных петель.

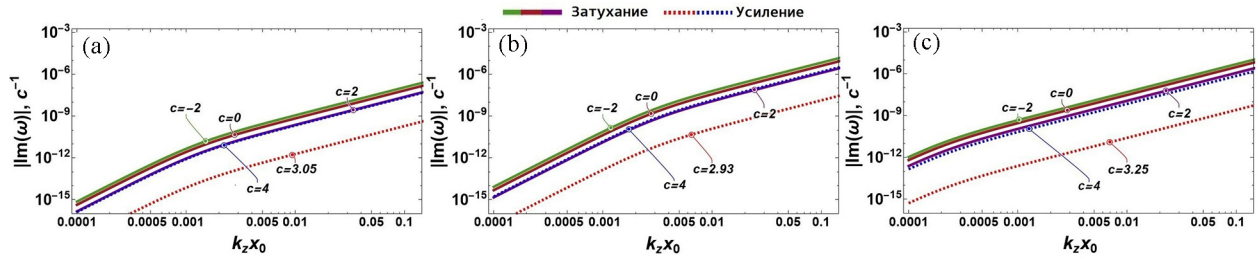


Рис. 2: Зависимость декремента (инкремента) $\text{Im}(\omega)$ от безразмерного волнового числа $k_z x_0$, рассчитанная для “холодной” (a), “теплой” (b) и “горячей” (c) петли (см. табл. 1).

На основе анализа графиков можно сделать следующие выводы. Чем выше температура корональной петли, тем более значительным становится влияние радиационных потерь на динамику волн. Это приводит к тому, что в горячих петлях усиление волн происходит при больших значениях параметра s по сравнению с “теплыми” и “холодными” петлями. Такое поведение может быть объяснено более сложной динамикой системы, обусловленной конкуренцией между магнито-зависимым нагревом и радиационным охлаждением. Графики также демонстрируют, что степень магнито-зависимого нагрева играет ключевую роль в определении динамики быстрых изгибных МА волн в корональной плазме.

Для быстрых оценок возможности усиления для рассматриваемого механизма нагрева удобно использовать приближенное явное выражение (7) для условия усиления быстрых изгибных МА волн в низкочастотном пределе, которое выполняется при условии $c_{Ae}^2 \gg c_{Se}^2, c_{SQe}^2, c_{SQBe}^2$. Проведем анализ выполнения данного условия для различных типов корональных структур. Наименьшее отличие от расчетов по формуле (5) наблюдается для “холодных” петель с температурой $T = 0.6 \times 10^6$ МК (параметр $\alpha = 0.166$), где предсказанное формулой критическое значение $c_{crit} > 2.94$ отличается от численных результатов ($c_{crit} \geq 3.05$) всего на 4%. Эта небольшая погрешность объясняется неучетом членов высшего порядка и незначительными отклонениями от строгого выполнения условия $c_{Ae}^2 \gg c_{Se}^2, c_{SQe}^2, c_{SQBe}^2$. Для “теплых” петель ($T = 1 \times 10^6$ МК и $\alpha = -0.0582$) расхождение между аналитическим предсказанием ($c_{crit} \geq 2.79$) и численными данными ($c_{crit} \geq 2.93$) увеличивается до 5%. Наконец, для “горячих” корональных петель ($\alpha = 0.425$ при $T = 6 \times 10^6$ МК) теоретический результат $c_{crit} \geq 3.12$, что соответствует погрешности около 4%. Видно, что явное выражение (7) имеет хорошую точность для широкого диапазона условий.

Анализ условий усиления волн в корональной плазме в зависимости от изменения параметров. В данном разделе мы проанализируем, как пороговое значение параметра c_{crit} , при котором наблюдается усиление, изменяется в зависимости от различных параметров. В качестве базовых параметров будут использованы характеристики “теплой” петли (см. табл. 1). Результаты исследования представлены в табл. 2–4.

Т а б л и ц а 2

Зависимость критического порога напряжённости магнитного поля от температуры

	Температура T						
	1 МК	1.25 МК	1.5 МК	2 МК	2.5 МК	3 МК	3.25 МК
Численное значение, c_{crit}	2.93	2.72	2.52	1.35	1.06	1.81	2.15
Теоретическое значение, c_{crit}	2.79	2.61	2.4	1.30	1.02	1.73	2.05

Т а б л и ц а 3

*Зависимость критического порога напряжённости магнитного поля
от плазменной беты*

	Плазменная бета β					
	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.5
Численное значение, c_{crit}	2.88	2.9	2.91	2.93	2.94	2.97
Теоретическое значение, c_{crit}	2.79					

Т а б л и ц а 4

*Зависимость критического порога напряжённости магнитного поля
от контраста плотностей*

	Контраст плотностей, (n_{0i}/n_{0e})				
	3	4	5	6	7
Численное значение, c_{crit}	3.03	2.96	2.93	2.9	2.89
Теоретическое значение, c_{crit}	2.79				

Из анализа таблиц следует, что значимым параметром, влияющим на условия усиления волн, является температура. Контраст плотностей и плазменная бета оказывают меньшее влияние в рассмотренном диапазоне. Для точного определения условий усиления необходимо учитывать комплексное взаимодействие различных параметров плазмы.

Заключение. В данной работе проведено теоретическое исследование влияния магнитозависимого нагрева на динамику быстрых изгибных магнитоакустических волн в корональной плазме. В результате получено аналитическое выражение для декремента затухания (инкремента усиления) быстрых изгибных волн в тонком магнитном слое с учетом теплового дисбаланса. Показано, что в низкочастотном пределе декремент пропорционален четвертой степени волнового числа. Установлены условия перехода от затухания к усилению волн, которые определяются параметрами нагрева и охлаждения плазмы. Проведен сравнительный анализ для трех типов корональных петель (“холодных”, “теплых” и “горячих”). Исследована зависимость условий усиления от различных параметров плазмы.

Полученные результаты важны для понимания механизмов раскачки изгибных колебаний в солнечной короне и могут быть использованы для интерпретации наблюдаемых долгоживущих колебаний корональных петель. В дальнейшем планируется рас-

ширить исследование на случай более сложных магнитных конфигураций и учета дополнительных физических эффектов.

Работа частично поддержана в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проекты FSSS-2023-0009, FFMR-2024-0017).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. M. Nakariakov, S. Zhong, D. Y. Kolotkov, et al., *Rev. Mod. Plasma Phys.* **8**(19), (2024). DOI: 10.1007/s41614-024-00160-9.
- [2] Y. Taroyan, R. Erdélyi, *Space science reviews* **149**, 229 (2009). DOI: 10.1007/s11214-009-9506-9.
- [3] V. M. Nakariakov, *Advances in Space Research* **39**(12), 1804 (2007). DOI: 10.1016/j.asr.2007.01.044.
- [4] D. V. Agapova, S. A. Belov, D. I. Zavershinskii, *MNRAS* **528**(4), 6751 (2024). DOI: 10.1093/mnras/stae315.
- [5] T. J. Duckenfield, D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, *A & A* **646**(A155), (2021). DOI: 10.1051/0004-6361/202039791.
- [6] T. Wang, L. Ofman, J. M. Davila, Y. Su, *Astrophys. J. Lett.* **751**(2), L27 (2012). DOI: 10.1088/2041-8205/751/2/L27.
- [7] S. Anfinogentov, G. Nisticò, V. M. Nakariakov, *A & A* **560**, A107 (2013). DOI: 10.1051/0004-6361/201322094.
- [8] Н. Е. Молевич, С. Ю. Пичугин, Д. С. Рящиков и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **51**(10), 51 (2024). DOI: 10.3103/S1068335624601249.
- [9] G. Del Zanna et al., *The Astrophysical Journal* **909**(1), 38 (2021). DOI: 10.3847/1538-4357/abd8ce.
- [10] R. Rosner, W. H. Tucker, G. S. Vaiana, *Astrophys. J.* **220**, 643 (1978).
- [11] C. H. Mandrini, P. Démoulin, J. A. Klimchuk, *Astrophys. J.* **530**(2), 999 (2000). DOI: 10.1086/308398.
- [12] Д. И. Завершинский, Н. Е. Молевич, Д. С. Рящиков и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **50**(9), 3 (2023). <https://ksf.lebedev.ru/contents.php?post=1&year=2023&number=09>.

- [13] D. Y. Kolotkov, D. I. Zavershinskii, V. M. Nakariakov, Plasma Phys. Control. Fusion. **63**(12), 124008 (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/ac36a5.
- [14] P. M. Edwin, B. Roberts, Sol. Phys. **76**, 239 (1982). DOI: 10.1007/BF00170986.
- [15] D. Y. Kolotkov, T. J. Duckenfield, V. M. Nakariakov, Astron. & Astrophys. **644**, A33 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/202039095.

Поступила в редакцию 17 июня 2025 г.

После доработки 23 июля 2025 г.

Принята к публикации 24 июля 2025 г.