

УДК 523.9-726-17

ЭВОЛЮЦИЯ СЛАБЫХ МГД-ВОЗМУЩЕНИЙ В МАГНИТНОМ СЛОЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПАХ ТЕПЛОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

© 2026 Д. В. Агапова^{1, 2*}, Д. И. Завершинский^{1, 2**}¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, Самара, 443086 Россия²Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Самара, 443011 Россия

Поступила в редакцию 10 марта 2026 года; после доработки 5 мая 2026 года; принята к публикации 18 июня 2026 года

В работе представлены результаты численного моделирования динамики плазменных возмущений при различных типах. Показано, что каждый тип неустойчивости формирует уникальные пространственно-временные структуры возмущений за счет специфического влияния на распределение энергии между модами и гармониками. Установлено существенное воздействие неадиабатических процессов на дисперсионные свойства волн и фазовые соотношения между возмущениями плотности и температуры. Наблюдаемые спектральные особенности демонстрируют различные изменения интенсивности в разных каналах, что подчеркивает важность мультиспектрального подхода для диагностики плазменных процессов. Полученные результаты способствуют углублению понимания механизмов коронального нагрева и открывают новые перспективы для корональной сейсмологии, предоставляя критерии для интерпретации наблюдательных данных.

Ключевые слова: Солнце: корона — магнитогидродинамика (МГД) — волны — плазма — неустойчивости

1. ВВЕДЕНИЕ

Регистрация и анализ волновых явлений в солнечной короне — одно из ключевых направлений современной физики Солнца, поскольку эти явления предоставляют важную информацию о процессах переноса энергии, свойствах плазмы и конфигурации магнитного поля. Особое значение они имеют для понимания коронального нагрева — одной из главных проблем современной солнечной физики, связанной с тем, что температура короны на несколько порядков превышает фотосферную (Browning, 1991; Narain and Ulmschneider, 1996; Klimchuk, 2006, 2015).

В последнее десятилетие исследования динамики плазменных процессов в солнечной атмосфере достигли значительного прогресса благодаря появлению нового поколения космических обсерваторий, таких как Solar Dynamics Observatory (SDO), Hinode, Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS) и Solar Orbiter, оснащенных современными инструментами для наблюдений (Lemen et al., 2012; Pesnell et al., 2012; De Pontieu et al., 2014; Rochus et al., 2020). Эти аппараты позволили изучать динамику плазменных процессов с беспрецедентным пространственным и временным разрешением.

Например, прибор Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на борту SDO регистрирует излучение в семи спектральных каналах экстремального ультрафиолетового (EUV) диапазона, чувствительных к различным температурным режимам (0.5–20 МК) (Boerner et al., 2012). Это открыло новые возможности для исследования тонкой структуры и динамики солнечной короны, включая распространение газодинамических возмущений (De Moortel and Nakariakov, 2012; Liu and Ofman, 2014; Nakariakov and Kolotkov, 2020).

К наиболее крупномасштабным явлениям в солнечной короне относятся глобальные возмущения, такие как волны Моретона и EIT-волны. Они характеризуются большими амплитудами и способны распространяться на значительные расстояния, достигая хромосферы. Считается, что их природа связана с быстрыми магнитоакустическими (МА) волнами, возникающими под воздействием мощных солнечных вспышек (Liu et al., 2012; Kwon et al., 2013; Liu and Ofman, 2014). Помимо глобальных волн, в корональных структурах наблюдаются локализованные квазипериодические колебания, регистрируемые в различных объектах, включая протуберанцы, корональные дыры и корональные петли (DeForest and Gurman, 1998; Banerjee et al., 2000; Banerjee et al., 2001; King et al., 2003; Banerjee et al., 2011; Jiao et al., 2015).

*E-mail: agapovadaria2019@gmail.com

**E-mail: zavershinskiy.di@ssau.ru

Например, в корональных петлях часто наблюдаются затухающие или возрастающие по амплитуде быстрые и медленные МА-волны (Nakariakov et al., 2019; Krishna Prasad and Van Doorselaere, 2021; Karakotov et al., 2024). Источниками этих колебаний могут служить вспышки, микровзрывы или взаимодействие плазмы с магнитными структурами (Conde et al., 2020; Zhang et al., 2020; Mandal et al., 2021; Wang et al., 2021).

Магнитоакустические волны активно применяются для диагностики параметров плазмы (Nakariakov et al., 2024; Zavershinskii and Agapova, 2026), и протекающих в ней неадиабатических процессов (Kolotkov, 2022). Важным аспектом анализа волновых явлений и последующей диагностики плазмы является связь между волнами и неадиабатическими процессами в короне. Например, наличие обобщенного источника теплотерь, который описывает баланс между нагревом и охлаждением плазмы, существенно влияет на дисперсионные свойства волн и их амплитудную динамику (Zavershinskii et al., 2019).

Обобщенный источник теплотерь определяется как разность радиационного охлаждения $L(\rho, T)$ и функции нагрева $H(\rho, T)$:

$$Q(\rho, T) = L(\rho, T) - H(\rho, T),$$

где величины зависят от термодинамических параметров среды — плотности ρ и температуры T (Rosner et al., 1978; Dahlburg and Mariska, 1988; Ibanez and Escalona, 1993). При этом наблюдаемые особенности динамики возмущений в плазме определяются не столько конкретным видом функции Q , сколько ее производными. Наличие такого источника теплотерь создает условия для развития тепловых неустойчивостей, которые, согласно классификации Филда (Field, 1965), подразделяются на три основных типа: изохорическую, изобарическую и изоэнтропическую.

Изобарическая неустойчивость развивается в условиях, когда полное давление остается практически постоянным, а температура и плотность подвержены значительным изменениям. Критерий изобарической неустойчивости выражается как

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_{\rho} - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial Q}{\partial \rho}\right)_T < 0.$$

Если в произвольном объеме при постоянном давлении происходит возмущение плотности и/или температуры, то количество теряемой энергии за счет оптически тонкого охлаждения $L(\rho, T)$ и приток тепла $H(\rho, T)$ могут изменяться. Неустойчивость возникает, когда рост температуры приводит к уменьшению Q (например, если охлаждение L растет с температурой медленнее, чем нагрев

H). Уменьшение чистых потерь означает преобладание нагрева над охлаждением, что вызывает дальнейший рост температуры. Таким образом, в среде реализуется положительная обратная связь, способствующая развитию неустойчивости. При постоянном давлении рост температуры сопровождается снижением плотности, и наоборот. В короне изобарическую неустойчивость обычно связывают с диапазонами температур плазмы, где мощность радиационного охлаждения резко падает при повышении температуры (см. более подробно вид функции охлаждения, рассчитанный по базе данных CHIANTI, Del Zanna et al., 2021). Данный тип неустойчивости ассоциируют с формированием протуберанцев (Smith and Priest, 1977; Antolin, 2020), а также с появлением холодных плотных сгустков, например, в ходе коронального дождя (Antolin et al., 2010).

Изохорическая неустойчивость $\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_{\rho} < 0$ может развиваться в различных магнитных структурах солнечной короны. Изменение давления, сопровождающее изохорные колебания температуры, способно вызывать движения среды, которые нарушают постоянство плотности (Field, 1965). Подобную динамику иногда ассоциируют с проявлением эффекта «катастрофического охлаждения» плазмы (Waters and Stricklan, 2025). Однако развитие данного типа неустойчивости является маловероятным из-за специфической зависимости радиационного охлаждения корональной плазмы от ее температуры и плотности. По этой причине процесс «катастрофического охлаждения» часто рассматривают как результат одновременной реализации нескольких типов тепловой неустойчивости.

Изоэнтропическая тепловая неустойчивость описывается критерием

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_{\rho} - \frac{\rho_0}{T_0(\gamma - 1)} \left(\frac{\partial Q}{\partial \rho}\right)_T < 0,$$

который совпадает с условием существования отрицательной второй вязкости в среде (Molevich and Oraevskii, 1988). Это условие указывает на наличие положительной обратной связи между акустическими волнами и неравновесным тепловыделением, что приводит к их усилению. Такая связь играет роль в динамике плазмы, особенно в условиях, где процессы нагрева и охлаждения зависят от температуры и плотности. Как показано в работах Heyvaerts (1974), Nakariakov et al. (2000), Chin et al. (2010), этот тип неустойчивости усиливает быстрые и медленные МА-возмущения, но не влияет на устойчивость альфвеновских волн.

Критерии тепловых неустойчивостей удобно записать с помощью параметров τ_P и τ_V , характеризующих время роста возмущения сжатия в изобарических и изохорических условиях соответственно:

$$\tau_P = \frac{C_P T_0}{Q_{0T} T_0 - Q_{0\rho} \rho_0}, \quad \tau_V = \frac{C_V}{Q_{0T}}, \quad (1)$$

где введены следующие производные обобщенной функции тепловых потерь:

$$Q_{0T} = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_{\rho_0, T_0}, \quad Q_{0\rho} = \left(\frac{\partial Q}{\partial \rho} \right)_{\rho_0, T_0}. \quad (2)$$

В терминах введенных характеристических времен τ_P и τ_V условия возникновения неустойчивостей выглядят следующим образом: $\tau_V < 0$ — для изохорической неустойчивости, $\tau_P < 0$ — для изобарической, $\frac{(\tau_P - \tau_V)}{\tau_P \tau_V} < 0$ — для изоэнтропической.

Для того чтобы глубже понять связь между свойствами МА-волн в условиях солнечной короны и протекающими в ней неадиабатическими процессами, важно представлять, как эта связь может проявляться в наблюдательных данных.

Полезным инструментом здесь служат тепловые неустойчивости: они вызывают значительные изменения параметров плазмы и могут быть надежно выявлены в наблюдениях. Другими словами, для совершенствования методик диагностики корональной плазмы нужно понимать, как в наблюдениях может проявлять себя развитие тепловых неустойчивостей. Поэтому в настоящей работе мы сосредоточимся на численном моделировании динамики начальных возмущений в термически активной плазме для случаев реализации основных типов тепловых неустойчивостей. Результаты моделирования будут представлены в том же формате, что и данные наблюдений инструмента SDO/AIA в трех спектральных каналах (171, 193 и 211 Å). Чувствительность этих каналов к различным температурным режимам плазмы позволит исследовать ее поведение в широком диапазоне условий.

2. МОДЕЛЬ И ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ

Для численного моделирования магнитогазодинамических (МГД) процессов в термически активной корональной плазме использован модуль на базе программного пакета **AMRVAC**¹⁾ (Adaptive Mesh Refinement Versatile Advection Code), позволяющий применять адаптивную сетку и решать уравнения идеальной одножидкостной магнитной

гидродинамики в трехмерной декартовой геометрии. Задача рассматривается в двумерной постановке: решение не зависит от одной из пространственных координат, поэтому все распределения и представленные графики являются двумерными. Поскольку основное внимание уделено эффекту теплового дисбаланса, вклад диссипативных процессов, связанных с вязкостью и теплопроводностью, в модели не учитывался; тепловой дисбаланс задан параметризованной функцией источников в уравнении энергии.

В качестве типовой структуры нами использовался плазменный волновод, который представляет собой область плотной плазмы со сравнительно слабым магнитным полем, окруженную более разреженной средой с усиленным полем. Устойчивость системы обеспечивается условием постоянства полного давления (суммы магнитного и газодинамического давлений) внутри и снаружи. В данной работе плазменный волновод моделировался как плоский слой в двумерной декартовой системе координат (см. рис. 1, Agapova et al., 2022). Такой подход широко распространен в моделировании эволюции МА-волн: он проще описания в цилиндрической геометрии и позволяет достаточно качественно воспроизводить их основные характеристики. Его преимущества и ограничения применительно к волнам в корональных петлях подробно рассмотрены в классических учебниках (например, Roberts, 2019). Выбор модели слоя также обусловлен наличием аналитических решений (Agapova et al., 2022; Agapova et al., 2024), которые были использованы для отладки численной модели. Предполагается, что плазма за пределами волновода однородна; внутри него ее параметры вдоль оси симметрии постоянны, а в поперечном направлении описываются Эпштейновским профилем (Masnamaga and Roberts, 2011).

Моделирование выполнялось в безразмерных единицах: пространственные параметры нормировались на полуширину волновода x_0 , а временные — на характерное время $\tau = R/c_{TI}$, где c_{TI} — изотермическая скорость звука внутри волновода. Моделируемый слой имел полуширину 2.4 Мм, что соответствует характерному радиусу корональной петли, при длине около 20 Мм. Хотя размеры модели уменьшены по сравнению с реальными корональными структурами, такой подход оправдан, поскольку основное внимание в исследовании сосредоточено на проявлениях теплового дисбаланса в УФ-диапазоне, а точные числовые значения характерных времен не являются критичными. Уменьшение размеров петли позволило оптимизировать вычислительные затраты. Все физические параметры (плотность, температура и др.) были приведены к безразмерному виду, с использованием в качестве масштабов их равновесных значений, типичных

¹⁾<https://amrvac.org/>

Таблица 1. Параметры слоя, используемые для расчетов

Параметры	Значение
Магнитное поле в слое B_{0i} , Гс	10
Температура в слое T_{0i} , МК	1.5
Температура вне слоя T_{0e} , МК	1.5
Концентрация электронов n_{0i} , см ⁻³	10^{10}
Контраст плотностей n_{0i}/n_{0e}	5
Полуширина слоя x_0 , Мм	2.4

для корональной плазмы. Характерное размерное значение мощности потерь для выбранных концентраций электронов и температуры было рассчитано как $L(\rho, T) \approx 1 \times 10^{12}$ эрг г⁻¹ с⁻¹. Стоит отметить, что из-за уменьшенных размеров петли, в ходе численных экспериментов пришлось искусственно завысить значение безразмерной мощности потерь/охлаждения, чтобы при заданных параметрах эффект теплового дисбаланса выглядел пропорционально и был различим. Для обозначения величин внутри и вне магнитного слоя использовались нижние индексы i и e соответственно. Конкретные значения параметров приведены в таблице 1.

В качестве начального возмущения была выбрана широкополосная гауссова функция, не зависящая от координаты x :

$$\begin{aligned} \rho_{in}(z, 0) &= A_\rho \exp[-(z - z_0)^2/\omega], \\ P_{in}(z, 0) &= A_P \exp[-(z - z_0)^2/\omega], \\ T_{in}(z, 0) &= P_{in}(z, 0) - \rho_{in}(z, 0), \\ V_{z,in}(z, 0) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Начальный импульс локализован в центральной части петли для наглядности моделирования. На границах расчетной области заданы отражающие граничные условия. Плотность, давление и поперечные компоненты магнитного поля экстраполировались из внутренних ячеек с нулевым градиентом. Продольная компонента скорости V_z задавалась антисимметрично: при отражении ее знак менялся на противоположный. Для продольной компоненты магнитного поля B_z использовалось аналогичное условие относительно фонового значения. Выбор стационарной температуры $T_{0i} = 1.5$ МК для моделирования обусловлен несколькими причинами. Согласно результатам работ Kolotkov et al. (2020), Zavershinskii and Agapova (2026) неадиабатические процессы наиболее значительно влияют на динамику волн в «холодных» и «теплых» корональных петлях

с температурой порядка 0.5–2 МК. Кроме того, данная температура хорошо регистрируется в трех спектральных каналах SDO/AIA: 171, 193 и 211 Å (см. рис. 1, Morgan and Pickering, 2019). Для сопоставления с наблюдениями, результаты моделирования эволюции возмущений представлены в формате, имитирующем данные инструмента SDO/AIA в указанных спектральных каналах. Отметим, что в рамках исследования рассматривался базовый случай, когда ось корональной петли ориентирована перпендикулярно лучу зрения наблюдателя, что соответствует наиболее простой геометрической конфигурации. Такой подход позволяет минимизировать проекционные эффекты и сосредоточиться на анализе физических процессов, связанных с развитием тепловых неустойчивостей. Кроме того, моделирование в настоящей работе сосредоточено на анализе линейной и слабо нелинейной стадий развития возмущения. По этой причине мы посчитали, что ожидать значительных проявлений тепловых неустойчивостей в каналах 94 и 131 Å, настроенных на температуры порядка 10 МК, не стоит. По той же причине мы не рассматривали канал 304 Å: при выбранных параметрах его отклик подразумевает развитие сильно нелинейной стадии неустойчивости. Поскольку максимумы функций отклика каналов 211 и 335 Å достаточно близки, мы ограничились рассмотрением только канала 211 Å, полагая, что в канале 335 Å стоит ожидать схожих проявлений вариаций интенсивности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ НАЧАЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В ТЕРМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ ДЛЯ НЕУСТОЙЧИВЫХ РЕЖИМОВ

В этом разделе представлены результаты численного моделирования динамики начального возмущения при реализации различных типов тепловых неустойчивостей (подробнее см. Zavershinskii et al., 2021). Ранее мы упоминали, что изохорическая неустойчивость ($\tau_V < 0$) в чистом виде практически не может быть реализована в плазме солнечной короны. Как видно из рис. 1 работы Zavershinskii et al. (2021), условия, способствующие ее возникновению, всегда сопровождаются развитием одной или двух других неустойчивостей — изобарической и/или изоэнтропической. В связи с этим в рамках настоящего исследования мы сознательно ограничиваемся рассмотрением только этих типов неустойчивостей.

При анализе результатов следует учитывать следующие ключевые особенности: на всех двумерных представлениях эволюции возмущений,

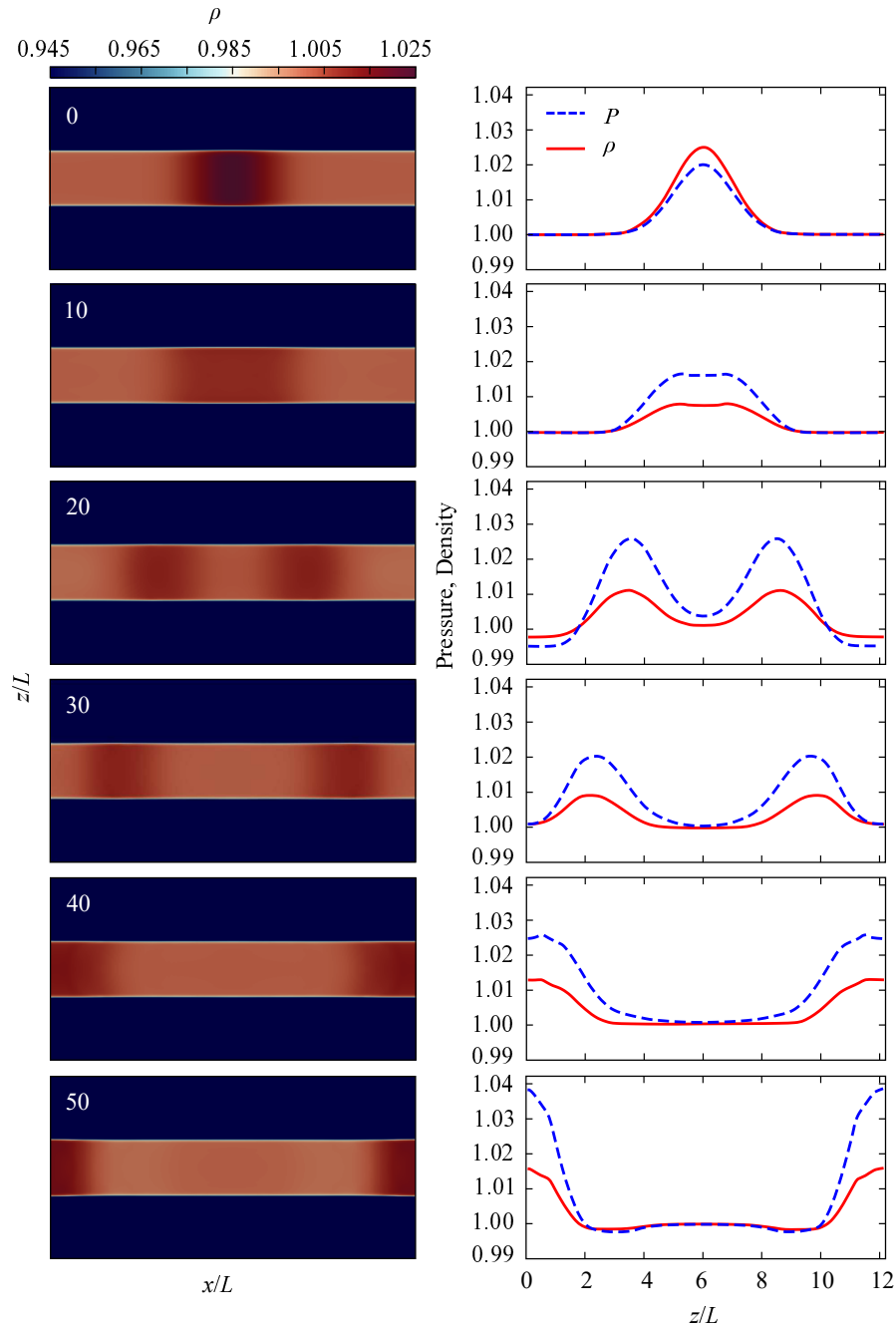


Рис. 1. Левые панели демонстрируют двумерное представление эволюции возмущения плотности в магнитном слое при изоэнтропической неустойчивости в различные моменты времени ($t = 0, 10, \dots, 50$). Начальное возмущение задавалось функцией Гаусса с амплитудами $A_\rho = 0.025$ (плотность) и $A_P = 0.02$ (давление). Мощность нагрева/охлаждения составляет $W = 2$. На правых панелях показан одномерный срез (вдоль оси z) возмущений плотности ρ (красная кривая) и давления P (синяя кривая), соответствующий двумерному представлению.

будь то вариации плотности или интенсивности в том или ином спектральном канале, ось абсцисс совпадает с z , которая направлена вдоль внешнего магнитного поля, а ось ординат соответствует x . Такая геометрическая конфигурация наглядно отражает динамику волновых процессов и распределение возмущений внутри плазменного волновода. Шаг по времени (в безразмерных единицах) указан

под каждым кадром на представленных рисунках. Цветовая гамма для представления возмущений в виде вариаций интенсивности соответствует стандартной шкале, используемой для визуализации данных прибора SDO/AIA, что упрощает сравнение результатов моделирования с наблюдательными данными. Отметим, что анализ вариаций интенсивности в характерных спектральных кана-

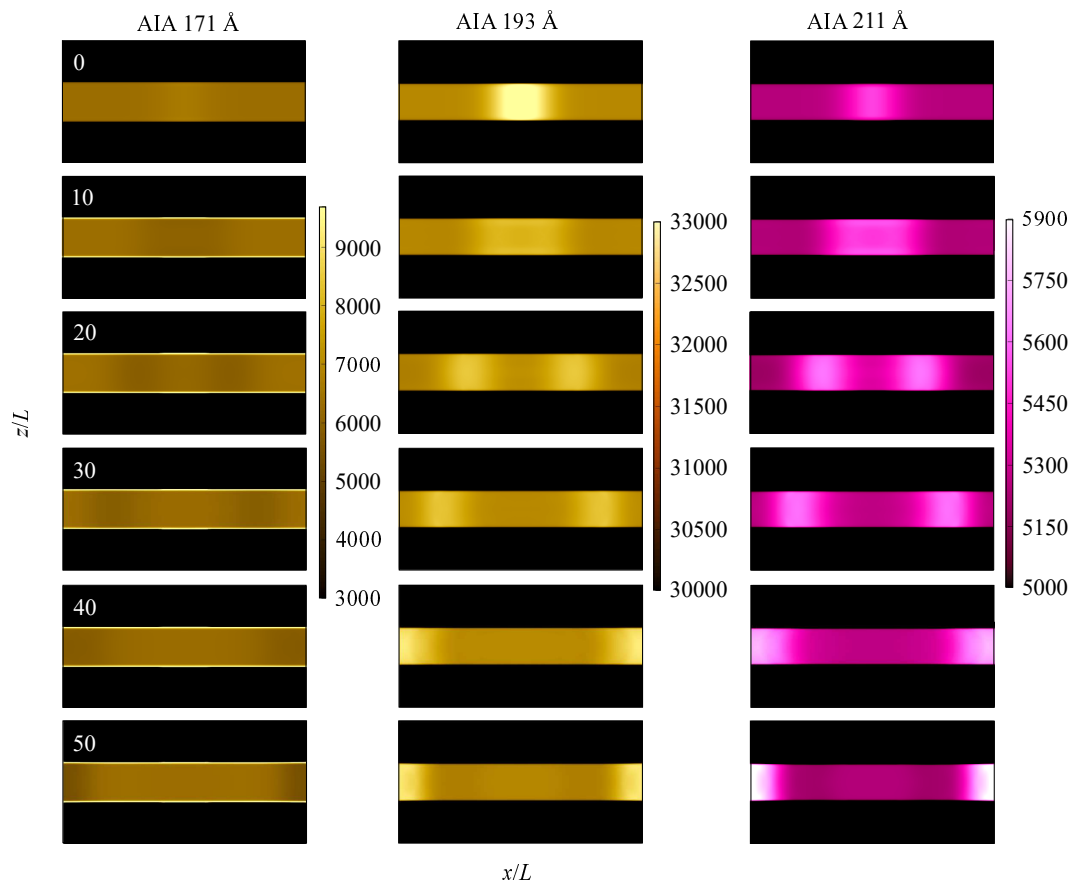


Рис. 2. Представление результатов моделирования, показанных на левых панелях рис. 1, в формате данных SDO/AIA для различных моментов времени.

лах (171, 193 и 211 Å) позволяет не только выявить особенности поведения плазмы при различных температурных режимах, но и проследить взаимосвязь между разномасштабными процессами, что особенно важно для комплексного анализа мультитемпературной динамики в корональных петлях.

3.1. Моделирование эволюции начального широкополосного возмущения при реализации изоэнтропической неустойчивости

Начнем рассмотрение результатов с анализа динамики плазменных возмущений в условиях развития изоэнтропической неустойчивости. На первом этапе численного моделирования использована степенная параметризация функции нагрева вида $H(\rho, T) = h_0 \rho^a T^b$ (Rosner et al., 1978; Ibanez and Escalona, 1993; Kolotkov et al., 2019; Zavershinskii et al., 2019; Zavershinskii et al., 2021; Agapova et al., 2022; Agapova et al., 2024), выбор которой был обусловлен рядом преимуществ при исследовании плазменных процессов. Основным достоинством такого подхода является возможность контролировать развитие неустойчивости с

помощью ограниченного числа параметров при сохранении физической достоверности модели. Подбор коэффициента h_0 и показателей a и b позволяет управлять величиной инкремента, что особенно важно при изучении различных режимов развития возмущений. Данный метод удобен для поиска сейсмологических ограничений на функцию нагрева при анализе как медленных МА-волн (Kolotkov et al., 2020), так и наблюдаемых высотных профилей параметров плазмы (Riashchikov et al., 2023; Riashchikov et al., 2024).

На рис. 1 и 2 представлены результаты численного моделирования для безразмерной мощности нагрева $W = 2$. Показатели степеней выбраны равными $a = 1.5$ и $b = 0$, что соответствует условию реализации изоэнтропической неустойчивости. Анализ данных показывает, что при малых значениях инкремента амплитуда медленных МА-волн слабо меняется в процессе распространения. В этих условиях численно полученные характеристики волн (фазовая скорость и инкремент) хорошо согласуются с аналитическими оценками. Согласно теоретическим расчетам Zavershinskii et al. (2021), основная часть энергии

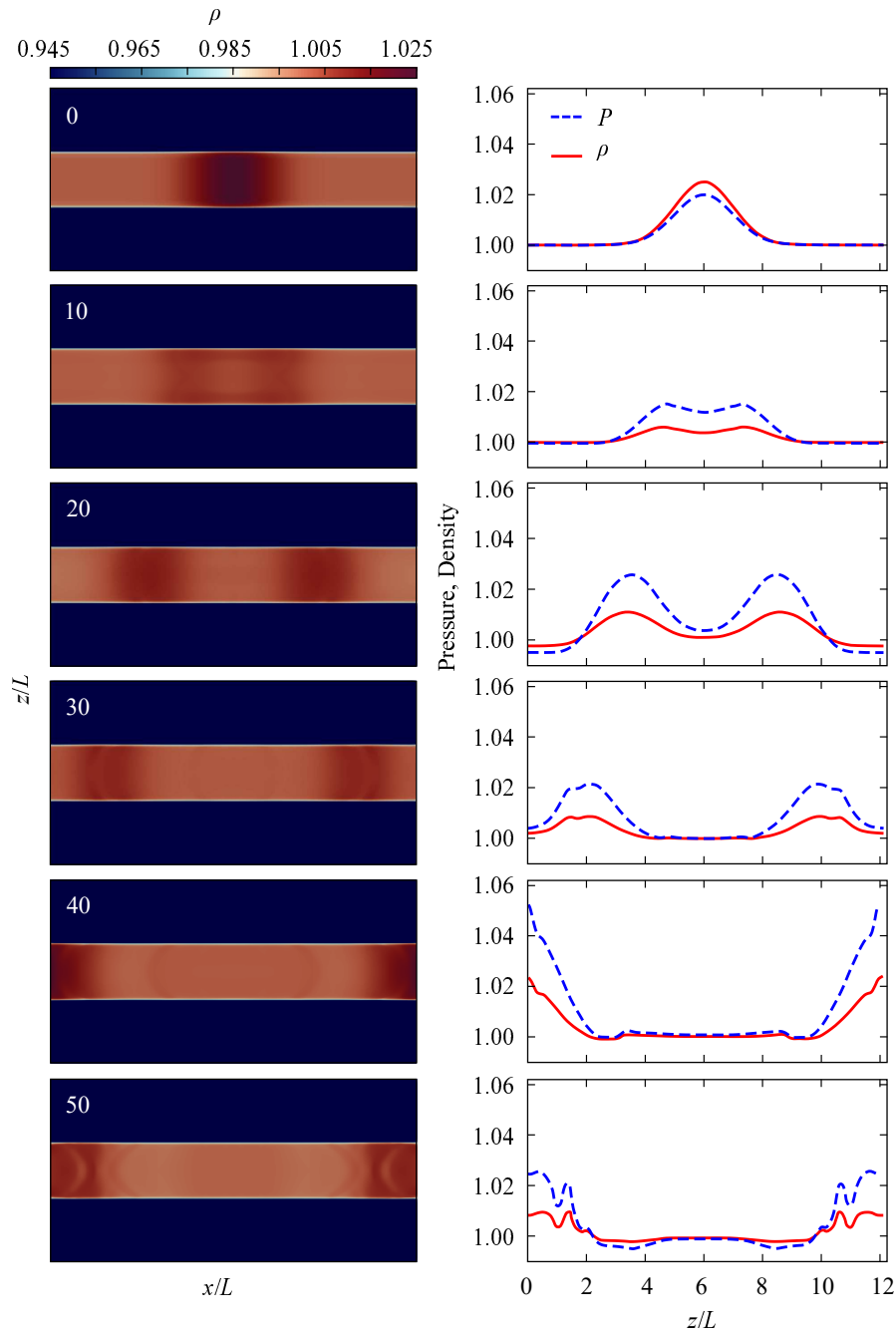


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для мощности нагрева/охлаждения $W = 5$.

начального возмущения сосредоточена в медленных МА-волнах. Этим объясняется отсутствие видимых проявлений энтропийной моды в распределениях плотности и давления после разделения начального возмущения. Энтропийная мода — это особый тип возмущения, который характеризуется изменением плотности и температуры при слабых вариациях давления. В отличие от МА-волн она не распространяется в пространстве и не переносит энергию, а потому ее проявления менее очевидны.

Интерес представляет качественное описание

вариаций интенсивности излучения в разных каналах. Формирование оптически тонкого излучения определяется сложным взаимодействием двух факторов: зависимостью от вариаций плотности и влиянием температурных возмущений через функцию отклика. Нелинейность этой функции в сочетании с фазовыми сдвигами между возмущениями температуры и плотности приводит к нетривиальному поведению интенсивности. Пример такого поведения — результаты, представленные на рис. 2: в каналах 193 и 211 Å области сжатия

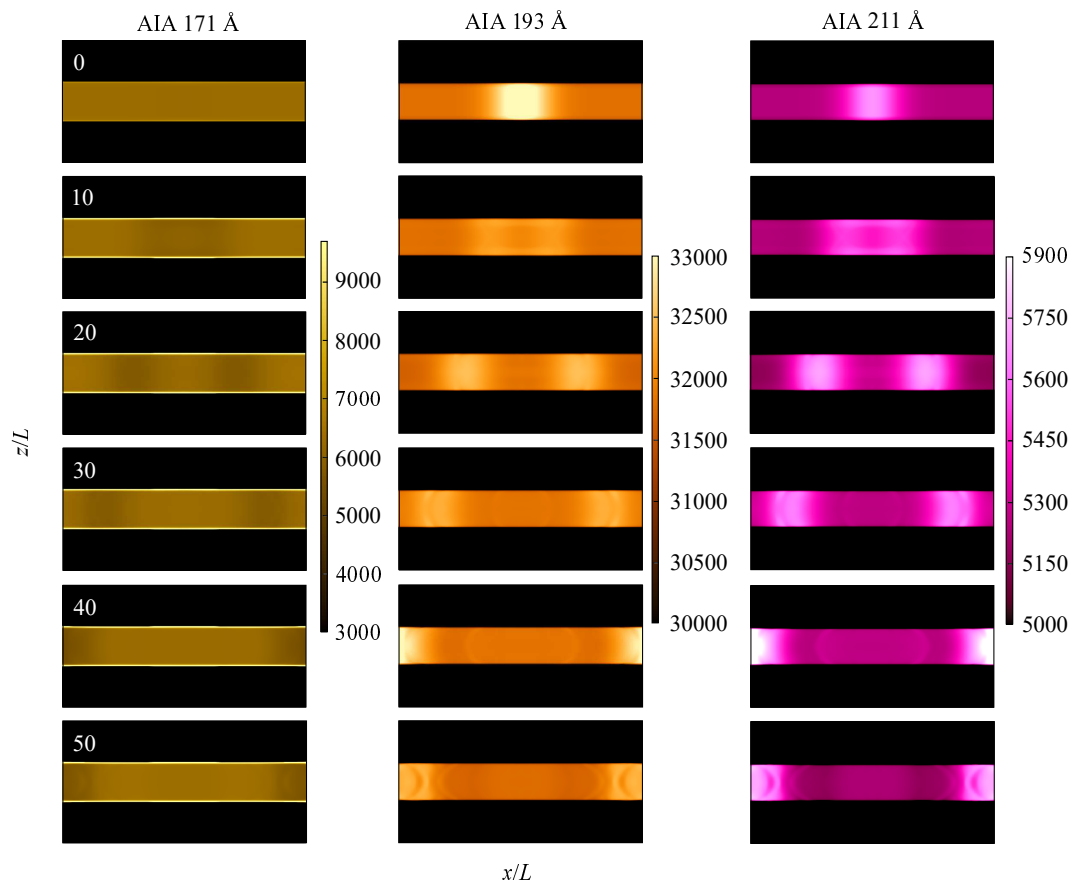


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для модели рис. 3.

соответствуют увеличению интенсивности, тогда как в канале 171 Å наблюдается противоположная картина — ее снижение. Важно подчеркнуть: этот контрастный отклик становится более выраженным при увеличении безразмерной мощности нагрева/охлаждения, что соответствует увеличению длины петли (см. рис. 3, 4).

Анализ левых панелей рис. 3 позволяет проследить качественные изменения в динамике возмущений при возрастании безразмерной мощности нагрева, что эквивалентно увеличению размера петли. В отличие от предыдущего случая здесь наблюдается не только рост амплитуды медленных МА-волн, но и формирование выраженной квазипериодической структуры, обусловленной дисперсионными эффектами теплового дисбаланса. Эти особенности отчетливо видны на одномерном срезе (рис. 3, правые панели). Рисунок 4 показывает, что усиление амплитуды возмущений плотности приводит к более выраженным изменениям интенсивности во всех рассматриваемых спектральных каналах: в 193 и 211 Å наблюдается значительное увеличение интенсивности, тогда как в канале 171 Å фиксируется ее падение, существенно более глубокое относительно фоновых значений, нежели

фоновые значения в плазменном волноводе. Примечательно, что при таких параметрах системы становятся заметными граничные эффекты, приводящие к существенной трансформации профиля бегущего возмущения медленной МА-волны. В результате отражения и интерференции волн формируются характерные дугообразные области разрежения: в каналах 193 и 211 Å они проявляются как четкие зоны потемнения, а в канале 171 Å — как локальные участки слабого увеличения яркости на общем темном фоне. Следует подчеркнуть, что все наблюдаемые особенности качественно согласуются с предсказаниями линейной одномерной теории (Zavershinskii et al., 2019), что подтверждает физическую обоснованность проведенного моделирования и используемых подходов.

3.2. Моделирование эволюции начального широкополосного возмущения при реализации изобарической неустойчивости

Результаты численного моделирования показывают различия в эволюции изобарической и изоэнтропической неустойчивостей. В случае изобарической неустойчивости основное воздействие приходится на энтропийную моду, которая

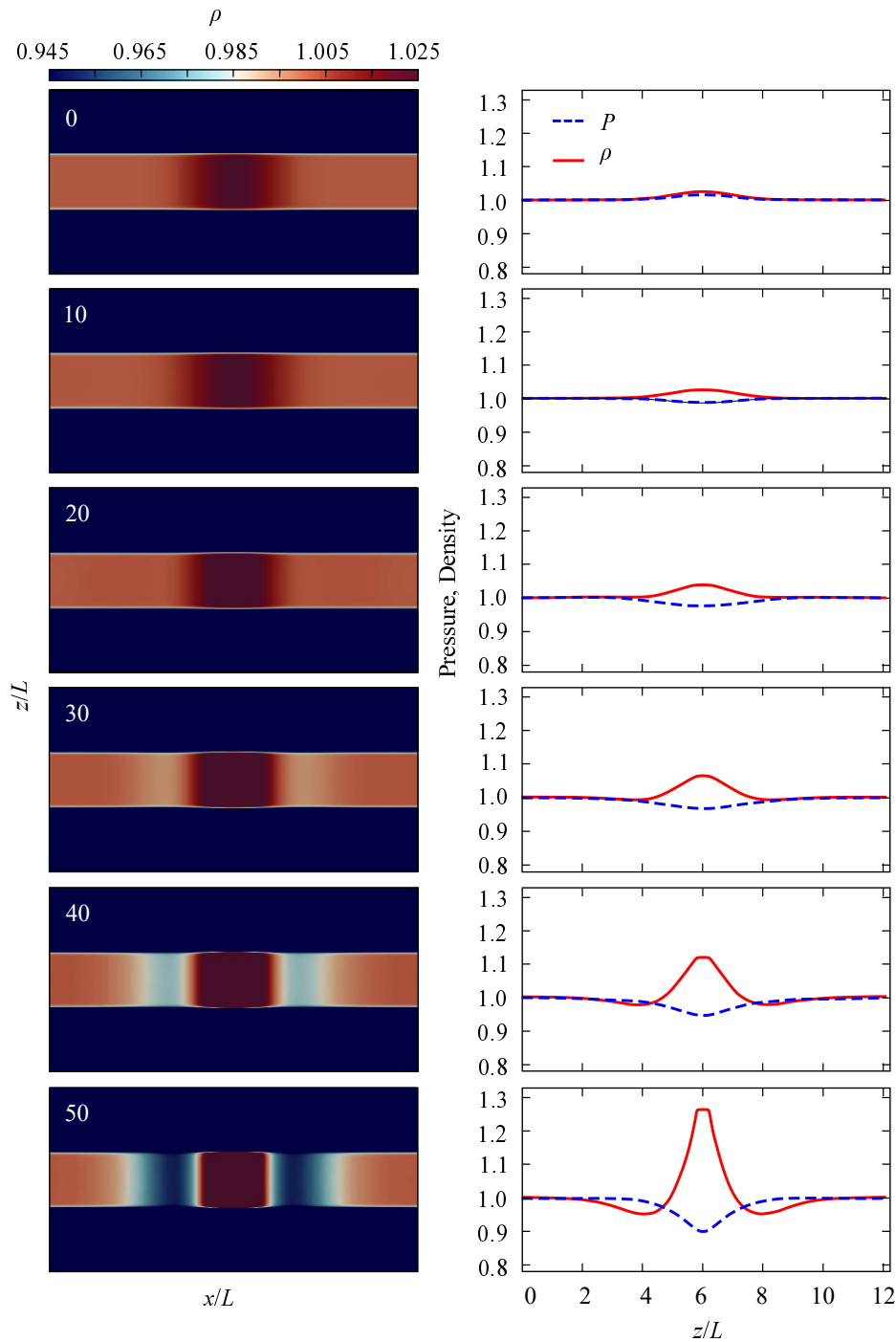


Рис. 5. То же, что на рис. 1, но при условии изобарической неустойчивости.

существенно отличается от медленных МА-волн нулевой фазовой скоростью и отсутствием распространения. Для показателей степеней выбраны значения $a = 1/2$ и $b = 2$, соответствующие условию реализации изобарической неустойчивости.

На начальной стадии процесса (рис. 5, 6) возмущение проявляется как локальное увеличение яркости, причем в разных спектральных каналах оно выражено по-разному: в $211 \text{ \AA}$ — менее замет-

но, в $171 \text{ \AA}$ — более отчетливо. Важно подчеркнуть, что исходное возмущение представляет собой суперпозицию двух встречных медленных МА-волн и одной энтропийной моды. В ходе эволюции системы происходит экспоненциальная раскачка энтропийной моды, полностью подавляющая МА-волны. Этот процесс сопровождается ростом концентрации плазмы при одновременном снижении температуры и давления в области начальной ло-

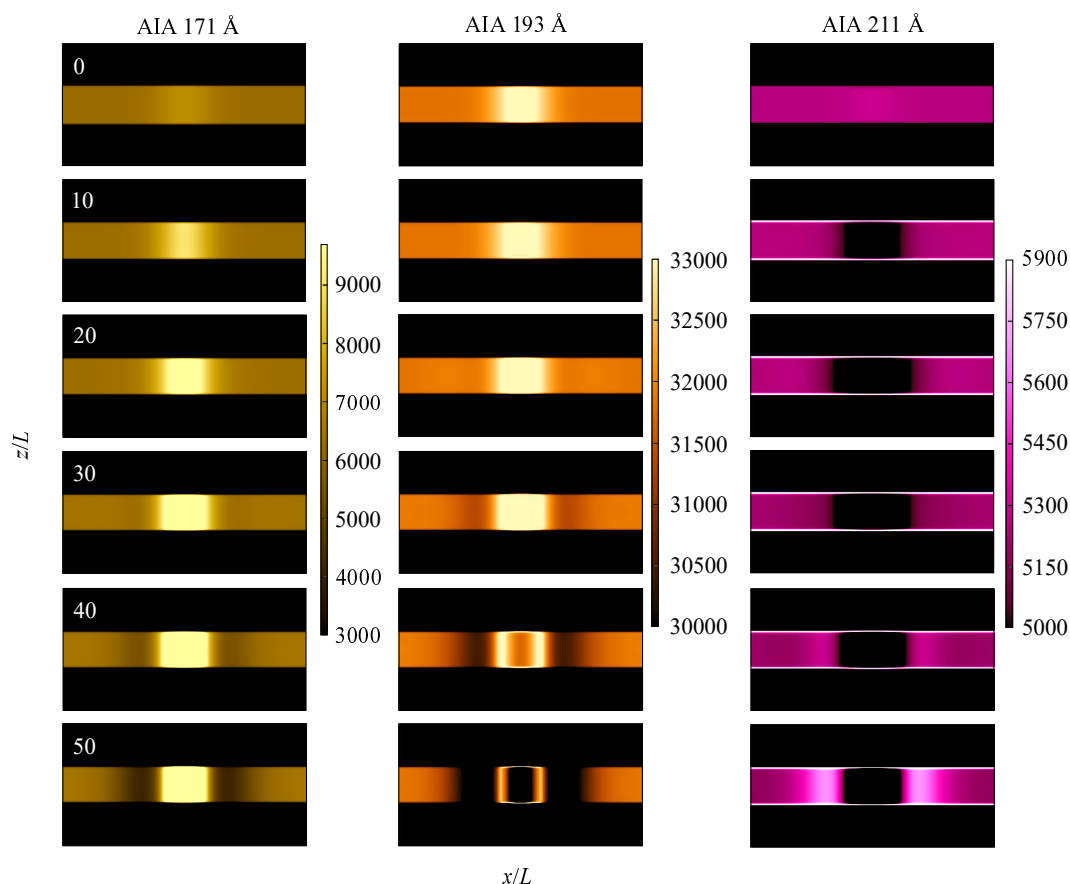


Рис. 6. То же, что и на рис. 2, но для модели рис. 5.

кализации. Из-за особенностей энтропийной моды плотность и температура меняются не синхронно, а как бы «в противофазе». Кроме того, поскольку регистрируемое приборами излучение нелинейно зависит от температуры, наблюдаемая картина в разных спектральных каналах существенно различается: в каналах 171 и 193 Å формирование области сгущения проявляется как увеличение интенсивности, а в 211 Å — как ее уменьшение. Области разрежения в 211 Å видны как уярчение, а в других каналах — как потемнение.

Такие особенности наблюдательных данных могут стать источником ошибочной интерпретации — например, быть приняты за проявления другого типа волн. Однако сопоставление данных по разным каналам позволяет корректно трактовать уярчение как проявление комплексной динамики неустойчивой энтропийной волны. Особенно показательна картина, наблюдаемая в канале 193 Å: внутри области уярчения начинает формироваться область пониженной интенсивности. По всей видимости, это результат нелинейного самовоздействия энтропийной моды, которая стремится сформировать области разрежения с повышенной температурой и области сжатия с пониженной температурой —

аналогично процессам, возможным в межзвездной среде (Field, 1965; Gilden, 1984; Kritsuk and Norman, 2002; Vázquez-Semadeni et al., 2006; Waters and Proga, 2019).

При увеличении инкремента энтропийной волны (рис. 7, 8) в системе формируются резкие пики, обусловленные различием инкрементов высокочастотных и низкочастотных гармоник. Она пытается перейти в новое устойчивое состояние, но не может этого сделать — выбранная степенная функция нагрева не допускает такого состояния. В результате, когда температура приближается к нулю, численный расчет теряет устойчивость. В перспективе изобарическую неустойчивость стоит рассмотреть для других возможных функций нагрева, предполагающих бистабильность системы — как это реализуется, например, в полупроводниковых лазерах (Yarunova et al., 2024).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были проведены численные исследования динамики плазменных возмущений при различных типах тепловой неустойчивости в

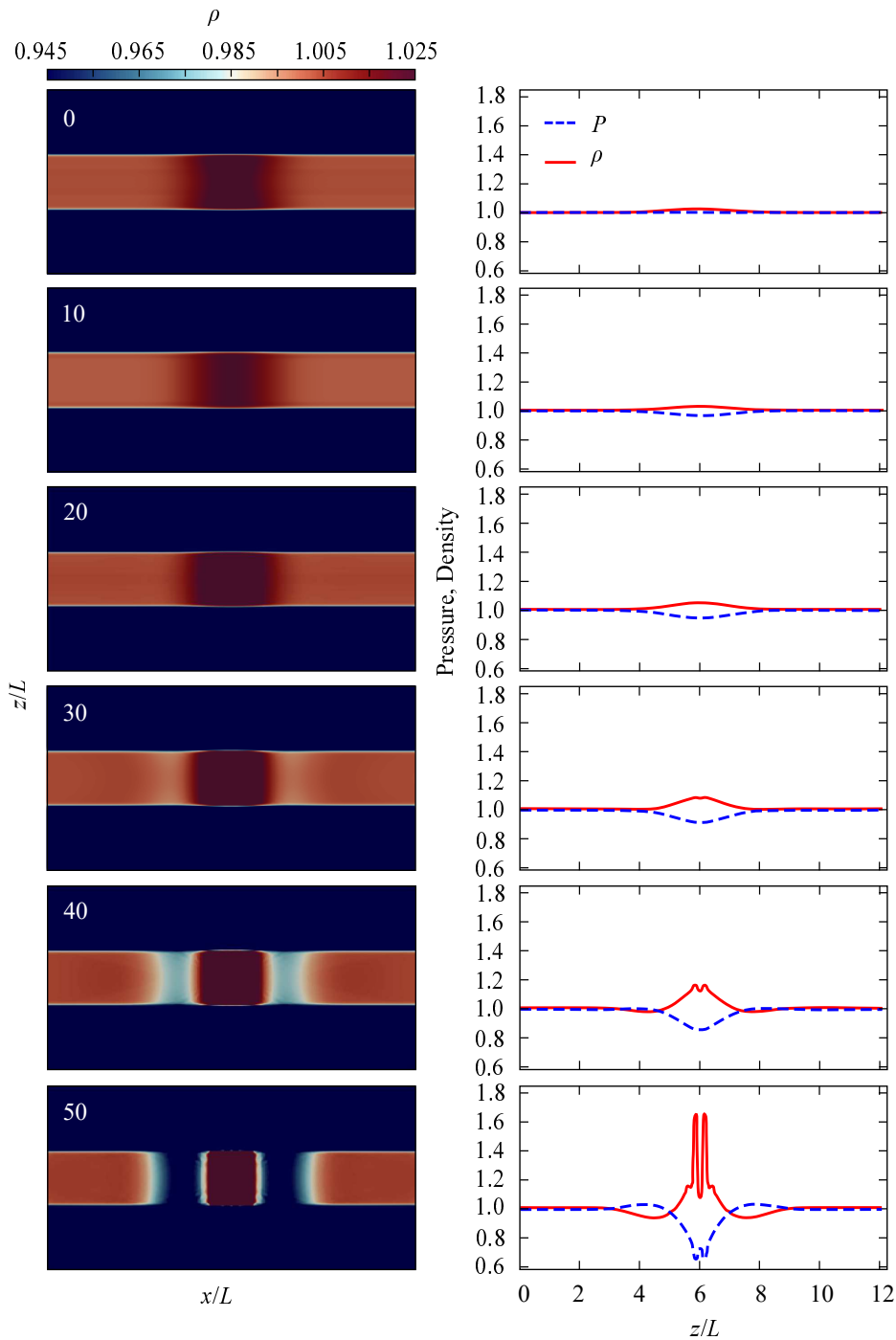


Рис. 7. То же, что на рис. 3, но при условии изобарической неустойчивости.

условиях солнечной короны. Полученные численным путем результаты были представлены в формате, аналогичном данным наблюдений инструмента SDO/AIA. Это позволяет соотнести моделирование с реальными измерениями и полезно для понимания фундаментальных процессов в термически активной плазме. Основные выводы можно сформулировать следующим образом:

1. Каждый тип тепловой неустойчивости форми-

рует уникальные пространственно-временные структуры возмущений. Так, изоэнтропическая неустойчивость способствует усилению медленных МА-волн, тогда как изобарическая вызывает экспоненциальную раскачку энтропийной моды, которая в идеальном приближении неподвижна, а ее раскачка может проявляться в формировании конденсации. На примере политропического возмущения

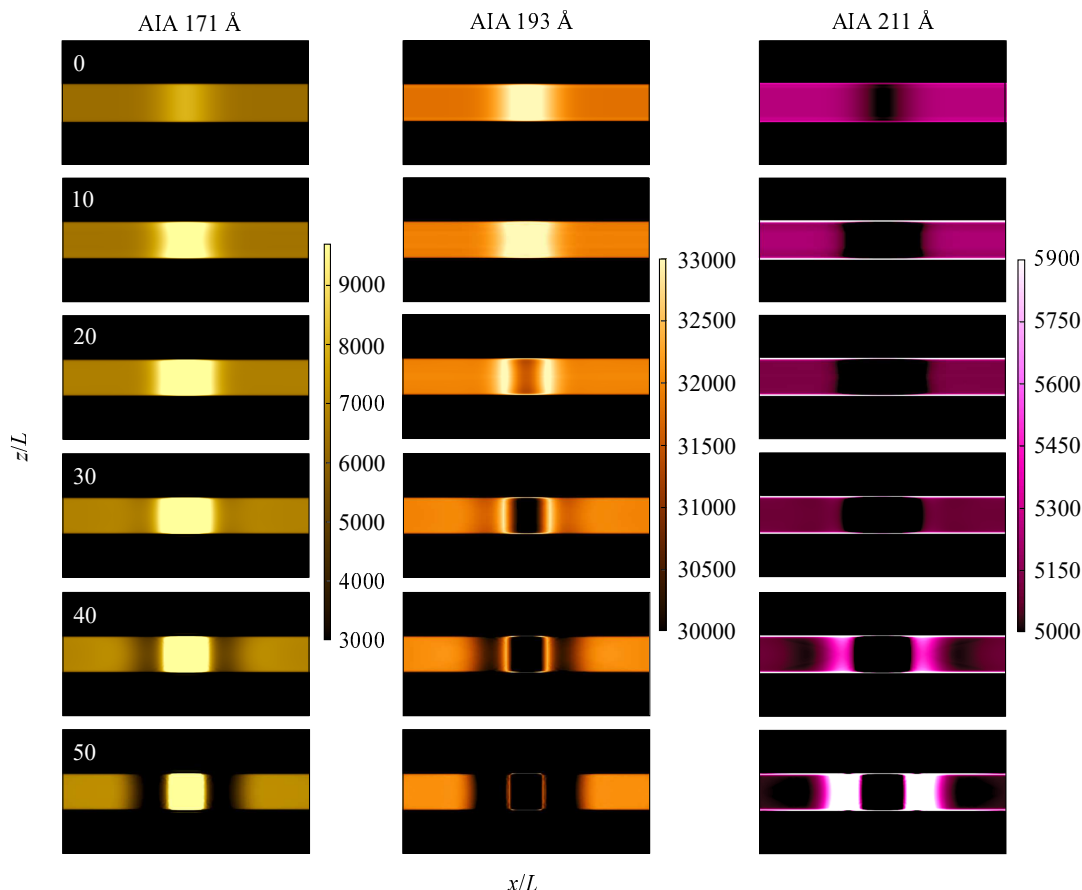


Рис. 8. То же, что и на рис. 6, но для модели рис. 7.

продемонстрирована противофазная эволюция плотности и температуры в энтропийной моде: рост конденсации сопровождается снижением температуры. Проявление этой динамики в вариациях интенсивности зависит от величины инкремента и параметров корональной петли.

2. Представление результатов численного моделирования в виде синтетических данных, воспроизводящих инструментальные отклики в различных каналах SDO/AIA (171, 193 и 211 Å), позволило выявить характерные особенности проявления тепловых неустойчивостей. На примере исходного политропического гауссова возмущения было продемонстрировано, что формируемая изоэнтропической неустойчивостью нелинейно-динамическая картина выглядит по-разному в разных каналах: в 193 и 211 Å увеличение плотности проявляется как уярчение, а в (171 Å) — как резкое уменьшение интенсивности. Различия в наблюдаемом отклике обусловлены нелинейной зависимостью функции отклика от температуры и фазовым сдвигом между возмущениями температуры и плотности. В случае изобарической неустойчивости конденсация может наблюдаться как

уярчение в области исходной локализации в каналах 171 и 193 Å и как потемнение в канале 211 Å. При этом развитие вариаций интенсивности под действием изобарической неустойчивости, в отличие от случая изоэнтропической неустойчивости, чувствительно к характеристикам начального возмущения.

Таким образом, показана важность мультиспектрального подхода для диагностики плазменных процессов по детектируемым волнам сжатия. Разные типы неустойчивости приводят к качественно различным изменениям интенсивности в разных каналах. Комплексный анализ данных позволит избежать ошибочной трактовки наблюдаемых явлений. Практическая значимость работы заключается в том, что полученные результаты могут быть использованы для интерпретации наблюдательных данных современных и будущих космических миссий, а предложенные подходы открывают новые возможности для развития методов корональной сейсмологии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа частично поддержана в рамках государственного задания Министерства науки и выс-

шего образования Российской Федерации (проект № FMR-2024-0017).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Agapova, S. Belov, and D. Zavershinskii, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **528** (4), 6751 (2024). DOI:10.1093/mnras/stae315
2. D. V. Agapova, S. A. Belov, N. E. Molevich, and D. I. Zavershinskii, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **514** (4), 5941 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac1612
3. P. Antolin, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **62** (1), id. 014016 (2020). DOI:10.1088/1361-6587/ab5406
4. P. Antolin, K. Shibata, and G. Vissers, *Astrophys. J.* **716** (1), 154 (2010). DOI:10.1088/0004-637X/716/1/154
5. D. Banerjee, G. Gupta, and L. Teriaca, *Space Science Reviews* **158** (2), 267 (2011). DOI:10.1007/s11214-010-9698-z
6. D. Banerjee, E. O'shea, and J. Doyle, *Solar Physics* **196** (1), 63 (2000). DOI:10.1023/A:1005265230456
7. D. Banerjee, E. O'Shea, J. Doyle, and M. Goossens, *Astron. and Astrophys.* **380** (2), L39 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20011548
8. P. Boerner, C. Edwards, J. Lemen, et al., *Solar Physics* **275** (1), 41 (2012). DOI:10.1007/s11207-011-9804-8
9. P. Browning, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **33** (6), 539 (1991).
10. R. Chin, E. Verwichte, G. Rowlands, and V. M. Nakariakov, *Physics of Plasmas* **17** (3), id. 032107 (2010). DOI:10.1063/1.3314721
11. S. M. Conde C., R. Jain, and V. Jatenco-Pereira, *Astrophys. J.* **890** (2), L21 (2020). DOI:10.3847/2041-8213/ab7348
12. R. Dahlburg and J. Mariska, *Solar Physics* **117** (1), 51 (1988).
13. I. De Moortel and V. M. Nakariakov, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **370**, 3193 (2012). DOI:10.1098/rsta.2011.0640
14. B. De Pontieu, A. Title, J. Lemen, et al., *Solar Physics* **289** (7), 2733 (2014). DOI:10.1007/s11207-014-0485-y
15. C. DeForest and J. Gurman, *Astrophys. J.* **501** (2), L217 (1998). DOI:10.1086/311460
16. G. Del Zanna, K. Dere, P. Young, and E. Landi, *Astrophys. J.* **909** (1), id. 38 (2021). DOI:10.3847/1538-4357/abd8ce
17. G. B. Field, *Astrophys. J.*, **142**, 531 (1965). DOI:10.1086/148317
18. D. L. Gilden, *Astrophys. J.*, **283**, 679. **283**, 679 (1984). DOI:10.1086/162354
19. J. Heyvaerts, *Astron. and Astrophys.* **37** (1), 65 (1974).
20. M. H. Ibanez and O. B. Escalona, *Astrophys. J.*, **415** (1), 335 (1993). DOI:10.1086/173167
21. F. Jiao, L. Xia, B. Li, et al., *Astrophys. J.* **809** (1), L17 (2015). DOI:10.1088/2041-8205/809/1/L17
22. R. Karakotov, A. Kuznetsov, S. Anfinogentov, and V. M. Nakariakov, *Solar Physics* **299** (12), id. 163 (2024). DOI:10.1007/s11207-024-02404-w
23. D. B. King, V. M. Nakariakov, E. Deluca, et al., *Astron. and Astrophys.* **404** (1), L1 (2003). DOI:10.1051/0004-6361:20030763
24. J. A. Klimchuk, *Solar Physics* **234** (1), 41 (2006). DOI:10.1007/s11207-006-0055-z
25. J. A. Klimchuk, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **373** (2042), 20140256 (2015). DOI:10.1098/rsta.2014.0256
26. D. Kolotkov, T. Duckenfield, and V. M. Nakariakov, *Astron. and Astrophys.* **644**, id. A33 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202039095
27. D. Kolotkov, V. M. Nakariakov, and D. Zavershinskii, *Astron. and Astrophys.* **628**, A133 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201936072
28. D. Y. Kolotkov, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **9**, id. 402 (2022). DOI:10.3389/fspas.2022.1073664
29. D. Y. Kolotkov, T. J. Duckenfield, and V. M. Nakariakov, *Astron. and Astrophys.* **644**, id. A33 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202039095
30. S. Krishna Prasad and T. Van Doorsselaere, *Astrophys. J.* **914** (2), id. 81 (2021). DOI:10.3847/1538-4357/abfb01
31. A. G. Kritsuk and M. L. Norman, *Astrophys. J.* **569** (2), L127 (2002). DOI:10.1086/340785
32. R.-Y. Kwon, L. Ofman, O. Olmedo, et al., *Astrophys. J.* **766** (1), article id. 55 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/776/1/55
33. J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, et al., *Solar Physics* **275** (1), 17 (2012). DOI:10.1007/s11207-011-9776-8
34. W. Liu and L. Ofman, *Solar Physics* **289** (9), 3233 (2014). DOI:10.1007/s11207-014-0528-4
35. W. Liu, L. Ofman, N. V. Nitta, et al., *Astrophys. J.* **753** (1), article id. 52 (2012). DOI:10.1088/0004-637X/753/1/52
36. C. K. Macnamara and B. Roberts, *Astron. and Astrophys.* **526**, id. A75 (2011). DOI:10.1051/0004-6361/201015460
37. S. Mandal, H. Tian, and H. Peter, *Astron. and Astrophys.* **652**, id. L3 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202141542
38. N. E. Molevich and A. N. Oraevskii, *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki* **94**, 128 (1988).
39. H. Morgan and J. Pickering, *Solar Physics* **294** (10), article id. 135 (2019).

40. V. M. Nakariakov and D. Y. Kolotkov, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **58** (1), 441 (2020). DOI:10.1007/s11207-019-1525-4
41. V. M. Nakariakov, M. K. Kosak, D. Y. Kolotkov, et al., *Astrophys. J.* **874** (1), article id. L1 (2019). DOI:10.3847/2041-8213/ab0c9f
42. V. M. Nakariakov, C. A. Mendoza-Briceño, and M. H. Ibáñez S., *Astrophys. J.* **528** (2), 767 (2000). DOI:10.1086/308195
43. V. M. Nakariakov, S. Zhong, D. Y. Kolotkov, et al., *Reviews of Modern Plasma Physics* **8** (1), article id. 19 (2024). DOI:10.1007/s41614-024-00160-9
44. U. Narain and P. Ulmschneider, *Space Science Reviews* **75** (3), 453 (1996). DOI:10.1007/BF00833341
45. W. D. Pesnell, B. J. Thompson, and P. Chamberlin, *Solar Physics*, **275** (1–2), 3 (2012). DOI:10.1007/s11207-011-9841-3
46. D. Riashchikov, E. Soptsova, and D. Zavershinskii, *Solar Physics* **299** (9), id. 136 (2024). DOI:10.1007/s11207-024-02383-y
47. D. S. Riashchikov, N. E. Molevich, and D. I. Zavershinskii, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **522** (1), 572 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad1005
48. B. Roberts, *MHD Waves in the Solar Atmosphere* (Cambridge University Press, Cambridge, 2019).
49. P. Rochus, F. Auchère, D. Berghmans, et al., *Astron. and Astrophys.* **642**, id. A8 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/201936663
50. R. Rosner, W. H. Tucker, and G. Vaiana, *Astrophys. J.*, **220**, 643 (1978). DOI:10.1086/155949
51. E. A. Smith and E. R. Priest, *Solar Physics* **53** (1), 25 (1977). DOI:10.1007/BF02260207
52. E. Vázquez-Semadeni, D. Ryu, T. Passot, et al., *Astrophys. J.* **643** (1), 245 (2006). DOI:10.1086/502710
53. T. Wang, L. Ofman, D. Yuan, et al., *Space Science Reviews* **217** (2), article id. 34 (2021). DOI:10.1007/s11214-021-00811-0
54. T. Waters and D. Proga, *Astrophys. J.* **875** (2), article id. 158 (2019). DOI:10.3847/1538-4357/ab10e1
55. T. Waters and A. Stricklan, *Solar Physics* **300** (1), id. 5 (2025). DOI:10.1007/s11207-024-02417-5
56. E. Yarovna, A. Krents, and N. Molevich, *Optical Memory and Neural Networks* **33**, S18 (2024). DOI:10.3103/S1060992X24700267
57. D. Zavershinskii and D. Agapova, *Solar Physics* **301** (1), id. 7 (2026). DOI:10.1007/s11207-025-02602-0
58. D. I. Zavershinskii, D. Y. Kolotkov, D. Riashchikov, and N. Molevich, *Solar Physics* **296** (6), article id. 96 (2021). DOI:10.1007/s11207-021-01841-1
59. D. I. Zavershinskii, D. Y. Kolotkov, V. M. Nakariakov, et al., *Physics of Plasmas* **26** (8), id. 082113 (2019). DOI:10.1063/1.5115224
60. Q. Zhang, J. Dai, Z. Xu, et al., *Astron. and Astrophys.* **638**, id. A32 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202038233

Evolution of Weak MHD Perturbations in a Magnetic Slab under Various Types of Thermal Instabilities

D. V. Agapova^{1,2} and D. I. Zavershinskii^{1,2}

¹Samara National Research University, Samara, 443086 Russia

²Samara branch of the Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Samara, 443011 Russia

This paper presents the results of numerical simulations of the dynamics of plasma perturbations under various types of thermal instabilities in the solar corona. Particular attention is paid to the analysis of intensity variations associated with temperature and density perturbations in the 171, 193, and 211 Å channels corresponding to the SDO/AIA observations. It is shown that each type of instability forms unique spatial and temporal structures of the perturbations, which is due to a specific influence on the energy distribution between modes and harmonics. A significant effect of non-adiabatic processes on the dispersion properties of waves and phase relations between density and temperature perturbations has been established. The observed spectral features show different intensity variations in different channels, which emphasizes the importance of the multispectral approach for the diagnosis of plasma processes. These results contribute to a deeper understanding of the mechanisms of coronal heating and open new avenues for coronal seismology by providing criteria for the interpretation of the observed data.

Keywords: *Sun: corona, magnetohydrodynamics (MHD), waves, plasma, instabilities*