

*На правах рукописи*



**Дертеев Сергей Бадмаевич**

**Акустические волны в плазме солнечной короны**

1.3.1 — Физика космоса, астрономия

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Элиста – 2026 г.

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова»

Научный руководитель:

Михаляев Бадма Борисович, доктор физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой теоретической физики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова»

Официальные оппоненты:

Цап Юрий Теодорович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник Отдела физики Солнца и Солнечной системы Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Крымская астрофизическая обсерватория РАН»

Анфиногентов Сергей Александрович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

Защита диссертации состоится «23» октября 2026 г. в 11 час. 15 мин. на заседании Диссертационного совета 24.1.021.01 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Главной (Пулковской) астрономической обсерватории Российской академии наук по адресу: 196140, г. Санкт – Петербург, Пулковское шоссе, д. 65, корп. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ГАО РАН ([https://www.gaoran.ru/wp-content/uploads/2026/08/diss\\_DerteevSB.pdf](https://www.gaoran.ru/wp-content/uploads/2026/08/diss_DerteevSB.pdf))

Автореферат разослан 18 сентября 2026 г.

Ученый секретарь  
диссертационного  
совета,  
к.ф.-м.н.



А.А. Осипова

## Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена изучению волновых процессов в солнечной атмосфере. Предложен подход к описанию акустических волн в высокотемпературной плазме, который применяется к волнам сжатия в короне.

**Актуальность работы.** В активных областях и корональных дырах наблюдаются **распространяющиеся возмущения** интенсивности КУФ-излучения. Считается, что они вызваны вариациями плотности плазмы, поэтому интерпретируются как **волны сжатия**. Наблюдается разность фаз между колебаниями интенсивности и доплеровского смещения. Возмущения описываются неадиабатическими медленными магнитоакустическими или акустическими волнами и могут использоваться при решении задач корональной сейсмологии [1-3]. Волны сжатия можно отнести к наиболее распространенным в короне нестационарным процессам. Их источниками могут быть проникающие в корону фотосферные и хромосферные осцилляции, движение спикул или мелкомасштабные взрывные явления как результат магнитного пересоединения [4-6]. МГД-моделирование показывает, что спикулы генерируют ударные волны, и вызванный ими подъем переходной зоны может порождать распространяющиеся возмущения в короне [7-8]. Связанные с ними восходящие потоки могут быть источником коронального нагрева [9]. Спикулы как открытые магнитные трубки служат подходящим каналом для выброса в корону плазмы, нагретой в их основаниях кольцевыми токами [10].

Волны сжатия распространяются от основания короны вверх и затухают, что видно по дистанции их детектирования. Поиск механизма затухания есть нетривиальная задача, поскольку роль того или иного возможного механизма (вязкость, теплопроводность, радиационные потери и т.п.) зависит от конкретных физических условий. В данном случае влияние вязкости мало в сравнении с теплопроводностью. Отношение термического члена к кинематическому в уравнении баланса энергии порядка  $\kappa(T_0)T_0/(\rho_0 C_s^2 P)$ , отношение вязкого члена к кинематическому в уравнении движения  $\eta(T_0)/(\rho_0 C_s^2 P)$ ,  $C_s$  - звуковая скорость,  $P$  - период. Коэффициент теплопроводности корональной плазмы  $\kappa(T_0) \approx 2.28 \times 10^{-11} T_0^{5/2}$  (Вт м<sup>-1</sup> К<sup>-1</sup>), динамический коэффициент вязкости  $\eta(T_0) \approx 1.15 \times 10^{-17} T_0^{5/2}$  (кг м<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup>). При температуре 1 МК и концентрации  $10^{14}$  м<sup>-3</sup> первое отношение  $< 1.3$ , второе  $< 0.03$ , если  $P > 3$  мин. Моделирование также показало малое влияние вязкости на акустические волны с минутными периодами в теплых корональных петлях [1].

Важная проблема – объяснение наблюдаемых периодов. 3- и 5-минутные колебания можно представлять как проникающие в корону хромосферные и фотосферные колебания [1], но имеются колебания с периодами в десятки минут [2, 11-12]. Спектры возмущений являются широкими, в вейвлет-спектрах ищут доминирующие максимумы, которые объявляются периодами. Максимумов часто бывает два; они называются коротким и длинным периодами. Короткий лежит в интервале до 10 мин, длинный - в интервале 10-30 мин. Имеется частотная зависимость затухания: периоды в 3-5 мин имеют длину детектирования 3-23 Мм [1], длинные – 70-90 Мм [11].

До сих пор неизвестно происхождение длинных периодов. Если их источники не лежат в нижних слоях атмосферы, следует полагать, что они генерируются при распространении волны в самой короне. Ранее был предложен механизм квазипериодических колебаний в магнитной трубке [13]. Его физической основой служит дисперсия быстрой магнитозвуковой моды при наличии минимума групповой скорости, обусловленного волноводным распространением моды. Длинный период находится вблизи значения  $P_m$ , соответствующего скорости  $C_s/\sqrt{\gamma}$ . В спектре имеются структуры с формой головастика или бумеранга [14]. Механизм допускает обобщение на любые линейные волны, имеющие минимум групповой скорости, однако неадиабатические акустические волны в короне затухают быстрее, чем могут сформироваться подобные структуры.

Наблюдаемые временные сигналы и их вейвлет-спектры имеют ряд особенностей, требующих объяснения. В глобальном спектре часто выделяются два максимума. Из вида самого сигнала трудно сделать вывод, что он гармонический или представляет собой суперпозицию нескольких гармонических составляющих. В нем присутствуют острые всплески, имеющие широкий спектр, что демонстрирует вейвлет-анализ. Основной максимум в 10-30 мин имеет ограниченную продолжительность в локальном спектре, где имеются другие максимумы, то есть имеется нерегулярность в регистрации периодов. Величина скорости распространения возмущений практически всегда заметно меньше звуковой.

Волны сжатия допускают интерпретацию в виде локализованных акустических возмущений, и для их описания можно использовать аппарат акустических волн. Требуется объяснить появление двух периодов, дать адекватную трактовку перечисленным выше наблюдаемым особенностям волн сжатия.

**Целью** работы является нахождение подхода, адекватно описывающего акустические волны в широких интервалах значений параметров корональной плазмы, а также изучение на его основе наблюдаемых в солнечной короне распространяющихся возмущений интенсивности КУФ-излучения (волн сжатия).

В работе были поставлены и решены следующие **основные задачи**:

1. Разработка подхода к описанию линейных акустических волн в высокотемпературной плазме солнечной короны, учитывающей основные физические свойства корональной плазмы и основные физические эффекты, влияющие на поведение акустических волн.

2. Изучение поведения акустических волн при температурах корональной плазмы, соответствующих данным наблюдений, и допустимых значениях плотности; оценка затухания акустических волн при заданных параметрах.

3. Поиск подходящего теоретического описания наблюдаемых распространяющихся возмущений интенсивности коронального КУФ-излучения, объясняющего появление двух максимумов в спектре.

4. Разработка методики расчета параметров распространяющихся

возмущений интенсивности коронального КУФ-излучения при заданных корональных условиях.

**Научная новизна.** Новизна работы заключается в постановке задач, а также в подходах к их решению. По данным CHIANTI 10 с помощью интерполяции в аналитическом виде построена гладкая функция излучения корональной плазмы в широком интервале температур от 0.5 до 10 МК. Ранее использовалась локальная или кусочно-непрерывная степенная аппроксимация, что вводило в оборот вспомогательные формальные параметры. Предложен подход к описанию корональных акустических волн, где функция нагрева и охлаждения строго определена. Это позволило проводить изучение в широких интервалах значений базовых физических параметров плазмы, температуры и плотности. В пространстве физических параметров в рамках рассматриваемого подхода построена картина поведения акустических волн, определены области их неустойчивости и нераспространения, распространяющихся затухающих волн, изучены свойства дисперсии. Ранее аналогичные результаты рассматривались в терминах формальных параметров, характеризующих функцию нагрева и охлаждения, что не позволило тщательно учесть корональные условия. Показано, что в определенных условиях на затухание, наряду с теплопроводностью, решающее влияние может оказывать эффект нагрева/охлаждения. Предложен механизм генерации распространяющихся возмущений интенсивности КУФ-излучения (волн сжатия) с двумя периодами в спектре, объясняющий наблюдаемые периоды.

**Научная и практическая значимость.** Полученные научные результаты могут быть использованы при планировании новых научных исследований в рассматриваемой области. Полностью аналитическая замкнутая модель распространения акустических возмущений дает возможность привязать свойства волн к конкретным физическим условиям. Механизм генерации распространяющихся возмущений интенсивности КУФ-излучения (волн сжатия) с двумя периодами в спектре определяет новый подход к изучению волновых процессов в короне. Практическая значимость работы заключается в том, что разработанный и апробированный подход к изучению акустических волн в солнечной короне, а также комплекс программных средств могут быть использованы в исследованиях корональных осцилляций. Результаты работы вошли в отчеты при выполнении госзаданий Минобрнауки РФ 075-03-2022-119/1, 075-03-2023-121/3 и 075-03-2024-113, 075-03-2025-420/4.

**Методы исследования.** В работе использованы хорошо известные положения и методы гидродинамики, теории волн, общие принципы и приемы математического моделирования, теоретические и численные методы решения уравнений математической физики, известные технологии построения алгоритмов, численных схем и программ, технологии визуализации результатов численных экспериментов.

**Достоверность результатов и выводов** работы обусловлена адекватной оценкой имеющихся физических условий, применением строгих математических моделей, апробированных алгоритмов и методов математических расчетов, а также сопоставлением полученных теоретических

результатов с данными наблюдений.

**Соответствие паспорту специальности.** Содержание диссертации соответствует пунктам 1-3, 10, 12, 14 паспорта специальности 1.3.1 - Физика космоса, астрономия.

**Основные результаты, выносимые на защиту:**

1. Новый подход к изучению акустических волн в плазме солнечной короны, включающий классическую теплопроводность, постоянный удельный нагрев и глобальную гладкую аналитическую функцию излучения, рассчитываемую интерполяцией по данным CHIANTI.

2. Области неустойчивости и нераспространения линейных акустических волн в пространстве физических параметров корональной плазмы, температуры и плотности.

3. Действие теплопроводности приводит к разделению периодов акустических волн на две области, где свойства затухания и дисперсии линейных волн принципиально различаются. Граница между ними определяется минимумом групповой скорости.

4. Свойства затухания и дисперсии акустических волн в короне создают физический эффект, заключающийся в разделении начального локализованного акустического импульса на два отдельных возмущения, характеризующихся своими максимумами в спектре.

5. Распространяющиеся возмущения интенсивности КУФ-излучения с двойным максимумом в спектре можно рассматривать как последовательности отдельных локализованных акустических возмущений, генерируемых импульсными возмущениями у нижней границы короны.

**Публикации по теме диссертации.** Основные результаты диссертации опубликованы в 13 работах, из них 9 - в работах, размещенных в рецензируемых журналах, 4 - в журналах из перечня ВАК, 6 - в журналах, индексируемых в системах цитирования Web of Science и/или Scopus, 3 – в журналах квартиля Q2.

**Апробация работы.** Основные результаты докладывались на: Всеросс. научн. конф. студентов-физиков и молодых ученых «ВНКСФ - 22» (Ростов-на-Дону, 2016); Всеросс. ежегод. конф. по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика» (2016, 2020, 2021, 2022, 2023, 2024, ГАО РАН, СПб; 2025, ИЗМИРАН, Москва); Междунар. научн. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов – 2021, 2022, 2023, 2024» (МГУ); Ежегод. конф. «Физика плазмы в солнечной системе» (ИКИ РАН, Москва, 2023, 2024, 2025, 2026); Конф. молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (ИКИ РАН, Москва, 2024, 2025, 2026); Int. Conf, on Physics and Chemistry of Combustion and Processes in Extreme Environments (Lebedev Physical Institute, Samara Branch, Samara, 2024); Всеросс. научн. конф. «Магнетизм и активность Солнца и звезд – 2024, 2025, 2026» (КрАО РАН, Крым, пгт Научный); Всеросс. астрон. конф. «Современная астрономия: от ранней Вселенной до экзопланет и черных дыр» (САО РАН, п. Нижний Архыз, 2024); RAS (Royal Astronomical Society) SD Meeting «Non-Equilibrium Thermodynamics in the Solar Atmosphere and Interior» (UK, London, 2024); научных семинарах КалмГУ.

Результаты диссертационной работы включены в отчеты по следующим научным грантам: госзадания Минобрнауки РФ 075-03-2022-119/1; 075-03-2023-121/3; 07503-2024-113, 075-03-2025-420/4.

**Структура и содержание работы.** Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы и 4 приложений. Объем диссертации составляет 154 страницы. Имеется 42 рисунка и 7 таблиц. Список литературы содержит 145 наименований.

**Личный вклад автора.** Участие в постановке задач, вывод дисперсионного уравнения для неадиабатических акустических волн, участие в анализе и обработке результатов, вычислительные эксперименты и визуализация данных. Участие в подготовке публикаций и докладов. Автор выполнил основную часть работ по расчетам и анализу данных, предложил и разработал алгоритмы для численных расчетов на основе пакетов прикладных математических программ.

### Содержание работы

Во **Введении** описаны актуальность темы, новизна и практическая значимость диссертационной работы, сформулированы ее цели и основные задачи.

В **Главе 1**, имеющей обзорный характер, приведены необходимые сведения по теме исследования, обозначены актуальные вопросы и задачи.

В **Главе 2** дано описание подхода к изучению акустических волн в короне. Считается, что волна распространяется вдоль определенного направления, в реальности определяемого магнитным полем. Она представляется медленной магнитоакустической модой, для которой в случае протяженных корональных структур подходит акустическое приближение [15-16]. Используются уравнения гидродинамики, уравнение состояния  $p = \rho RT/M$ , молярная масса равна  $M = \bar{m}N_A$ ,  $\bar{m} = 0.62m_p \approx 1.037 \cdot 10^{-27}$  кг есть средняя масса частиц. В основе описания волн лежат базовые физические параметры равновесной плазмы: температура  $T_0$ , плотность  $\rho_0$  или  $n_0$ ,  $\rho_0 = \bar{m}n_0$ .

Функция удельных энергетических потерь учитывает свойства теплопроводности, нагрева и радиационного охлаждения плазмы,  $Q = Q_{th} + Q_{hc}$ ,

$$Q_{th} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right), Q_{hc} = \rho \Lambda(T) - H(\rho, T). \quad (1)$$

Теплопроводность определена классическим выражением коэффициента

$$\kappa = 2.28 \cdot 10^{-11} T^{5/2} \text{ (Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}\text{)}. \quad (2)$$

В равновесном состоянии функция нагрева и охлаждения  $Q_{hc}$  обращается в нуль. Функция удельного нагрева принимается постоянной  $H = \rho_0 \Lambda(T_0)$  на основании того, что концепция квазипостоянного коронального нагрева весьма популярна в исследованиях корональных петель. Функция радиационных потерь  $\Lambda(T)$  (рис. 1) определяется по данным CHIANTI 10. По ряду ее отдельных значений с помощью кубической интерполяции впервые получено глобальное гладкое аналитическое выражение для температур от 0.5 до 10 МК [A3-A7]. Оно позволяет выразить коэффициенты дисперсионного соотношения через базовые параметры корональной плазмы, температуру и плотность.

Для удобства расчетов и анализа результатов введены масштабы величин:

$$m(\omega) = 0.1 \text{ с}^{-1}, m(k) = 10^{-6} \text{ м}^{-1}, m(C_s) = 10^5 \text{ м с}^{-1}. \quad (3)$$

$C_s = \sqrt{\gamma RT_0/M}$  – скорость звука. Безразмерные значения обозначены тильдой

$$\tilde{\omega} = m(\omega)^{-1}\omega, \tilde{k} = m(k)^{-1}k, \tilde{C}_s = m(C_s)^{-1}C_s. \quad (4)$$

Возмущения скорости, плотности и температуры рассматриваются в форме  $\exp(i\tilde{k}\tilde{x} - i\tilde{\omega}\tilde{t})$ , где пространственная и временная переменные имеют масштабы  $m(x) = 10^6$  м и  $m(t) = 10$  с. Дисперсионное соотношение удобно записать в безразмерном виде [A8-A12]

$$\frac{\tilde{\omega}^3}{\tilde{n}_0^3} + i \frac{\tilde{\omega}^2}{\tilde{n}_0^2} \left( B_1 \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{n}_0^2} + B_2 \right) - \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{n}_0} \tilde{C}_s^2 \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{n}_0^2} + i \frac{1}{\gamma} \left( -B_1 \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{n}_0^2} - B_2 + B_3 \right) \tilde{C}_s^2 \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{n}_0^2} = 0, \quad (5)$$

$B_1, B_2$  и  $B_3$  – безразмерные коэффициенты (Рис. 1), не зависящие от плотности:

$$B_1 = \frac{(\gamma - 1)Mm(k)^2}{Rm(\rho)m(\omega)} \kappa(T_0), B_2 = \frac{(\gamma - 1)M}{Rm(\omega)} m(\rho)\Lambda'(T_0),$$

$$B_3 = \frac{(\gamma - 1)M}{RT_0m(\omega)} m(\rho)\Lambda(T_0). \quad (6)$$

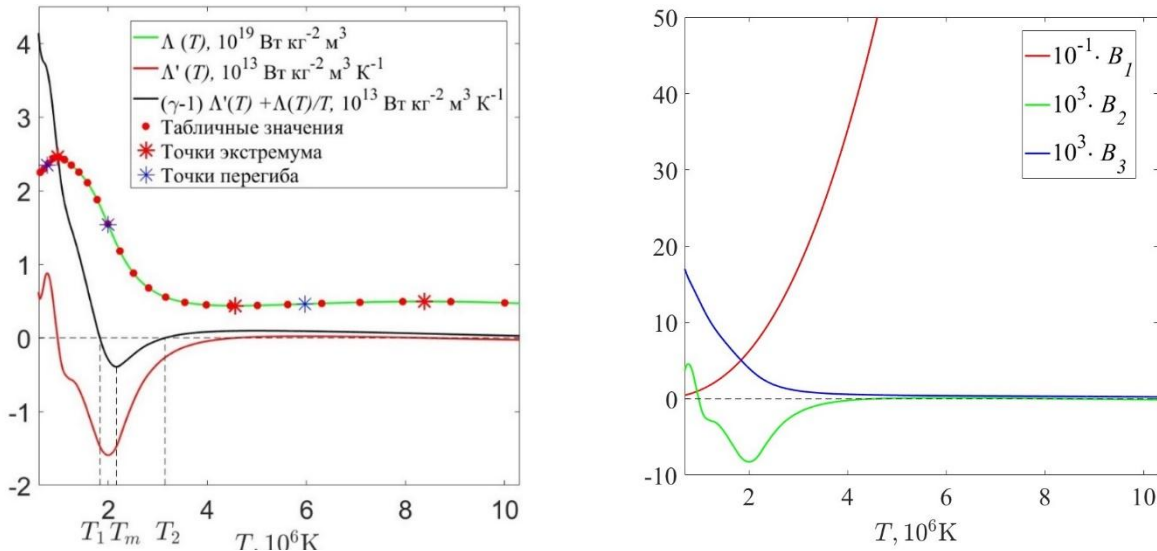


Рис. 1. Функция излучения корональной плазмы  $\Lambda(T)$  (слева) и безразмерные коэффициенты дисперсионного соотношения (справа).

Безразмерные значения  $\tilde{n}_0$  берутся в масштабе  $10^{15} \text{ м}^{-3}$ . Уравнение (5) можно решать в терминах  $\tilde{\omega}/\tilde{n}_0$  и  $\tilde{k}/\tilde{n}_0$  при заданном  $T_0$ . Это означает, что частоту и волновое число можно определить при единичной плотности  $\tilde{n}_0 = 1$  и затем умножать на нужную плотность.

На рисунке 1 отмечен интервал температуры  $(T_1, T_2)$ , где возможна неустойчивость акустических колебаний ( $\text{Im } \omega > 0$ ), определяемая критерием Филда [17]. При  $\tilde{n}_0 = 1$  имеем  $T_1 = 1.83$  МК,  $T_2 = 3.15$  МК. Неустойчивость возможна при  $B_2 < 0$ , в области убывания функции излучения. В области возрастания  $B_2 > 0$  от 0.5 до 1 МК и от 4.57 до 8.38 МК возможен эффект нераспространения волны, когда  $\text{Re } \omega = 0$ . Наименьшая в заданных условиях длина нераспространяющейся волны определяется нулевым дискриминантом уравнения (5).

Мы не учитываем в расчетах такой важный эффект, как гравитация, который из-за отсечки колебаний вносит ограничение по частоте  $\text{Re}\omega > \omega_{\text{cut}} = \gamma g / 2C_s = 1.53 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  или по периоду  $P = 2\pi / \text{Re}\omega < 68$  мин, но будем принимать во внимание ограничение при оценке реальных значений параметров.

В ряде работ ([15-16] и ссылки там) использован общий подход к определению функции нагрева и охлаждения и ожидаемо сделаны общие выводы. Чтобы довести их до конкретных результатов, необходимо провести отдельное исследование. Мы избрали подход с учетом известных свойств солнечной корональной плазмы, который позволил получить новые важные конкретные результаты, имеющие прямое приложение к конкретным наблюдаемым явлениям [A9- A13].

В Главе 3 изучаются решения уравнения (5). Свойства волны зависят  $T_0$  и  $n_0$  (таблица 2). При заданном  $T_0$  определена нижняя граница плотности  $n_0$ , до которой волна может считаться реальной, критерием служит предельно допустимый период 68 мин. С уменьшением плотности период может превышать предел, так на плоскости параметров  $(T_0, n_0)$  очерчиваются границы области существования волны с рассматриваемыми свойствами. Затухающие распространяющиеся волны отбираем по признаку равенства времен затухания вследствие теплопроводности и нагрева/охлаждения. Это дает возможность оценить вклад радиационного охлаждения в затухание волн сжатия [A1-A5].

Таблица 2. Свойства акустической волны, отраженные на плоскости  $(T_0, n_0)$ . Масштаб температуры  $10^6 \text{ К}$ , длины волны Мм, времени затухания  $\tau = -1/\text{Im}\omega$ , мин.

| $T_0$ | $n_0$ | $\lambda$ | $\tau$ | $T_0$ | $n_0$ | $\lambda$ | $\tau$ | $T_0$ | $n_0$ | $\lambda$ | $\tau$ |
|-------|-------|-----------|--------|-------|-------|-----------|--------|-------|-------|-----------|--------|
| 0.5   | 4.66  | 430       | 6.06   | 1.9   | 1.14  | 837       | 396*   | 5.5   | 945   | 1426      | 3.56   |
| 0.6   | 10.8  | 471       | 4.50   | 2.1   | 1.19  | 881       | 371*   | 6.0   | 504   | 1489      | 4.57   |
| 0.8   | 12.9  | 544       | 4.57   | 2.4   | 1.17  | 941       | 268*   | 6.5   | 491   | 1550      | 4.70   |
| 0.9   | 27.5  | 577       | 3.58   | 2.7   | 1.64  | 999       | 305*   | 7.0   | 473   | 1609      | 4.90   |
| 1.0   | 0.25  | 598       | 88.7   | 3.0   | 2.81  | 1052      | 448*   | 7.5   | 718   | 1665      | 4.26   |
| 1.1   | 0.29  | 627       | 85.8   | 3.3   | 4.59  | 1111      | 279    | 8.0   | 323   | 1720      | 2.54   |
| 1.3   | 0.35  | 660       | 91.3   | 3.7   | 4.77  | 1175      | 240    | 8.5   | 312   | 1773      | 2.64   |
| 1.5   | 0.52  | 745       | 100    | 4.1   | 4.00  | 1230      | 170    | 9.0   | 9.10  | 1807      | 118    |
| 1.7   | 0.79  | 805       | 130    | 4.5   | 3.93  | 1282      | 144    | 9.5   | 9.75  | 1862      | 117    |
| 1.8   | 2.84  | 832       | 611    | 5.0   | 4.49  | 1351      | 141    | 10.0  | 12.1  | 1921      | 134    |

\*Время нарастания колебаний (мин)

На рисунке 2 даны фазовая скорость и коэффициент затухания распространяющихся волн. При больших  $k$  они имеют постоянные пределы, здесь имеются низкая дисперсия и сильное однородное затухание. Штриховыми линиями показаны положения минимума групповой скорости  $k_1$ , обусловленного действием теплопроводности. Нагрев и радиационное охлаждение вносят ощутимый вклад на больших длинах волны и дают небольшую поправку в положение  $k_1$ . Они дают также второй минимум, который, однако, лежит за пределами области реальных значений параметров плазмы и здесь не рассматривается.

На рисунке 3 показаны кривые зависимости от периода групповой скорости  $V_g = d\text{Re}\omega/dk$  и длины затухания  $L_d = 1/\text{Im}k$ . Пунктирные линии на

рисунке 3 а показывают, что минимумов групповой скорости имеется два,  $P_1 = 5.04$  мин и  $P_2 = 68.4$  мин, обусловленные теплопроводностью и нагревом/охлаждением. Мы ограничиваемся рассмотрением только  $P_1$ . На рисунке даны его численные значения при  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  для разных температур. Если учитывается только действие теплопроводности, ожидаемы пределы групповой скорости в пределе малых периодов ( $V_g \approx C_s/\sqrt{\gamma}$ ) и больших ( $V_g \approx C_s$ ). Затухание соответственно сильное (происходит выравнивание длины затухания) и слабое (справедливо приближение Кирхгофа с квадратичной зависимостью от частоты).

Получена асимптотика решения уравнения (5) при  $\tilde{\omega} \rightarrow \infty$  [A12]

$$\tilde{k} \approx \frac{\sqrt{\gamma}\tilde{\omega}}{\tilde{C}_s} \left( 1 + \frac{S_1}{\tilde{\omega}^2} + \mathcal{O}(\tilde{\omega}^{-4}) \right) + \frac{i(\gamma-1)\tilde{C}_s}{2\sqrt{\gamma}B_1} \left( 1 + \frac{S_2}{\tilde{\omega}^2} + \mathcal{O}(\tilde{\omega}^{-4}) \right), \quad (7)$$

$$S_1 = \frac{\tilde{n}_0^2 \tilde{C}_s^2}{\gamma} \left( \frac{(\gamma-1)(5-\gamma)\tilde{C}_s^2}{8\gamma B_1^2} - \frac{B_3}{2B_1} \right), \quad S_2 = \frac{\tilde{n}_0^2 \tilde{C}_s^2 (B_3 - B_2)}{2(\gamma-1)B_1}, \quad (8)$$

справедливая, если

$$\tilde{P} \ll \tilde{P}_c \approx \frac{\pi\gamma\sqrt{\gamma}B_1}{2\tilde{n}_0\tilde{C}_s^2}. \quad (9)$$

$$P_c \approx 2.86 \times 10^{-19} \rho_0^{-1} T_0^{3/2} \text{ (с)}. \quad (10)$$

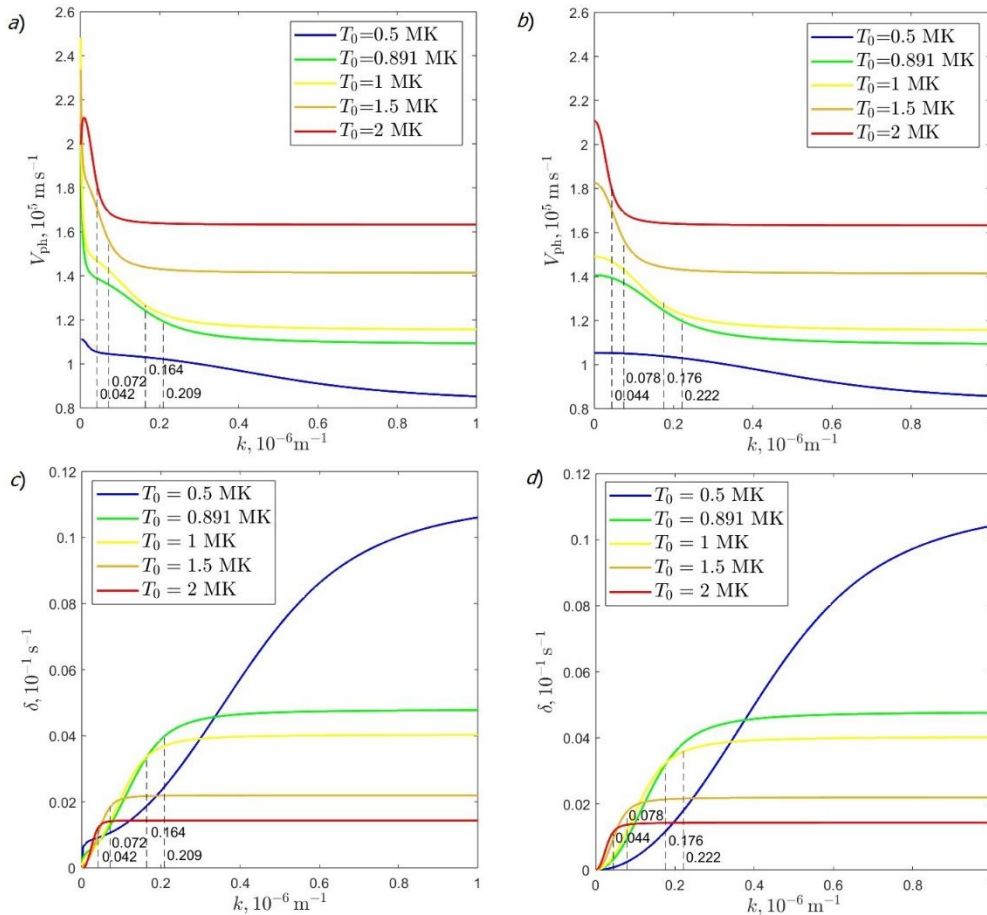


Рис. 2. Фазовая скорость  $V_{ph}(k)$  и коэффициент затухания  $\delta(k)$ , если имеются теплопроводность и нагрев/охлаждение (слева) или только теплопроводность (справа). Берутся  $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$  и ряд значений температуры.

Здесь  $P_c$  берется с учетом только теплопроводности, значение плотности берется в  $\text{кг м}^{-3}$ , температуры – в К. Найденный из асимптотики масштаб  $P_c$  оказался порядка временного масштаба теплопроводности  $\tau_{\text{cond}} = \lambda^2 R \rho_0 / (\gamma - 1) M \kappa(T_0)$ ,  $\lambda$  – длина волны. Он позволяет точно определить границы применимости приближения. Следуя численному решению уравнения (5) (рисунки 3с и 3д), запишем оценку длины затухания (вместо  $\ll$  пишется  $<$ )

$$L_d \approx L_{d0} = 2.87 \cdot 10^4 \frac{T_0^2}{n_0} (\text{Мм}), \quad P < P_c. \quad (11)$$

Длина затухания одинакова из-за высокой эффективности теплопроводности. Условие  $P < P_c$  используем и для разделения волн по дисперсии.

Минимум  $P_1$  находится из численного решения уравнения (5), его значения совпадают с масштабом  $P_c$ . Можно утверждать, что минимум  $P_1$  определяется временным масштабом теплопроводности. Теперь мы можем описать общую картину поведения акустических волн, показанную на рисунке 3. Характер и затухания, и дисперсии резко меняется в точке  $P_1$ , поэтому периоды можно разделить на два класса, короткие  $P < P_1$  и длинные  $P > P_1$ . На коротких периодах колебания затухают быстро и однородно, дисперсия низкая. На длинных периодах затухание медленное и зависит от величины периода, колебания имеют высокую дисперсию [A8, A12].

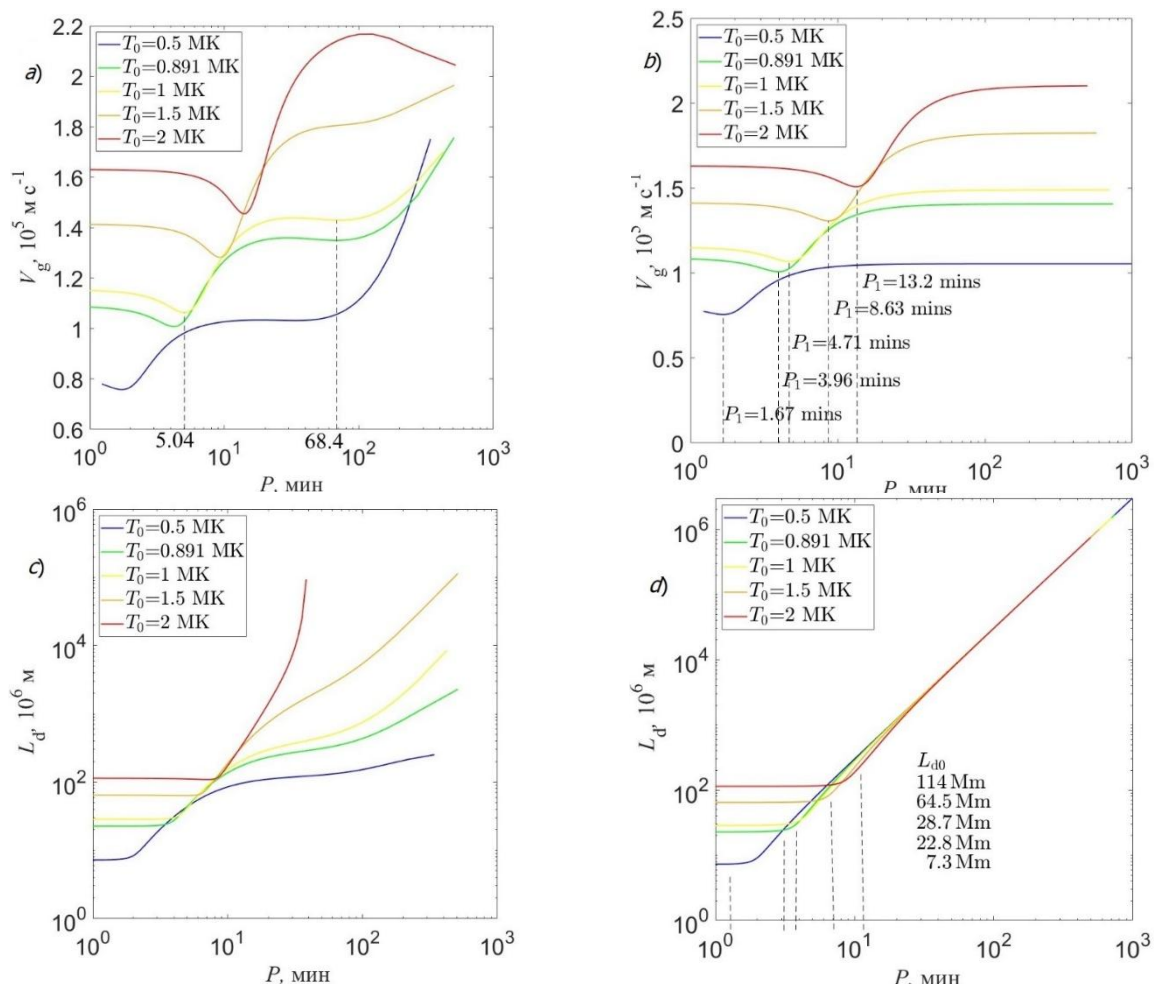


Рис. 3. Зависимость групповой скорости и длины затухания от периода с учетом теплопроводности, нагрева и охлаждения (слева), и теплопроводности (справа).

В Главе 4 проводится моделирование импульсного акустического возмущения. Полагаем, оно возникает у нижней границы короны и распространяется вверх. Возмущение представлено интегралом Фурье

$$\rho = \varepsilon \rho_0 \int_0^{k_{\max}} F(k) e^{-\delta(k)t} \cos(kx - \omega(k)t) dk, \quad (12)$$

где  $k_{\max}$  - ширина спектра,  $\omega(k)$  находится численным решением уравнения (5). Спектральная плотность имеет гауссову форму  $F(k) = e^{-d^2 k^2/4}$ , как и начальный импульс, длина которого есть  $d$ . Продолжительность равна  $d/\bar{V}_{\text{ph}}$ , где  $\bar{V}_{\text{ph}}$  - средняя фазовая скорость в интервале  $0 < k < k_{\max}$ . Значения  $d = (2 - 7)$  Мм подходят для импульсов, которые могут генерироваться в хромосфере, при  $k_{\max} = (1 - 3) \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$  они имеют хорошую спектральную локализацию без высокочастотных шумов. В корональных условиях ( $T \sim 1$  МК,  $V_{\text{ph}} \sim 10^5 \text{ м с}^{-1}$ ) продолжительность 0.3 - 1.2 мин.

С помощью вейвлет-анализа проводится изучение спектра волнового пакета (12) при его перемещении. Используются вейвлет Морле

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-t^2/2} e^{i6t}$$

и алгоритм Торренса-Компо. На рисунке 4 (верхняя панель) показаны временные сигналы, генерируемые импульсом на разных расстояниях  $x$  от источника. Возмущение меняет форму, его спектр распадается на два максимума. В сигнале можно видеть присутствие двух составляющих, имеющих разную продолжительность, которая определяется по ширине сигнала на временной оси. Для каждой составляющей она близка к периоду, который определяется максимумом. Они названы коротким и длинным возмущениями, им соответствуют максимумы  $P_s$  и  $P_l$ . Со временем короткое возмущение затухает быстрее. В таблице 3 представлены параметры максимумов для ряда значений  $x$ : периоды, локализация на оси времени, относительная плотность энергии [A10-A13].

Таблица 3. Максимумы вейвлет-спектра при  $T_0 = 1$  МК,  $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ,  $d = 6$  Мм. Значения координаты даны в Мм, периодов и времени – в мин, плотности энергии – в относительных единицах.

| $x$       | $P_s$       | $t_s$       | $E_s$        | $P_l$       | $t_l$       | $E_l$        | $x$ | $P_s$ | $t_s$ | $E_s$ | $P_l$ | $t_l$ | $E_l$ |
|-----------|-------------|-------------|--------------|-------------|-------------|--------------|-----|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 20        | 5.82        | 2.84        | 0.178        |             |             |              | 70  | 5.88  | 10.3  | 0.043 | 16.4  | 9.65  | 0.046 |
| 25        | 6.06        | 3.57        | 0.156        |             |             |              | 75  | 5.91  | 11.1  | 0.037 | 17.6  | 10.2  | 0.042 |
| 30        | 6.37        | 4.32        | 0.134        |             |             |              | 80  | 5.97  | 11.8  | 0.032 | 18.7  | 10.7  | 0.039 |
| 35        | 6.65        | 5.10        | 0.116        |             |             |              | 85  | 5.93  | 12.5  | 0.028 | 19.5  | 11.3  | 0.037 |
| 40        | 6.77        | 5.86        | 0.099        |             |             |              | 90  | 5.93  | 13.3  | 0.024 | 20.9  | 11.8  | 0.035 |
| 45        | 6.06        | 6.65        | 0.085        |             |             |              | 95  | 5.90  | 14.1  | 0.021 | 22.2  | 12.3  | 0.033 |
| 50        | 5.82        | 7.41        | 0.074        |             |             |              | 100 | 5.92  | 14.9  | 0.018 | 23.7  | 12.7  | 0.031 |
| <b>55</b> | <b>5.75</b> | <b>8.14</b> | <b>0.065</b> | <b>10.9</b> | <b>7.97</b> | <b>0.063</b> | 105 | 5.91  | 15.5  | 0.016 | 25.3  | 13.4  | 0.030 |
| 60        | 5.78        | 8.85        | 0.056        | 12.7        | 8.55        | 0.056        | 110 | 5.87  | 16.3  | 0.014 | 26.6  | 14.0  | 0.029 |
| 65        | 5.80        | 9.58        | 0.049        | 14.6        | 9.10        | 0.050        | 115 | 5.88  | 17.0  | 0.012 | 27.5  | 14.5  | 0.028 |

Появление возмущений в два максимума можно объяснить, используя особые свойства дисперсии и затухания, описанные в Главе 3. Затухание создает провал в спектральной функции в окрестности минимума групповой скорости (рисунок 5 слева).

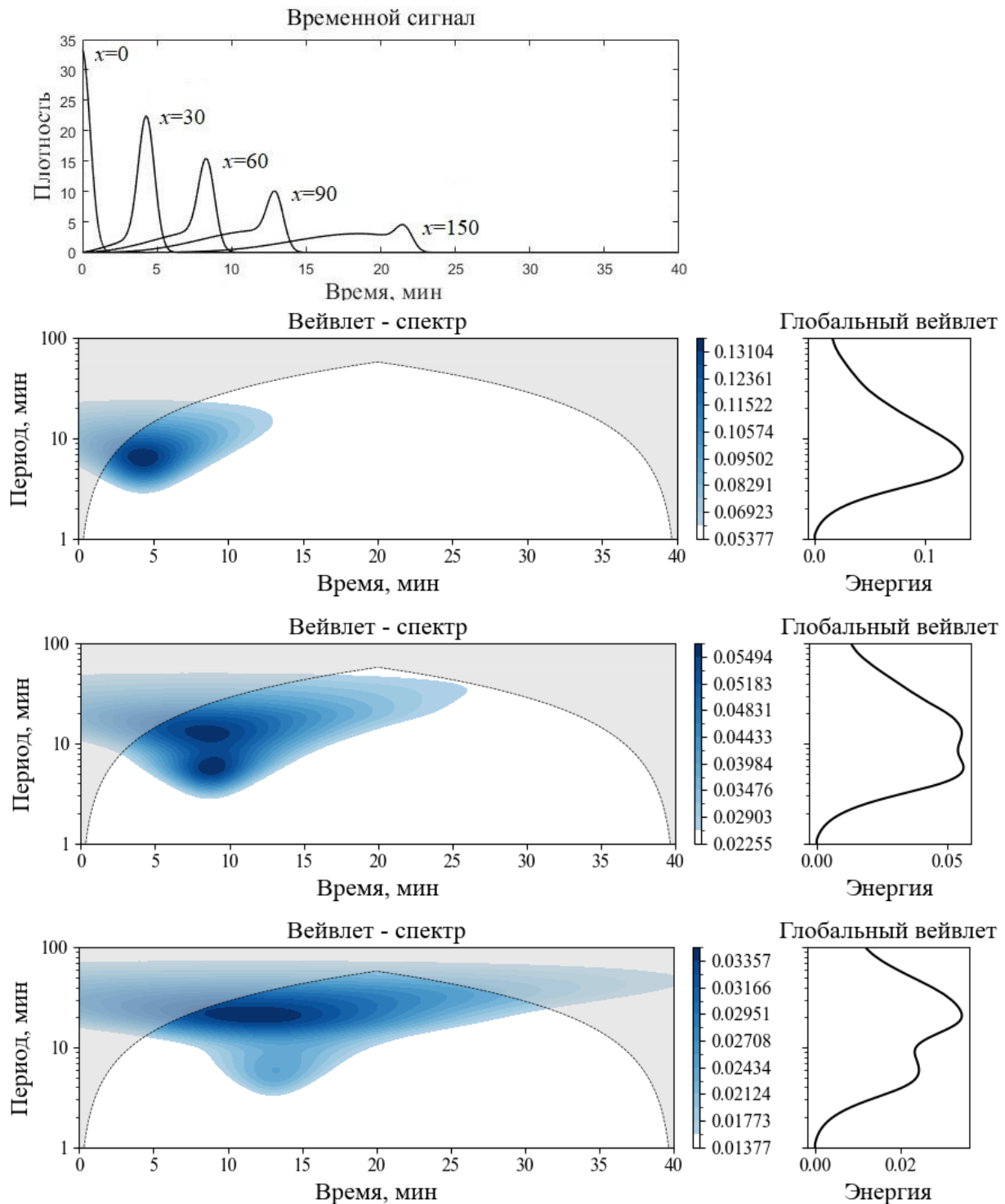


Рис. 4. Формирование акустического возмущения с двумя максимумами в спектре в результате эволюции локализованного импульса. На верхней панели показаны временные сигналы на разных расстояниях от источника, ниже их вейвлет-спектры: для  $x = 30$  Мм (вторая панель), 60 Мм (третья панель) и 90 Мм (четвертая). Параметры плазмы:  $T_0 = 1$  МК,  $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ . Длина начального импульса  $d = 6$  Мм.

Формирование периодов происходит аналогично механизму, описанному Робертсом и др. По обе стороны от минимума  $P_1$  формируются две группы волн, имеющие разные периоды  $P_s$  и  $P_l$ , но одну и ту же скорость (рисунок 5 *справа*). Сравнение максимумов показывает небольшое расхождение в их положении со временем (см. также таблицу 3) из-за разности в скорости их перемещения. В обычных корональных условиях ( $T_0 = 1$  МК,  $n_0 = 0.4 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ) длинный период лежит в интервале значений от 10 до 30 мин, что хорошо согласуется с данными наблюдений. Периоды и их продолжительность определяются параметрами плазмы и начального импульса [A9-A13].

Продemonстрируем спектральное разделение акустического импульса на два отдельных возмущения под действием теплопроводности, которое играет главную роль в рассматриваемом процессе. В линейном приближении нет принципиальных препятствий такому разделению. Укажем на важное обстоятельство, касающееся изменения спектральной функции под действием затухания, показанное на рисунке 5 *слева*. В каждый момент времени часть спектра, лежащая правее минимума  $k_1 = 0.066 \times 10^{-6} \text{ м}^{-3}$ , имеет форму, близкую к гауссовой, как и первоначальный импульс. Эта часть спектра  $F_1(k, t) = F(k)e^{-\delta(\infty)t}$  определяет короткое возмущение, длинное имеет спектр  $F_2(k, t) = F(k)(e^{-\delta(k)t} - e^{-\delta(\infty)t})$ .

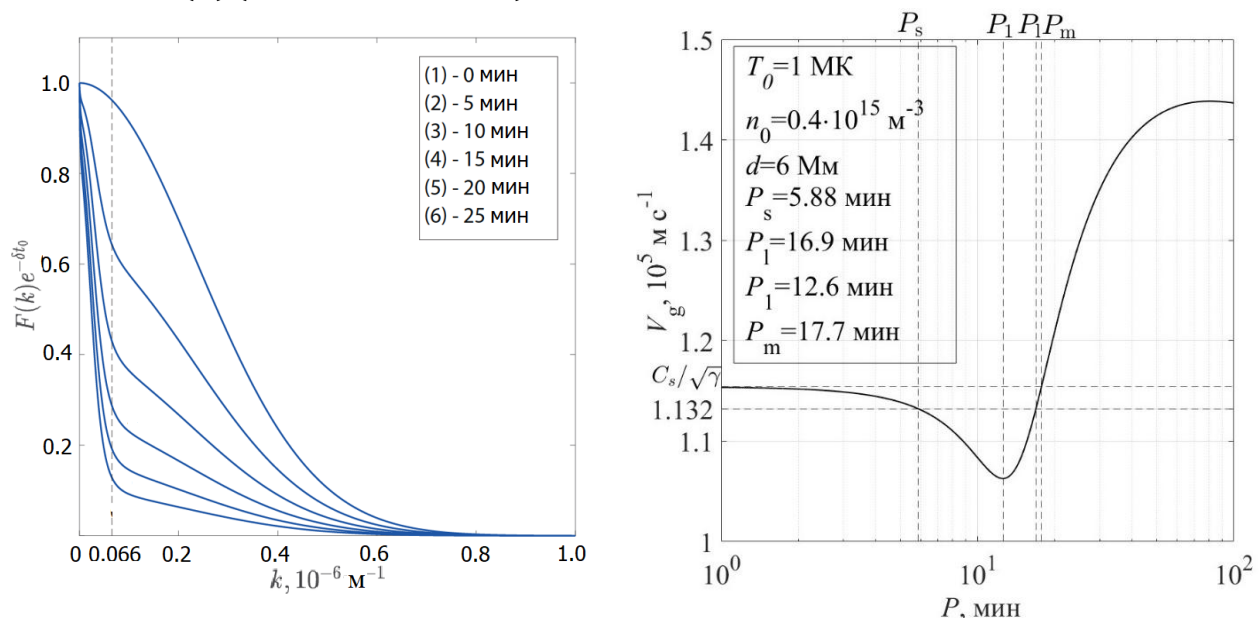


Рис. 5. Появление двух максимумов спектра в локализованном пакете акустических волн. *Слева*: вблизи минимума групповой скорости  $k_1 = 0.066 \times 10^{-6} \text{ м}^{-3}$  (показан вертикальной пунктирной линией) со временем образуется провал в спектре. *Справа*: на оси периодов по обе стороны от минимума  $P_1 = 12.6$  мин формируются два пакета с коротким  $P_s = 5.88$  мин и длинным  $P_l = 16.9$  мин периодами. Длинный период близок к  $P_m = 17.7$  мин.

Параметры разделенных возмущений показаны на рисунке 6. Как ожидалось, короткое возмущение дает период и время, близкие к параметрам первого максимума в спектре неразделенного возмущения (рисунок 6 *справа*). Время для длинного возмущения принимает значения, близкие ко времени второго максимума. Кажется выбивающимся из общей картины длинный

период. Он принимает значения 28.3 мин при  $x=60$  Мм и 31.9 мин при  $x=90$  Мм, в то время как для неразделенного возмущения соответствующие периоды равны 12.7 и 20.9 мин. Объяснение содержится в рисунке 6 *слева*: при сложении двух пакетов максимумы сближаются, первый незначительно, а второй существенно. При  $x < 55$  Мм второй имеет небольшую высоту и дает только небольшую поправку к первому, приводя к его расширению и небольшому увеличению периода, что и наблюдается также в таблице 3. Со временем второй максимум растет (рисунок 5) и при  $x > 55$  Мм формирует отдельный период.

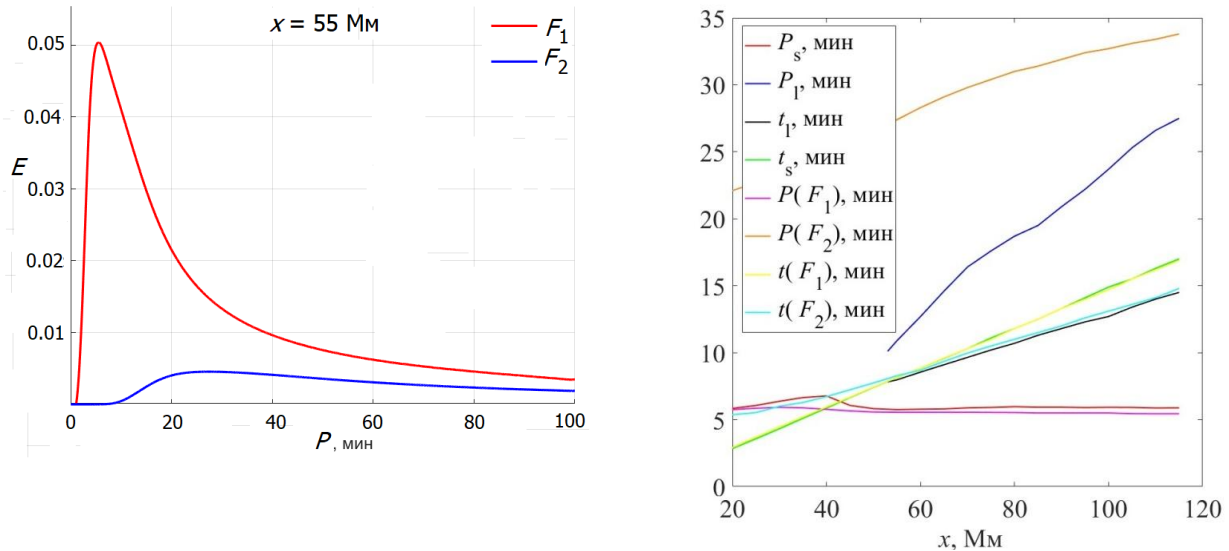


Рис. 6. Плотность энергии (*слева*) и параметры (*справа*) разделенных возмущений для импульса, определенного в таблице 3.

В **Заключении** проводится обсуждение результатов. Они обладают конкретностью, поскольку используются известные свойства корональной плазмы. Это позволило провести тщательное изучение свойств акустических волн в короне. Найдена связь между свойствами затухания и дисперсии с минимумом групповой скорости, определяемым временным масштабом теплопроводности. Особые свойства затухания и дисперсии волн приводят к разделению малых акустических импульсов на два отдельных возмущения, различающихся по степени затухания, длительности и скорости перемещения. Новый подход позволяет преодолеть затруднения, связанные с описанием волн сжатия, объяснить происхождение наблюдаемых пар максимумов спектра, в том числе происхождение длинного периода, до сих пор остающимся загадкой.

Есть основания предполагать, что каждый наблюдаемый в волнах сжатия всплеск интенсивности вызывается отдельным возмущением, порождаемым одним из акустических импульсов, которые один за другим генерируются у основания короны. Одним из основных источников энергии импульсов могут быть спикюлы. В процессе движения импульсы делятся на две части, короткие и длинные, которые движутся рядом, но имеют различные длину затухания и скорость перемещения. Таким образом, генерируемые у основания короны акустические импульсы переносят энергию, которая может дать вклад в нагрев короны [A12, A13].

В **Приложениях** приведены табличные и графические результаты.

## Список литературы

1. De Moortel I. Longitudinal waves in coronal loops // *Space Sci. Rev.* –2009. –V. 149. –P. 65–81.
2. Banerjee D., Krishna Prasad S., Pant V., *et al.* Magnetohydrodynamic waves in open coronal structures // *Space Sci. Rev.* –2021. –V. 217. 76.
3. Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Nakariakov V.M. *Coronal Seismology: Waves and Oscillations in Stellar Coronae.* – WILEY–VCH Verlag GmbH & Co. –2012. –221 p.
4. Samanta T., Pant V., Banerjee D. Propagating disturbances in the solar corona and spicular connection // *Astrophys. J. Lett.* –2015. –V. 815. L16.
5. Berghmans D., Auchère F., Long D.M., *et al.* Extreme-UV quiet Sun brightenings observed by the Solar Orbiter/EUI // *Astron. Astrophys.* –2021. –V. 656. L4.
6. Uritsky V.M., DeForest C.E., Karpen J.T., *et al.* Plumelets: dynamic filamentary structures in solar coronal plumes // *Astrophys. J.* –2021. –V. 907, № 1. 1.
7. Skirvin S.J., Samanta T., Van Doorselaere T. Modelling the connection between propagating disturbances and solar spicules // *Astron. Astrophys.* –2024. –V. 689. A135.
8. Srivastava S., Chatterjee P., Dey D., *et al.* The Relation between Solar Spicules and Magnetohydrodynamic Shocks // *Astrophys. J.* –2025. –989. 39.
9. De Pontieu B., McIntosh S.W., Hansteen V.H., *et al.* Observing the roots of solar coronal heating - in the chromosphere // *Astrophys. J.* –2009. –701. L1.
10. Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Kronshtadtov P.V. On the Possibility of Heating the Solar Corona by Heat Fluxes from Coronal Magnetic Structures // *Solar Phys.* –2020. –V. 295. 166.
11. Gupta G.R. Observations of dissipation of slow magneto-acoustic waves in a polar coronal hole // *Astron. Astrophys.* –2014. –V. 568. A96.
12. Krishna Prasad S., Banerjee D., Van Doorselaere T. Frequency-dependent damping in propagating slow magneto-acoustic waves // *Astrophys. J.* –2014. –V. 789. 118.
13. Roberts R., Edwin P.M., Benz A.O. On coronal oscillations // *Astrophys. J.* –1984. –V. 279. –P. 857–865.
14. Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Moss G., *et al.* Fast magnetoacoustic wave trains: from tadpoles to boomerangs // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* –2021. –V. 505. –P. 3505–3513.
15. Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Zavershinskii D.I. Damping of slow magnetoacoustic oscillations by the misbalance between heating and cooling processes in the solar corona // *Astron. Astrophys.* –2019. –V. 626. –A133.
16. Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.N., *et al.* Formation of quasi-periodic slow magnetoacoustic wave trains by the heating/cooling misbalance // *Phys. Plasmas.* –2019. –V. 26. –082113.
17. Field G.B. Thermal instability // *Astrophys. J.* - 1965. –V. 142. –P. 531–567.

## Работы автора по теме диссертации

- A1. Mankaeva G.A., **Derteev S.B.**, Mikhalyaev B.B., Bembitov D.B. Damping of fast magnetoacoustic oscillations in the solar coronal loops // *Geomagn. Aeron.* –2017. –V. 57, No 8. –P. 1023–1027. <https://doi.org/10.1134/S0016793217080151> (WoS/Scopus, BAK)

- A2. **Дертеев С.Б.**, Гаваев Б.С., Шивидов Н.К. Радиационное затухание магнитозвуковых волн в плазме солнечной короны / Труды XVII конф. молод. ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». 5–10 септ. 2022 г., ИСЗФ СОРАН, Иркутск. –С. 33–35.
- A3. **Дертеев С.Б.**, Гаваев Б.С., Шивидов Н.К., Михалеев Б.Б. Радиационное затухание медленных магнитозвуковых волн в короне звезд // Ученые зап. физ. фак-та МГУ. –2022. № 6, 2260801. (BAK)
- A4. Бембитов Д.Б., **Дертеев С.Б.**, Шивидов Н.К., Михалеев Б.Б. Акустические волны в разреженной высокотемпературной плазме // Вестник НИЯУ «МИФИ». –2022. –Т. 11. № 4. –С. 288–295. [doi.org/10.26583/vestnik.2022.3](https://doi.org/10.26583/vestnik.2022.3) (BAK)
- A5. **Derteev S.B.**, Sapraliev M.E., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B. Propagation of acoustic waves in coronal plasma // Geomagn. Aeron. –2023. –V. 63. No 8. –P. 1313–1317. <https://doi.org/10.1134/S0016793223080078> (WoS/Scopus, BAK)
- A6. Bembitov D.B., **Derteev S.B.**, Shvidov N.K., Mikhalyaev B.B. Acoustic waves in a rarefied high-temperature plasma // Physics of Atomic Nuclei. –2023, –V. 86, No 10. –P. 2217–2223. <https://doi.org/10.1134/S1063778823100071> (Scopus, BAK)
- A7. **Derteev S.**, Shvidov N., Bembitov D., Mikhalyaev B. Damping and dispersion of non-adiabatic acoustic waves in a high-temperature plasma: A radiative-loss function // Physics. –2023. –V. 5. –P. 215–228. <https://doi.org/10.3390/physcs5010017> (WoS/Scopus)
- A8. Mikhalyaev B.B., **Derteev S.B.**, Shvidov N.K., Sapraliev M.E., Bembitov D.B. Acoustic waves in a high-temperature plasma II. Damping and instability // Solar Phys. –2023. –V. 298. 102. <https://doi.org/10.1007/sll207-023-02196-5> (WoS/Scopus)
- A9. **Дертеев С.Б.**, Сапралиев М.Е. Квазипериодические колебания в высокотемпературной плазме. Труды XXI конф. молод. ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования». 10–12 апр. 2024 г., ИКИ РАН, Москва. –С. 40–43.
- A10. **Derteev S.**, Sapraliev M., Shvidov N., Mikhalyaev B. Quasi-periodic pulsations in active regions of the solar corona. Int. Conf, on Physics and Chemistry of Combustion and Processes in Extreme Environments. Samara, Russia, 2-6 July 2024: Proc./ Ed. by V.N. Azyazov and A.M. Mayorova/ Lebedev Phys. Inst. RAS, Samara Branch-Samara: Publishing ООО «Insoma-Press». –2024. –P. 41.
- A11. **Derteev S.**, Sapraliev M., Shvidov N., Mikhalyaev B. Formation of quasi-periodic oscillations in the solar corona. Conf. «Modern astronomy: from the early Universe to exoplanets and black holes», 2024 Aug 25–31, SAO RAS, Nizhny Arkhyz.
- A12. **Derteev S.B.**, Sapraliev M.E., Shvidov N.K., Mikhalyaev B.B. Acoustic waves in a high-temperature plasma III. Two-periodic disturbances // Solar Phys. –2024. –V. 240. –P. 141. <https://doi.org/10.1007/sll207-024-02381-0> (WoS/Scopus).
- A13. Михалеев Б.Б., **Дертеев С.Б.**, Шивидов Н.К., Сапралиев М.Е. Формирование мультипериодических колебаний в высокотемпературной плазме // Вестник НИЯУ «МИФИ». –2026. –Т. 15. № 3. –С. 191–198. <https://doi.org/10.26583/vestnik.2026.3.1> (BAK).