

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова»

На правах рукописи

Дертеев Сергей Бадмаевич

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Специальность 1.3.1 – Физика космоса, астрономия
(физико-математические науки)

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Михаляев Бадма Борисович

Элиста – 2026

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Волны сжатия в солнечной короне.....	19
1.1 Волны сжатия в теплых корональных петлях.....	20
1.2 Волны сжатия в горячих корональных петлях.....	28
1.3 Волны сжатия в корональных дырах	32
1.4 Короткопериодические и долгопериодические колебания	36
1.5 Двухпериодические колебания.....	40
1.6 Моделирование волн сжатия.....	44
1.7 Выводы к Главе 1	49
Глава 2. Модель неадиабатических акустических волн в солнечной короне.....	50
2.1 Основные неадиабатические эффекты корональной плазмы.....	50
2.1.1 Теплопроводность	50
2.1.2 Функция излучения корональной плазмы	51
2.1.3 Нагрев корональной плазмы	55
2.2 Аналитическое представление функции излучения корональной плазмы	57
2.3 Основные уравнения.....	60
2.4 Дисперсионное соотношение.....	64
2.5 Оценка неадиабатических эффектов при малых возмущениях	69
2.6 Выводы к Главе 2	72
Глава 3. Дисперсия, затухание и неустойчивость акустических волн	73
3.1 Неустойчивость акустических волн	73
3.2 Области нераспространения волн	77
3.3 Затухание и дисперсия акустических волн	81
3.4 Асимптотическое поведение решений дисперсионного уравнения	85
3.5 Неравномерность затухания и дисперсии акустических волн	91
3.6 Продольные колебания горячих корональных петель	93
3.7 Выводы к Главе 3	96
Глава 4. Двухпериодические колебания.....	97
4.1 Постановка задачи о распространении локализованных возмущений	97

4.1.1 Влияние минимума групповой скорости	99
4.1.2 Влияние неравномерности затухания гармоник	103
4.2 Вейвлет-анализ волновых пакетов	105
4.2.1 Эволюция локализованного импульса	105
4.2.2 Моделирование наблюдаемых сигналов	109
4.3 Генерация двухпериодических колебаний	112
4.4 Разделение акустического импульса	116
4.5 Новый взгляд на природу волн сжатия	119
4.6 Выводы к Главе 4	125
Заключение	126
Список литературы	129
Приложение	142
Приложение 1	142
Приложение 2	146
Приложение 3	150
Приложение 4	153

Введение

Диссертационная работа посвящена изучению волновых процессов в солнечной атмосфере. Предложен подход к изучению акустических волн в высокотемпературной плазме, который применяется к описанию волн сжатия, наблюдаемых в различных корональных структурах.

Актуальность темы исследования. На протяжении около пятидесяти лет наблюдаются вариации интенсивности КУФ-излучения, распространяющиеся в солнечной короне. Предполагается, что они вызваны изменением плотности плазмы, поэтому они интерпретируются как волны сжатия. Так мы будем называть их для краткости, понимая как возмущения плотности в самом общем смысле. Им приписываются волновые характеристики, период колебаний и скорость распространения. Одно из первых подобных явлений наблюдалось в полярной корональной дыре с помощью космической лаборатории SkyLab в 1973 г. [136]. Большое количество данных стало поступать с началом действия космических лабораторий SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) в 1995-1998 гг. После вступления в строй Hinode и SDO (Solar Dynamics Observatory) в 2006-2009 гг. наблюдается целый поток данных, доступных на сайтах обсерваторий. В 2020 г. начала работу космическая обсерватория Solar Orbiter. Волны сжатия распространяются от основания короны вверх и, благодаря своей распространенности практически по всей короне и обилию наблюдательных данных, привлекают особый интерес к себе в последнее десятилетие.

Происхождение волн сжатия до конца не установлено. Источниками могут быть проникающие в корону фотосферные и хромосферные осцилляции [30, 20] или нестационарные явления в нижней атмосфере, например, повторяющиеся мелкомасштабные взрывные явления как результат магнитного пересоединения в нижней атмосфере [51, 137]. Некоторые наблюдения показывают присутствие струйных течений или мелких джетов в основаниях корональных шапок [103,

124]. Они также могут быть причастны к генерации возмущений в короне. В самом начале активного изучения волн сжатия, в 1999 г, Бергман и Клетт [18] обнаружили в ядрах активных областей мелкомасштабные уярчения или всплески КУФ-излучения, которые создают волнообразные возмущения, распространяющиеся вдоль квазиоткрытых силовых линий. Недавно [19] обнаружено новое похожее явление, названное «кострами», в нижней короне вблизи границы с переходной областью. Оно может быть следствием магнитного пересоединения в вершинах мелкомасштабных петель в нижней короне.

Отдельного внимания заслуживает возможная связь волн сжатия со спикулами [139]. Волны сжатия имеют распространение по всей короне, аналогичное широкое распространение в хромосфере имеют спикулы. С одной стороны, естественно считать, что многочисленные спикулы могут порождать многочисленные волны сжатия. С другой, их многочисленность указывает на большую энергию, которую они могут передавать в корону.

Наблюдения с помощью телескопов IRIS (*Interface Region Imaging Spectrograph*) и AIA/SDO (*Atmospheric Imaging Assembly* на борту *Solar Dynamics Observatory*) показывают, что спикулы и распространяющиеся в короне возмущения являются частями некоторого единого процесса [55, 113]. Обнаружено, что начало движения корональных возмущений совпадает с поднятием переходной зоны под действием спикул.

Ранее по асимметрии спектральных линий с помощью HINODE телескопа SDO/EUV (*Extreme UltraViolet*) были обнаружены восходящие потоки в короне [33, 34, 105]. Эти течения и пространственно, и по времени коррелируют, имея похожие скорости, со спикулами типа II. Оценки массы вещества и эмиссии, полученные из наблюдений, показывают, что вещество в спикулах может играть важную роль в нагреве корональной плазмы.

Горячие магнитные трубки (спикулы типа II) обеспечивают более эффективный источник нагрева короны, чем горячие магнитные петли, поскольку замкнутая магнитная структура петли существенно ограничивает тепловой поток в корону [138]. Для компенсации потерь на излучение и теплопроводность

требуется приблизительно 10^4 спикул типа II с температурой в несколько миллионов кельвин, что составляет около 1% от числа спикул, одновременно наблюдаемых на солнечном диске. Основным источником энергии, нагревающей корональную плазму, может быть фотосферная конвекция, которая генерирует электрические токи около 10^{10} - 10^{12} А. Диссипация токов посредством столкновения с нейтральными атомами приводит к нагреву плазмы в магнитных структурах до нескольких миллионов кельвин и выбросу горячей плазмы из открытых магнитных трубок в корону.

Очевидно, что источник волн сжатия находится вблизи нижней границы короны, в нижней атмосфере, либо тем или иным образом связан с процессами, происходящими в нижней атмосфере. В силу малой глубины нижней атмосферы источник имеет малые пространственно-временные масштабы, что и демонстрируют наблюдения. Отсюда можно сделать два вывода: первый - волны сжатия содержат информацию о нижней атмосфере и переходной области; второй - необходимо решить вопрос, каким образом возмущения с характерным пространственным масштабом в несколько Мм и временем около одной минуты, возникающие у нижней границы короны и в нижней атмосфере, способны генерировать наблюдающиеся в короне периоды в десятки минут.

Волны сжатия наблюдаются как в активных областях, так и в корональных дырах (см. обзорные работы Банержи и др. [14], Де Мортель [30]). Вместе с волнами сжатия, которые интерпретируются как продольные волны в корональных структурах, космические лаборатории позволяют наблюдать также поперечные волны по изгибным колебаниям корональных петель [9,85]. Наблюдения и разработка теоретических моделей волновых процессов в магнитных трубках дали начало отдельному направлению в исследовании солнечной короны - корональной сейсмологии [7, 31, 118]. Ее основной задачей является получение сведений о параметрах корональной плазмы и коронального магнитного поля из наблюдательных данных. Такая задача часто решается при наблюдении поперечных волн. Ввиду своей широкой распространенности в короне волны сжатия могут быть наилучшим агентом при получении информации

о корональной плазме.

Волны распространяются от основания короны и быстро затухают, свидетельством тому служит небольшая высота, на которой они наблюдаются. Быстрое затухание сразу привлекло и привлекает до сих пор к себе внимание в связи с проблемой нагрева короны. Для объяснения данного наблюдаемого свойства, а также для решения задач корональной сейсмологии необходим подходящий механизм диссипации волновой энергии. Поиск адекватного механизма затухания волн представляет собой нетривиальную задачу, поскольку роль того или иного возможного механизма (теплопроводность, вязкость, радиационные потери и т. и.) зависит от конкретных физических условий. При изучении волн сжатия обычно используется теоретическое описание медленными магнитоакустическими волнами, распространяющимися в корональном магнитном поле. Для продольных волн в поле со слабоискривленными и слаборасходящимися линиями, другими словами, в поле с большими пространственными масштабами, хорошим гидродинамическим приближением являются акустические волны, направление распространения которых определяется квазиоднородным магнитным полем [28, 86]. По крайней мере, их можно выбрать в качестве первого приближения, и затем находить поправки, вызванные действием магнитного поля.

Отдельно необходимо отметить процедуру оценки степени затухания волн сжатия, которая может вызвать к себе вопросы. Обычно степень затухания высокая, при которой время затухания колебания порядка периода, часто меньше его. Это можно прямо определить для продольных колебаний в горячих корональных петлях, которые регистрируются по доплеровскому смещению. Строится ряд значений скорости, который аппроксимируется гармонической кривой с уменьшающейся амплитудой. С волнами в теплых корональных петлях и корональных дырах дело обстоит, с одной стороны проще, с другой - сложнее. Если колебания в горячих петлях связаны со вспышками и, соответственно, имеют единичный характер, то колебания в теплых петлях и корональных дырах наблюдаются повсеместно и практически постоянно. В обзоре Де Мортель [30]

приведен большой список первых наблюдений с периодами около 3 и 5 мин. Имеется возможность наблюдения колебаний в одной и той же петле. Это позволяет проследить за распространением колебаний в корону и определить высоту, на которой они могут еще наблюдаться. Она дает так называемую дистанцию детектирования, которую связывают с длиной затухания. Для 5-минутных колебаний она достигает 23 Мм. Для температуры 1 МК, типичной для теплых петель, длина акустической волны равняется 45 Мм, то есть вдвое превосходит наблюдаемую длину затухания. Сложность ситуации заключается в определении периода, поскольку наблюдения показывают нерегулярность регистрируемого периода в течение всего времени наблюдения.

Практически во всех работах, посвященных теоретическому изучению волн сжатия, отмечается важная роль теплопроводности в поведении акустических и магнитоакустических волн. Роль вязкости, рассчитываемой по классической формуле ионной вязкости [1, 5], мала в рассматриваемых нами волнах с длиной порядка 10 Мм. 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 $\kappa(T_0) \approx 2.28 \cdot 10^{-11} T_0^{5/2}$ (Вт м⁻¹ К⁻¹), динамический коэффициент вязкости $\eta(T_0) \approx 1.15 \cdot 10^{-17} T_0^{5/2}$ (кг м⁻¹ с⁻¹). При температуре 1 МК и концентрации 10^{14} м⁻³ первое отношение < 1.3 , второе < 0.03 , если $P > 3$ мин. На основании отдельных расчетов в существующей литературе в затухании предпочтение часто отдается теплопроводности, хотя имеются свидетельства значительного влияния радиационных потерь в отдельных наблюдениях [10]. Считается, что нагрев и радиационное охлаждение могут играть значительную роль только в пределе больших длин волн [89]. Показано, однако, что эффект нагрева и охлаждения может вносить заметный вклад в затухание и для типичных значений корональных параметров [4, 78]. Одной из задач настоящей работы является

поиск условий, когда это может осуществиться. На наш взгляд, при этом следует использовать широкие интервалы значений физических параметров фоновой плазмы и магнитного поля. Таким образом, мы ставим задачу прояснить роль нагрева и радиационного охлаждения в поведении акустических волн.

Важной проблемой в изучении волн сжатия является объяснение происхождения наблюдаемых периодов. Кроме возмущений с 3- и 5 минутными периодами, которые можно представлять как проникающие в корону хромосферные и фотосферные колебания [24, 30], наблюдаются колебания, спектры которых содержат самые различные периоды в пределах от нескольких минут до нескольких десятков минут [14, 69, 134]. Если их источники не лежат в нижних слоях атмосферы, следует полагать, что такие периоды каким-то образом генерируются в процессе распространения волны в самой короне. Здесь необходимо отметить, что спектры волн сжатия обычно являются непрерывными и широкими, и при их описании ориентируются на имеющиеся максимумы. Сами волны сжатия характеризуются в первую очередь этими доминирующими периодами.

Максимумов в спектре наблюдаемых волн сжатия может быть несколько, но чаще всего регистрируются два, такие возмущения называют многопериодическими [128]. Однако, поскольку спектры волн сжатия широкие, и периоды выделяются по максимумам, рассматриваемые здесь явления с несколькими периодами, строго говоря, нельзя отнести к квазипериодическим колебаниям, понимаемым в традиционном смысле как колебания некоторой физической системы одновременно на нескольких собственных частотах. Регистрируемые периоды получили название короткого и длинного. Короткий период в среднем лежит в интервале до 10 мин, длинный - в интервале 10-30 мин [51, 69].

Замечена частотная зависимость затухания: колебания с короткими периодами затухают быстрее и, соответственно, наблюдаются на меньшем расстоянии от основания короны. Они имеют меньшую длину детектирования или длину затухания [51, 64, 69]. С теоретической точки зрения волны сжатия с несколькими

выделенными периодами должны представлять особый интерес, поскольку больше информации о среде можно получить, имея больше информации о спектре. Другими словами, наличие нескольких периодов должно облегчить решение задачи корональной сейсмологии. Волны сжатия могут быть использованы при диагностике коронального магнитного поля [117, 142].

Наиболее интригующим является происхождение длинного периода. До настоящего времени нет также внятных предположений о том, как генерируются распространяющимися возмущениями с двумя максимумами в спектре, и чем определяются эти максимумы, называемые периодами. Часто приводятся ссылки на предложенный Робертсом, Эдвином и Бенцем механизм квазипериодических колебаний в магнитной трубке, физической основой которого служит дисперсия быстрой магнитозвуковой моды при наличии минимума групповой скорости [109, ПО]. В спектре возмущений появляются структуры, имеющие форму головастика или бумеранга, свидетельствующие о возможном присутствии в колебаниях нескольких периодов [88, 62]. Сложность использования данного механизма в случае волн сжатия заключается в том, что последние быстро затухают, в то время как Робертс, Эдвин и Бенц рассматривают незатухающие моды. Групповая скорость акустических волн тоже имеет минимум, обусловленный теплопроводностью, однако акустические волны затухают быстрее, чем появляется возможность образования упомянутых выше спектров сложной структуры.

Колебания скорости в горячих вспышечных петлях с температурой в 6-12 МК могут достигать больших значений, до 10% от величины звуковой скорости. Здесь применяются нелинейные уравнения, и расчеты производятся с применением численных методов [27, 98]. Однако относительное изменение интенсивности в теплых корональных петлях и корональных дырах не превышает 2-4%, поэтому при описании обычно используется линейное приближение, хотя в отдельных случаях необходим нелинейный подход. Анализ затухания легче и чаще всего проводится на основе дисперсионного соотношения [21, 60, 140]. Гравитационная стратификация и расхождение линий магнитного поля должны оказывать заметное влияние на величину длины затухания волны сжатия. Учет данных

эффектов ведет к необходимости решения уравнений с переменными коэффициентами, что, вообще говоря, требует использования численных методов. Такова одна из первоочередных задач в дальнейшем исследовании волн сжатия.

Действие нагрева и радиационного охлаждения на акустические волны заключается в колебаниях функции нагрева и охлаждения вблизи ее равновесного значения, то есть в образовании дисбаланса между нагревом и охлаждением. Впервые этот эффект в акустических волнах был описан в работах Колоткова и др. [60], Завершинского и др. [140]. Он оказывается заметным при больших длинах волны и периодах [89]. В некоторых ситуациях возможен эффект нераспространения волны [141], суть которого состоит в том, что при значительном уровне демпфирования колебания могут подавляться. В теории колебаний данный эффект носит название сверхустойчивости. Известно также, что при наличии нагрева и охлаждения возможна адиабатическая неустойчивость акустической волны [49]. В остальных случаях следует ожидать обычное затухание, на которое влияет в основном теплопроводность.

Хорошо известно, что поглощение звуковой волны связано с дисперсией [2]. Еще одним наблюдаемым эффектом неадиабатических эффектов служит сдвиг фазы между колебаниями скорости и плотности, выражающийся в разности фаз колебаний доплеровского смещения и интенсивности регистрируемого излучения [64, 91]. Ранее этот эффект наблюдался в фотосферных акустических колебаниях [43, 79], сейчас он регистрируется в корональных волнах сжатия [69, 102, 128]. Его можно рассматривать как еще одно свидетельство неадиабатического характера акустических волн, наряду с затуханием и дисперсией [143].

Эффект теплопроводности обычно учитывается посредством классического выражения коэффициента электронной теплопроводности полностью ионизованной плазмы [1, 5]. Простота выражения позволяет получить простые аналитические оценки для времени и длины затухания акустической волны, чего нельзя отметить для функции нагрева и охлаждения. Есть теоретическое подтверждение частотной зависимости затухания при учете одного неадиабатического эффекта - теплопроводности [51, 69]. Показано, что

зависимость длины затухания от периода имеет степенной вид в пределе больших периодов. В приближении слабой неадиабатичности получено более точное аналитическое выражение [8, 64]. Показано, что нагрев и охлаждение имеют значительное влияние на затухание в области больших периодах, приводя к выравниванию зависимости длины затухания в этой области.

Наблюдаемые временные сигналы и их вейвлет-спектры имеют ряд особенностей, требующих объяснения. 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. Третьей особенностью является низкая величина скорости распространения возмущений, практически всегда заметно меньшая звуковой.

Существование методов расчета значений функции излучения плазмы солнечной атмосферы, примером которых служит общепринятый код CHIANTI, дает уникальную возможность построения функции радиационного охлаждения в теоретических моделях различных волновых явлений. К сожалению, этого нельзя сказать о функции нагрева, для которой пока не существует приемлемого выражения из-за множественности возможных источников при одновременном отсутствии их общепринятого описания. В этих условиях функцию излучения часто принимают постоянной. Поскольку с очевидностью в нагрев плазмы значительный вклад вносит магнитное поле, функция нагрева иногда рассматривается как функция температуры и плотности плазмы, а также магнитной индукции [44, 62, 65]. Очевидно, она должна строиться на основе некоторой модели корональной петли или дыры, учитывающей гидростатические и термодинамические условия. Нахождение приемлемой функции нагрева будет значительным шагом в изучении волновых явлений в короне.

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).

Для достижения цели 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.

1. 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.

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.

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.

Работы автора по теме диссертации:

1. Mankaeva G.A., Derteev S.B., Mikhalyaev B.B., Bembitov D.B. Damping of fast magnetoacoustic oscillations in the solar coronal loops // *Geomagnetism and Aeron.* 2017. V. 57. No 8. PP. 1023-1027.

<https://doi.org/10.1134/S0016793217080151> (WoS/Scopus, BAK)

2. 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 сент. 2022 г., ИСЗФ СОРАН, Иркутск. СС. 33-35.

3. 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. No 6, 2260801. (BAK)

4. 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 (BAK)

5. Derteev S.B., Sapraliev M.E., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B. Propagation of acoustic waves in coronal plasma // *Geomagnetism and Aeron.* 2023. V. 63. No 8. PP. 1313-1317. <https://doi.org/10.1134/S0016793223080078> (WoS/Scopus, BAK)

6. Bembitov D.B., Derteev S.B., Shividov N.K., Mikhalyaev B.B. Acoustic waves in a rarefied high-temperature plasma // *Physics of Atomic Nuclei*, 2023, V. 86, No 10. <https://doi.org/10.1134/S1063778823100071> (Scopus, BAK)

7. Derteev S., Shividov 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. PP. 215-228. <https://doi.org/10.3390/physics5010017> (WoS/Scopus)

8. Mikhalyaev B.B., Derteev S.B., Shividov N.K., Sapraliev M.E., Bembitov D.B.

Acoustic waves in a high-temperature plasma II. Damping and instability // Solar Phys. 2023. V. 298. P. 102. <https://doi.org/10.1007/s11207-023-02196-5> (WoS/Scopus)

9. 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. СС. 40-43.

10. Derteev S., Sapraliev M., Shividov 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 Physical Institute, Samara Branch-Samara: Publishing ООО «Insoma-Press». 2024. P. 41.

11. Derteev S., Sapraliev M., Shividov 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.

12. Derteev S.B., Sapraliev M.E., Shividov 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/s11207-024-02381-0> (WoS/Scopus).

13. Михалев 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> (ВАК).

Публикаций в рецензируемых журналах - 9, в том числе: 4 - в журналах, рекомендованных ВАК, 6 - в журналах, индексируемых в системах цитирования WoS/Scopus.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы 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» (ПКИ РАН, Москва, 2023, 2024, 2025, 2026); Конф. молод. 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, и. 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 075-03-2022119/1; 075-03-2023-121/3; 075-03-2024-113, 075-03-2025-420/4.

Глава 1. Волны сжатия в солнечной короне

Волны сжатия регистрируются в солнечной короне в виде распространяющихся уярчений, то есть локальных максимумов интенсивности крайнего ультрафиолетового излучения. Предполагается, что вариации интенсивности излучения обусловлена: изменением плотности плазмы. Впервые они наблюдались на лимбе в корональных дырах, впоследствии - в различных корональных структурах, формируемых магнитным полем. Их постоянное и повсеместное присутствие в короне привлекает к ним пристальное внимание и побуждает использовать их в целях корональной сейсмологии и в решении проблемы коронального нагрева. Однако первым шагом к их изучению должна стать адекватная интерпретация данного явления.

Большое количество наблюдений волн сжатия стало возможным с началом действия космических лабораторий SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) в 1995-1998 гг., затем Hinode и SDO (Solar Dynamics Observatory) в 2006-2009 гг. Наблюдения получили массовый характер и показали широкое и постоянное присутствие волн сжатия в короне. Было обнаружено, что они быстро затухают, и, разумеется, они привлекли к себе внимание в связи с проблемой коронального нагрева. Одновременно с волнами сжатия были обнаружены поперечные или изгибные колебания корональных петель [9, 85]. Поскольку распространение волн в корональных условиях не обходится без влияния магнитного поля, для их описания был привлечен аппарат магнитной гидродинамики. Изгибные волны, скорость которых по наблюдениям оценивается в 10^3 км с⁻¹, были представлены как быстрые магнитоакустические моды корональных магнитных трубок. Волны сжатия с их характерной скоростью порядка 10^2 км с⁻¹ рассматриваются как медленные магнитоакустические моды. В короне, где плазменная бета принимает значения порядка 10^{-2} , быстрые магнитоакустические колебания происходят практически перпендикулярно полю, медленные - параллельно полю. В силу

этого медленные волны оказывают малое влияние на поле и с хорошей точностью могут описываться обычными акустическими волнами, распространяющимися вдоль определенного направления.

Хорошо развитый математический аппарат МГД-волн в магнитных трубках позволил ставить и решать задачи корональной сейсмологии, что дало практически важные дополнительные инструменты изучения плазмы и коронального магнитного поля [6, 7, 10, 31]. Если быстрые моды используются больше для оценки магнитной индукции, то медленные - для оценки плотности плазмы.

1.1 Волны сжатия в теплых корональных петлях

Приведем два характерных наблюдения волн сжатия в корональных петлях с температурой около 1 МК. Одно из первых наблюдений в помощью спектрометра CDS-NIS (Coronal Diagnostic Spectrometer Normal Incidence Spectrometer) на SOHO показано на рисунке 1.1 [54]. В области, где наблюдаются волны, берется пространственный разрез и некоторая точка (пиксель), в которой наблюдается временное изменение интенсивности. Получается временной сигнал, изображенный на рисунке. Начало отсчета здесь произвольное и связанное скорее с характером наблюдения, нежели самого процесса, продолжительность которого много больше продолжительности максимума. Основным методом исследования временных сигналов служит вейвлет-анализ. В данном случае вейвлет-спектр имеет сложный вид, в котором трудно обнаружить какой-либо определенный период. Имеется ярко выраженный максимум, который оказывается локализованным во времени, и его трудно интерпретировать как характерный период для всего явления. Пунктирной линией обозначен так называемый «конус влияния» или COI, отделяющий область достоверности получаемых результатов [121]. Трудно выделить какой-либо период в этой области.

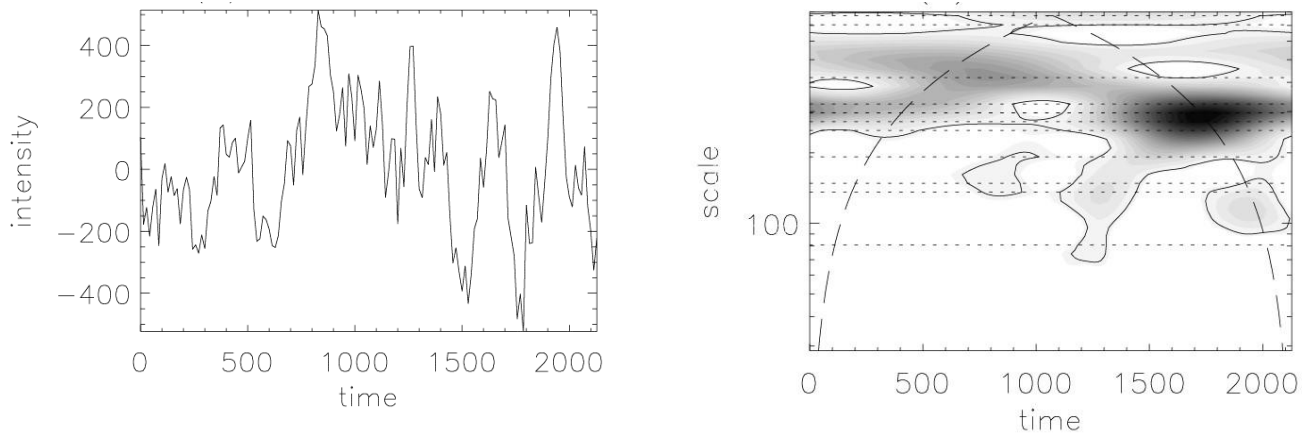


Рисунок 1.1. Временной сигнал вариации интенсивности и его вейвлет-спектр при наблюдении волны сжатия в корональной петле. Из работы Айленд и др. [54]. В вертикальной развертке вейвлет-спектра отмечается значение периода, выраженное в секундах. Время в горизонтальной развертке также выражено в секундах

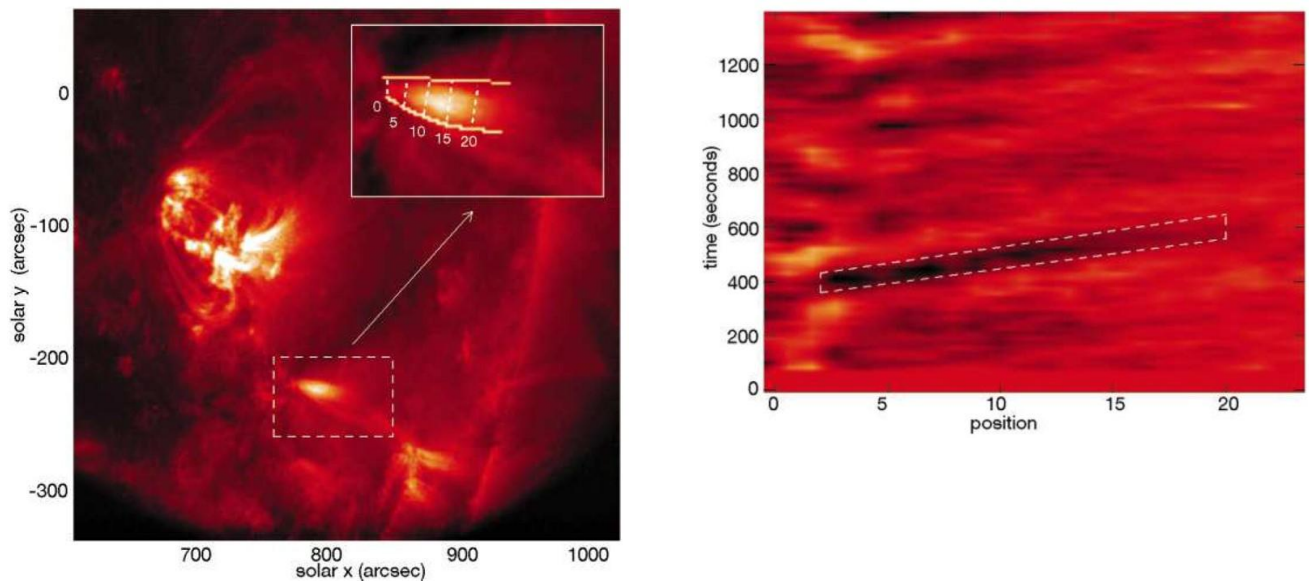


Рисунок 1.2. Волна сжатия наблюдается в основании петли как последовательность локализованных уярчений, распространяющиеся вверх в корону. Выделена яркая область, представляющая собой основание петли. На правой панели представлена пространственно-временная развертка процесса распространения. Из работы Де Мортель и др. [23].

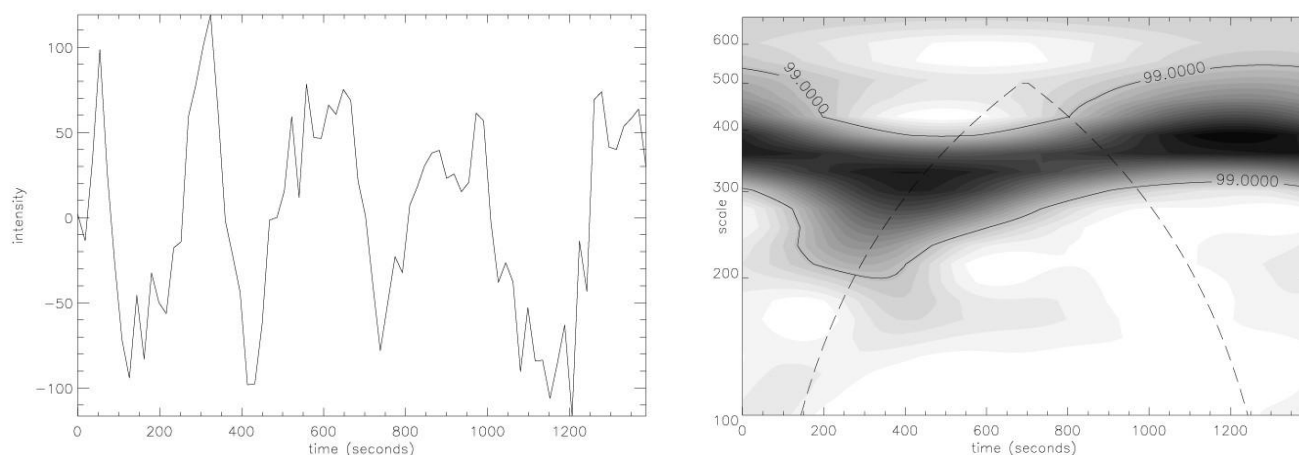


Рисунок 1.3. Временной сигнал вариации интенсивности па некотором расстоянии от основания петли и сто вейвлет-спектр при наблюдении волны сжатия. Величина интенсивности определена в относительных единицах. Из работы Де Мортель и др. [23]. Сигнал содержит острые пики. В вертикальной развертке вейвлет-спектра отмечается значение периода, выраженное в секундах

Пример типичного наблюдения волн сжатия в корональных петлях приведен в работе Де Мортель и др. [23]. Аналогичные примеры можно найти в обзоре Де Мортель [30] и более поздних работах. Вариации интенсивности регистрируются в основаниях корональных петель и быстро затухают с высотой, видимое значение которой обычно не превышает 23 Мм [27, 29, 30]. Уярчения или пятнышки повышенной яркости, движутся вверх от основания короны. Пространственно-временная развертка может дать величину скорости (рисунок 1.2), которая лежит в пределах $70 - 165 \text{ км с}^{-1}$. Такие скорости характерны для акустических и медленных магнитоакустических волн в короне.

Как и в первом примере, временной сигнал содержит максимумы с резко выраженными, острыми вершинами (рисунок 1.3). Спектр подобных сигналов содержит высокие частоты. Явление рассматривается как волна с периодом 5 мин, хотя в течение всех 23 минут наблюдения, как отмечено в работе, он меняется от 4 до 7 мин. Максимумы в спектре не являются регулярно расположенными, что должно было бы демонстрировать колебание с некоторым определенным периодом. Во временном сигнале присутствуют составляющие с периодами около

5 минут, и, возможно, они представляет собой пятиминутные колебания, проникающие в корону.

Вместе с тем необходимо отметить присутствие высоких частот, происхождение которых пока неясно. Высокие гармоники, как это видно из рисунка, явно не существуют сами по себе, а каким-то образом связаны с основными колебаниями. Более точно, острые вершины не могут быть образованы хаотическими высокочастотными гармониками, скорее они являются частью спектра сигнала, имеющего форму острого пика. Далее мы увидим, что подобное положение вещей, а именно, нерегулярность максимумов спектра и широта спектра временного сигнала является характерным для волн сжатия и в теплых корональных петлях, и в корональных дырах.

На рисунках 1.4 и 1.5 показан пример наблюдения волны сжатия в теплой корональной петле, как в интенсивности, так и в доплеровском смещении из работы Ванга и др. [128]. В спектре имеются протяженные максимумы с периодами 13.5 и 26.2 мин, соотношение которых близко к 1:2. Оба актуальны, то есть находятся в конусе влияния. Полное время наблюдения велико в сравнении с периодами и составляет 3 часа. Опять подчеркнем, что здесь имеется широкий спектр, но наличие явно выделенных максимумов интерпретируется как колебания с доминирующими периодами. Возможно, здесь имеют место колебания магнитной трубки на двух первых медленных магнитоакустических модах. Для нас важны форма временного сигнала и структура спектра.

Как и в наблюдении Де Мортель и др. [23], можно отметить некоторое изменение периодов в течение всего времени наблюдения, однако, его также можно объяснить изменением внешних условий, влияющих на параметры трубки. Наблюдение проводилось в активной области с всеобразной структурой корональных петель.

Далее покажем пример наблюдения из работы Кришна Прасада и др. [54] (рисунок 1.6). Временной сигнал опять содержит максимумы с острыми вершинами. Отдельно рассмотрим структуру вейвлет-спектра. Периоды определяются в спектре по максимумам в распределении полной энергии по

периодам (P - распределение). Выделены два главных максимума с периодами 1.6 и 0.82 мин. Два других явно выделяющихся максимума с периодами более 4 минут находятся вне конуса влияния и не принимаются во внимание. Актуальные максимумы можно видеть также и в интенсивности, то есть в плоскости (t, P) - распределения. Последнее распределение проливает свет па основные особенности наблюдаемых колебаний и во многом объясняет вариации периода, отмеченные выше в работе Де Мортель и др. [23].

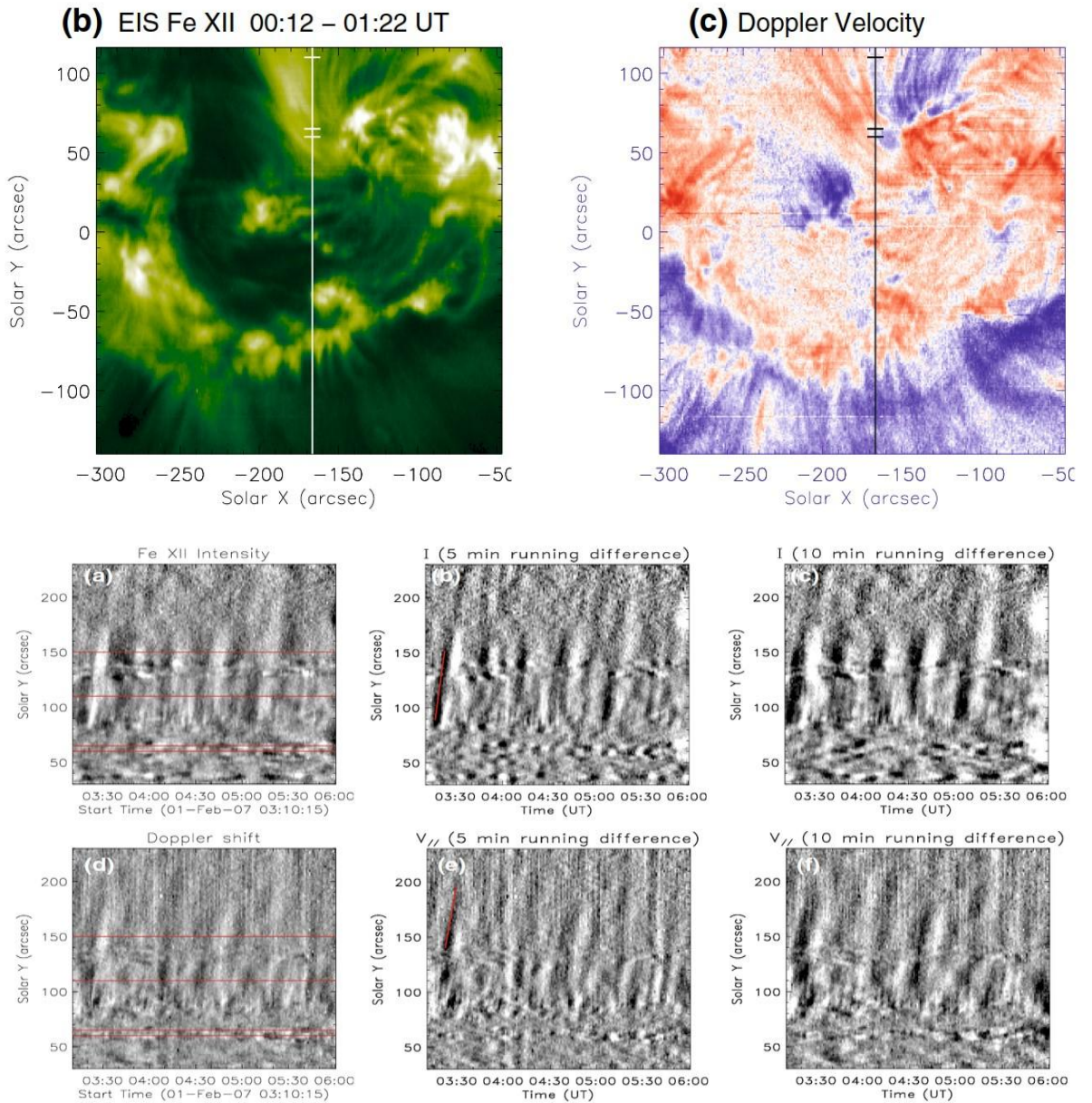


Рисунок 1.4. Наблюдение волны сжатия в теплой корональной петле в интенсивности и доплеровском смещении в линии $\text{Fe}_{\text{XII}} 195 \text{ \AA}$ с помощью

спектрометра EIS (EUV Imaging Spectrometer)/Hinode. Из работы Ванга и др. [128]. Для определения положения объектов используются гелиографические координаты в декартовой проекции. На верхних рисунках прямая линия обозначает разрез, вдоль которого движутся возмущения. Отрезком выделен участок, где регистрируется интенсивность.

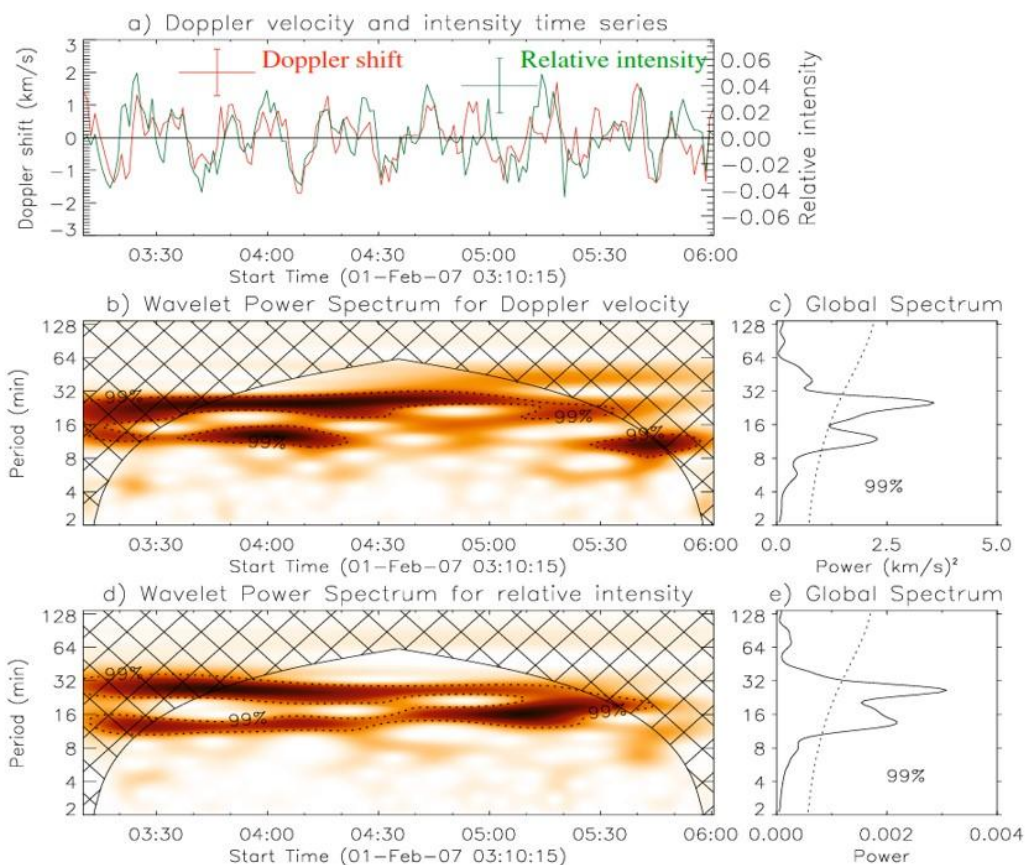


Рисунок 1.5. Наблюдение волны сжатия в теплой корональной петле в интенсивности и доплеровском смещении. Регистрируются одновременные колебания с двумя периодами, которые определяются по максимумам в глобальном спектре. Из работы Ванга и др. [128]. Сеткой выделен участок спектра, где результаты считаются мало достоверными. Ограничивающая ее сплошная линия носит название конуса влияния. В глобальном спектре пунктирной линией выделена область результатов, достоверность которых велика (оценивается в %).

Отличие от предыдущих наблюдений - практически нет колебаний, которые существуют на протяжении всего времени наблюдения, которое равно 12

минутам. Обратим внимание также на то, что основные максимумы имеют продолжительность 4.5 и 3.5 минуты соответственно и разделены во времени. В такой ситуации невозможно говорить о квазипериодических колебаниях с данными периодами. Второе замечание - некоторые максимумы относятся к одному моменту времени, соответствующие колебания либо происходят одновременно, либо накладываются друг с другом. Другими словами, с большой вероятностью это есть отдельные, не связанные между собой колебания. В течение всего времени наблюдения регистрируются несколько чередующихся максимумов с разными периодами.

В обзоре Де Мортель [30] приведена статистика наблюдений. Средний период колебаний составляет 284 с, а полный интервал значений от 145 до 550 с. Средняя скорости распространения волн сжатия равна 100 км с^{-1} , а полный интервал 45-205 км с^{-1} . Среднее расстояние наблюдения от основания петли (дистанция детектирования) равно 8.3 Мм, полный интервал 3-23 Мм. Отмечен возможный эффект проекции, и реальная дистанция детектирования оценивается до 50-60 Мм. Если принять период в 300 с, то в среднем длина волны будет составлять 30 Мм. Дистанция детектирования ненамного больше, то есть волны быстро затухают. Средняя скорость распространения существенно меньше теоретической звуковой скорости 149 км с^{-1} , характерной для корональной температуры 1 МК. Различие обычно объясняется эффектом проекции.

В наблюдении Ванга и др. [128] регистрируется скорость распространения волны 59 км с^{-1} , значительно меньшей звуковой скорости 128 км с^{-1} , которая соответствует наблюдаемой температуре 0.7 МК. Различие опять объясняется эффектом проекции. Если существование колебаний с периодом около 5 мин Де Мортель объясняет проникновением в корону фотосферных колебаний, то происхождение длинного периода в 26.2 мин здесь авторы считают труднообъяснимым. Отмечается также, что такие колебания наблюдаются на высоте 70-90 Мм, что существенно больше 23 Мм, приведенных в обзоре Де Мортель.

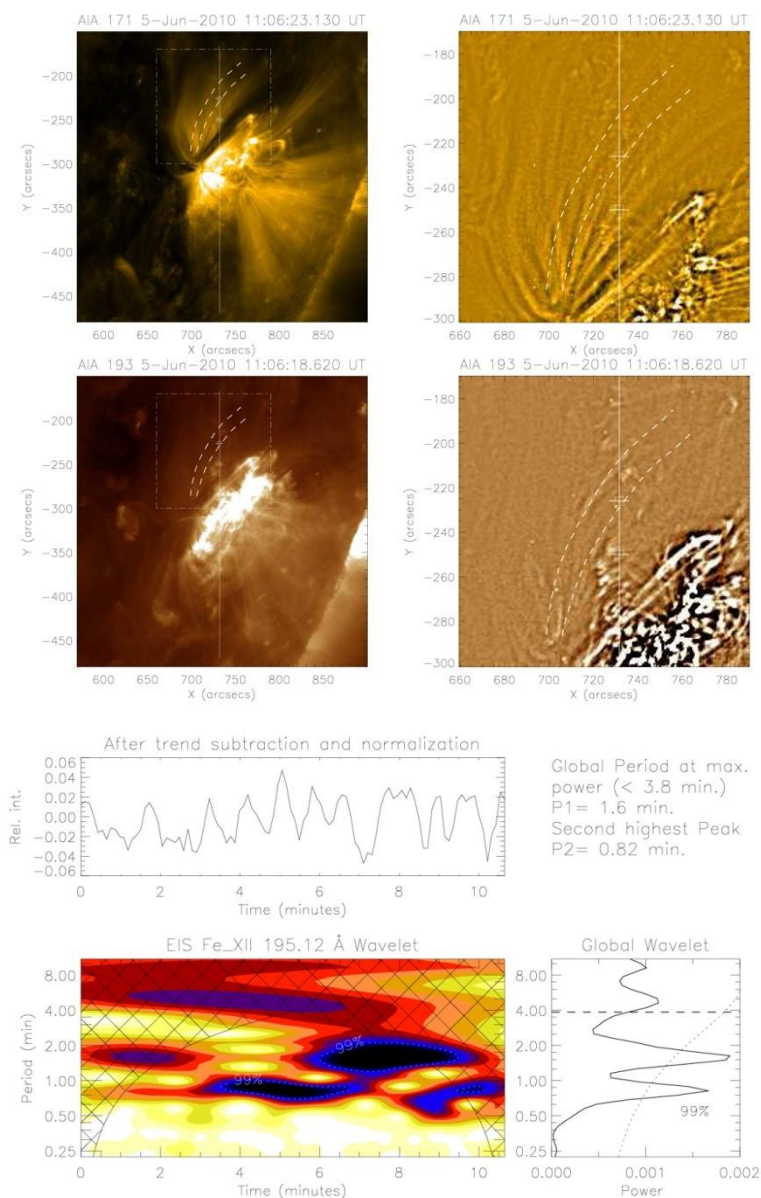


Рисунок 1.6. Наблюдение волн сжатия в корональной петле, временной сигнал и его вейвлет - спектр. Из работы Кришна Прасада и др. [54]. На верхних рисунках показана область наблюдения. Временной сигнал содержит острые пики. Пунктирная линия в глобальном спектре отмечает предельное достоверное значение регистрируемых периодов

Отдельного рассмотрения требует вопрос о происхождении волн сжатия. Де Мортель отмечает, очень часто возмущения интенсивности наблюдаются в крупных веерообразных структурах [30]. Колебания интенсивности происходят в различных петлях и в разное время, но в целом их свойства похожи. В течение нескольких часов распространяющиеся возмущения могут включаться и

выключаться квазипериодически. Такое прерывистое поведение предполагает, что источник возмущений (драйвер) имеет квазипериодическую природу, действуя при этом в пространственных масштабах в несколько Мм, т. е. в масштабе поперечных размеров корональных петель.

Волны сжатия не являются глобальным явлением, охватывающим большую область короны как, например, известные EIT-волны, возникающие в результате мощных взрывных процессов, хотя в последних также происходит сжатие плазмы. Рассматриваемые здесь явления, именуемые волнами сжатия, представляют собой локальные возмущения, ограниченные в пространстве отдельными корональными петлями.

В Приложении 1 приведены несколько других типичных наблюдений. Во всех случаях волны быстро затухают. Отмеченные выше особенности колебаний, выявленные с помощью вейвлет-анализа, а именно - нерегулярность расположения периодов в спектре и свидетельства широкого спектра сигналов, имеют место во многих случаях наблюдения волн сжатия в теплых корональных петлях. События из наблюдения Ванга и др. [128] с двумя явно выделенными продолжительными периодами можно считать скорее исключением, подтверждающим общее правило. Во всех наблюдениях регистрируется скорость распространения волн, заметно меньших звуковой скорости, характерной для имеющейся температуры.

1.2 Волны сжатия в горячих корональных петлях

Особое место в наблюдениях волн сжатия в короне занимают волны в горячих корональных петлях с температурой 2-14 МК, формируемых во время небольших вспышек. Новый вид быстрозатухающих корональных колебаний был впервые зарегистрирован в доплеровском смещении в линии FeXI с помощью спектрометра Solar Ultraviolet Measurement of Emitted Radiation (SUMER/SOHO)

[98] и идентифицирован как продольные колебания плазмы в корональных петлях на основной медленной магнитоакустической моде. Протяженность таких петель довольно большая и составляет 100-300 Мм. Явление получило название «SUMER-осцилляции» [134].

Наблюдения в КУФ-диапазоне позволили получить наблюдение колебаний и в интенсивности (рисунок 1.7). В основании протяженной петли происходит вспышка, порождающая ударную волну, под действием которой в вершине петли инициируются продольные колебания плазмы. Схематично процесс генерации колебаний показан на рисунке 1.8 [129, 134]. Вспышки часто происходят в месте соединения двух корональных петель, одна из которых протяженная спокойная, вторая - низколежащая вспышечная, имеющая большую плотность. В данном случае в результате вспышки в протяженную петлю впрыскивается горячая плотная плазма, поток которой образует стоячую продольную волну.

На рисунке 1.8 представлена статистика подобных событий [134]. Указано количество событий для заданного значения периода. Цветом показана температура петли: фиолетовый - 14 МК, маджента - 13 МК, синий - 12 МК, голубой - 10 МК, зеленый - 8.9 МК, желтый - 7 МК, оранжевый - 6.3 МК, красный - 2 МК. Статистика показывает, что высоким температурам (12-14 МК) соответствуют периоды до 10 мин, более низкой температуре 6.3 МК соответствуют периоды от 10 до 30 мин.

В таблице 1.1 собраны параметры корональных петель, где наблюдались некоторые из этих событий, а также время и период колебаний, по результатам работы [127]. Колебания непродолжительны, время колебаний обычно около одного периода.

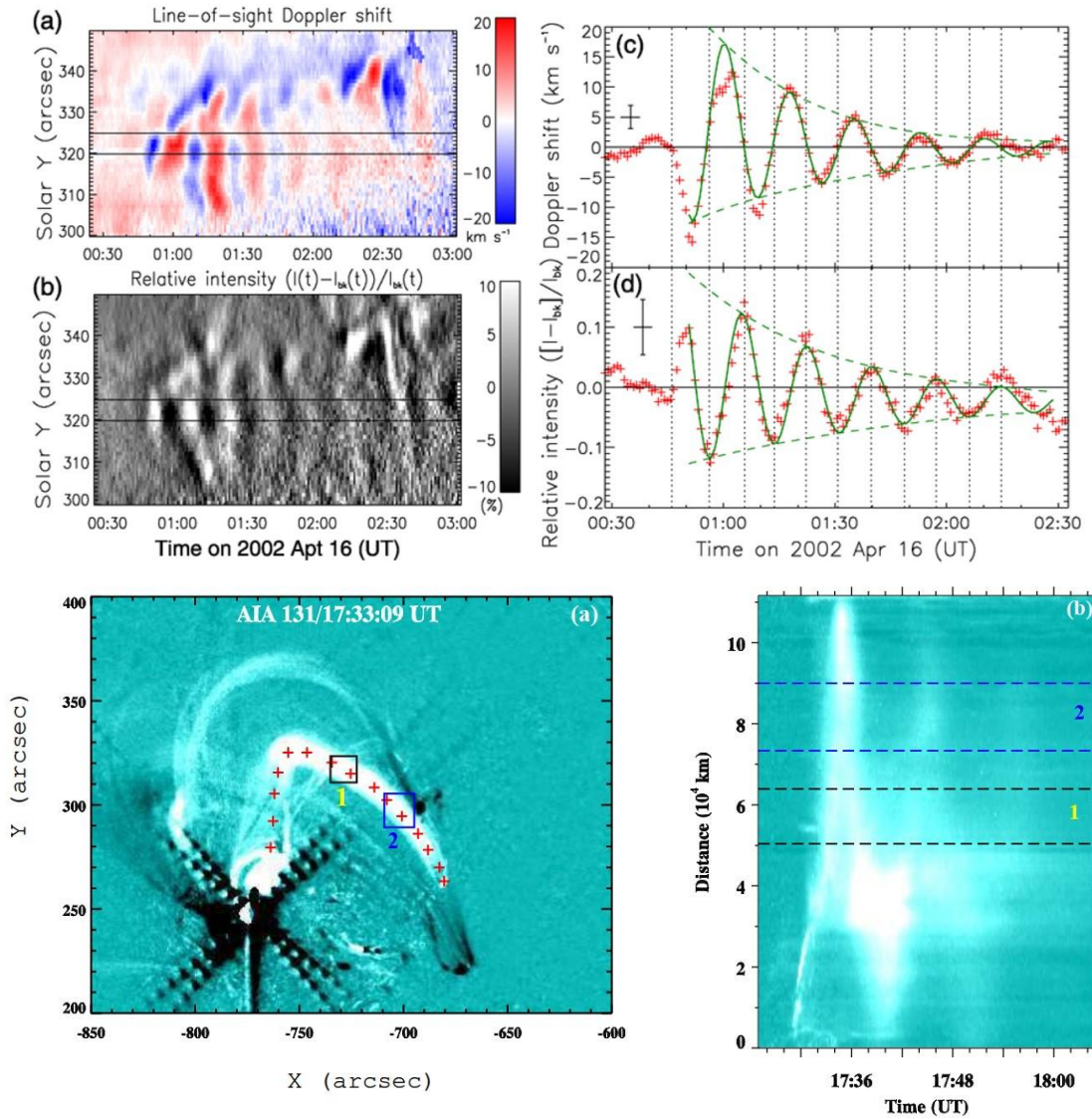


Рисунок 1.7. Наблюдение продольных колебаний в горячей корональной петле под действием вспышки. На верхних рисунках показаны колебания доплеровского смещения, полученные SUMER, и интенсивности КУФ-излучения, полученные TRACE. На нижних рисунках показаны изображение корональной петли и пространственно-временная развертка события, наблюдаемого в ее вершине. Из работ Ванга и др. [129, 134]

В двух первых событиях звуковую скорость можно оценить в 380 км с^{-1} . Скорость плазмы составляет 5.5 и 9.5% звуковой, что нельзя считать малым значением. В последнем событии она составляет вовсе 17%. Строго говоря, в теоретическом анализе таких колебаний нужен нелинейный подход. Отличительной особенностью продольных колебаний горячих корональных

петель является ясность в их происхождении. Имеющиеся значения периода и времени колебаний наряду с возможностью оценки длины волны дают много информации о параметрах явления и возможность использовать их для определения параметров плазмы. О колебаниях в теплых петлях такой информации меньше, и пока непонятно их происхождение.

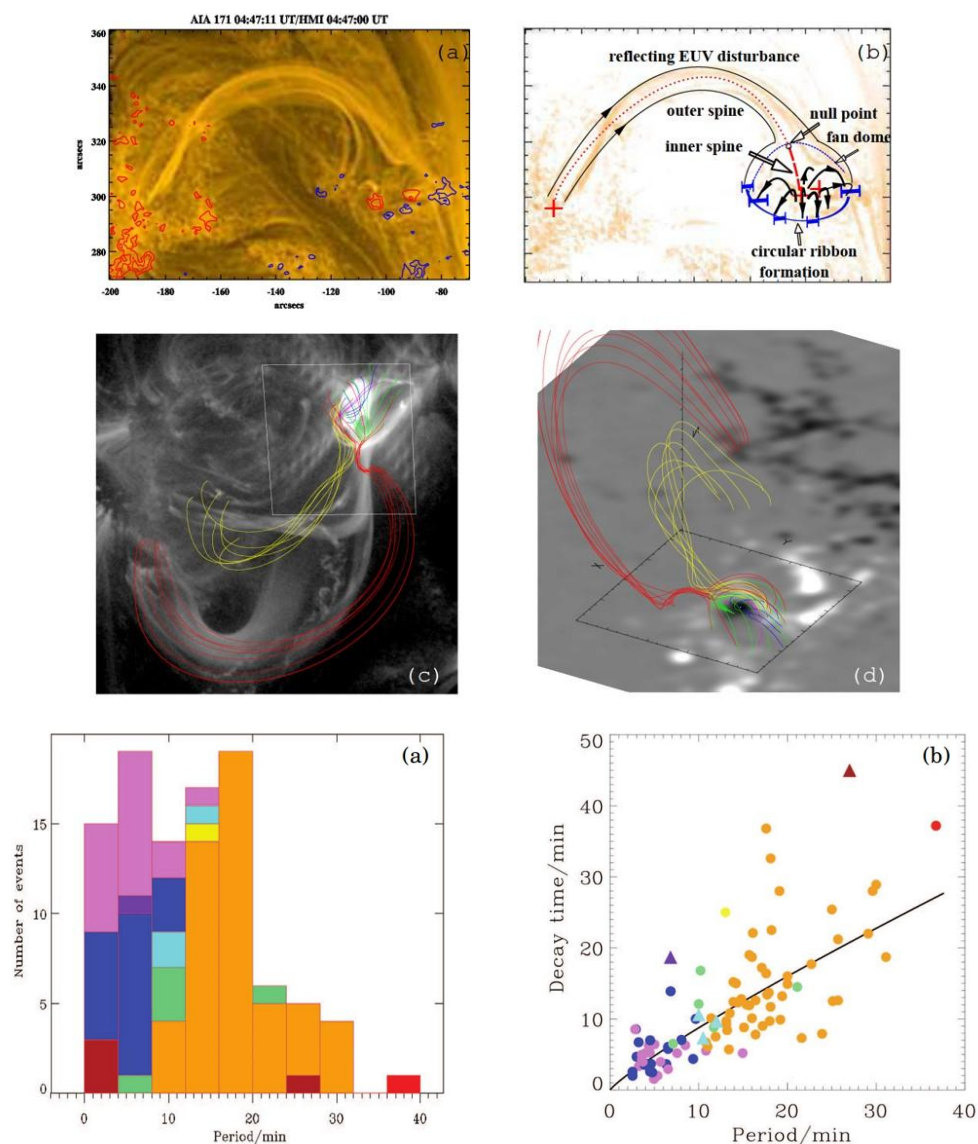


Рисунок 1.8. Процесс генерации волны сжатия в протяженной высокорасположенной корональной петле под действием вспышки в короткой низкорасположенной петле (два верхних ряда). Статистика наблюдений волн сжатия в горячих петлях (нижний ряд). Основная часть наблюдений приходится на температуру 6.3 МК (оранжевый цвет). Из работы Ванга и др. [134]

Таблица 1.1: Параметры горячих корональных петель и волн сжатия [127]

Loop	L (Mm)	T (MK)	$n_e(10^9 \text{ cm}^{-3})$	$v(\text{km s}^{-1})$	P (min)	τ (min)
1	134	6.6 ± 0.1	5.2 ± 0.1	21	12.9 ± 0.2	18.1 ± 3.1
2	275	6.5 ± 0.3	4.3 ± 0.5	36	18.3 ± 0.7	19.9 ± 4.2
3	92	7.0 ± 0.3	14.1 ± 0.8	14	8.1 ± 0.1	19.8 ± 5.0
4	74	6.4 ± 0.9	10.4 ± 2.0	17	8.5 ± 0.2	7.4 ± 1.7
5	98	6.3 ± 0.9	11.1 ± 2.3	8	9.3 ± 0.3	19.1 ± 9.2
6	82	6.3 ± 0.5	7.8 ± 0.9	30	8.1 ± 0.3	7.2 ± 1.8
7	135	5.9 ± 0.3	5.6 ± 0.5	61	13.3 ± 0.7	8.1 ± 2.3

1.3 Волны сжатия в корональных дырах

По всей видимости, первый случай вариации интенсивности КУФ-излучения был описан Уизбро [136] по данным наблюдений полярной корональной дыры космической лабораторией SkyLab в 1973 г. В 1996 г. они наблюдались в полярных шапках с помощью телескопа EIT (EUV Imaging Telescope)/SOHO (ДеФорест и Гурман [36]). Явление регистрировалось в виде цепочки волн с периодом 10-15 мин, распространявшихся со скоростью 75-150 км с⁻¹, и идентифицировалось как волны сжатия. В 1997 г. также в полярных шапках на гелиоцентрическом расстоянии $R_\odot$ наблюдались квазипериодические осцилляции интенсивности с помощью спектрометра UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer)/SOHO (Офман и др. [94]) и спектрометра CDS/SOHO (Банержи и др. [11]). В первом случае регистрировались колебания с максимумом около 6 мин, а во втором были отмечены периоды в диапазоне 10-25 мин, сильно отличающиеся от известных до того времени пятиминутных колебаний, наблюдавшихся в фотосфере.

В последнем примере был проведен спектральный анализ с целью выделения

периодов и построены кривые, учитывающие основные периоды (рисунок 1.9). Они дают хорошее описание общего поведения кривых, но не объясняют присутствие высокочастотных гармоник, очевидно присутствующих в исходных сигналах. Для некоторых событий был построен вейвлет-спектр (рисунок 1.10). Ситуация во многом схожа с той, что имеется в случае корональных петель: нерегулярность периодов и одновременное присутствие нескольких периодов. Они интерпретируются как квазипериодические осцилляции. Однако время наблюдения недостаточно большое, чтобы отследить продолжительность периодов.

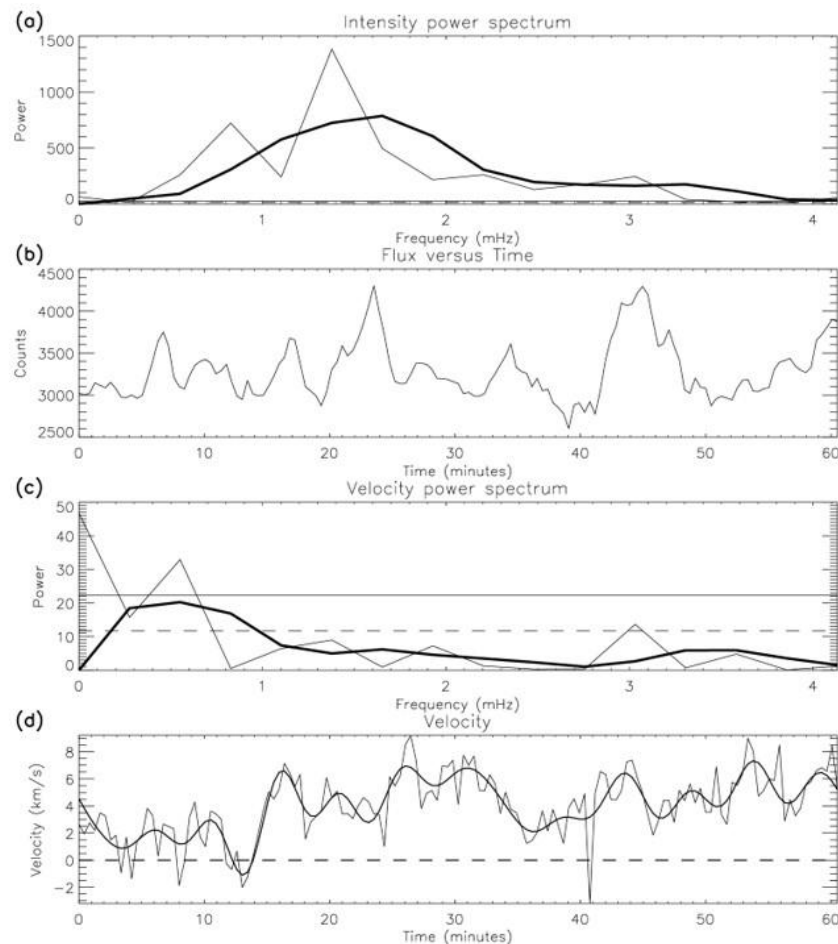


Рисунок 1.9. Вариации интенсивности КУФ - излучения из полярной шапки.

Рисунки *b* и *d* представляют колебания интенсивности и скорости, рисунки *a* и *c* - их спектры. Из работы Банержи и др. [11]

В следующих разделах будут приведены примеры наблюдений волн сжатия с

помощью Hinode и SDO. Главное отличие от случая корональных петель заключается в больших значениях периода, хотя такие периоды в отдельных случаях наблюдаются и в петлях. Такой пример был приведен в разделе 1.1 [128]. Если причиной появления 3-х и 5-ти минутных колебаний можно считать проникновение в корону фотосферных и хромосферных колебаний, то откуда берутся колебания со периодами 10-30 минут? Этот вопрос до сих пор не нашел объяснения и создает некоторую интригу вокруг волн сжатия в корональных дырах. Если периоды не заданы источниками в нижней атмосфере, тогда причины их появления следует искать в короне. Интерес к волнам в корональных дырах подогревается также их возможной связью с источниками солнечного ветра [12, 14].

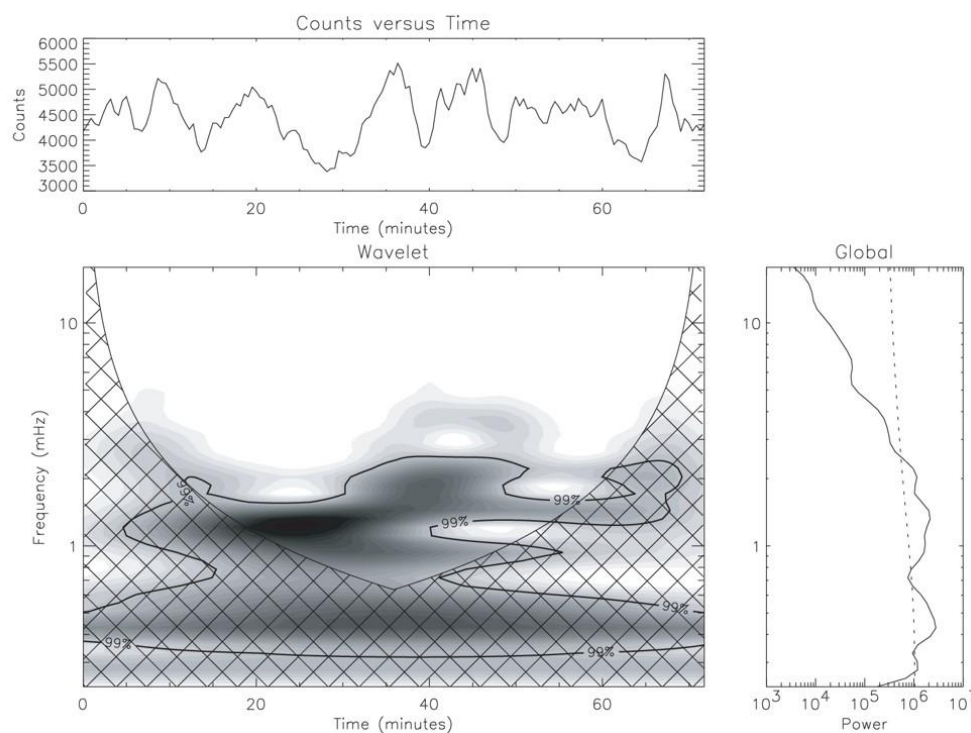


Рисунок 1.10. Временной сигнал вариаций интенсивности КУФ-излучения из полярной шапки и его вейвлет-спектр. В глобальном спектре имеется несколько максимумов. В локальном спектре некоторые из них разнесены во времени. Из работы Банержи и др. [11]

Бергманс и Клетт [18] использовали SOHO/EIT для обнаружения слабых

уярчений в ядре активной области, которые создают волнообразные возмущения, распространяющиеся вдоль квазиоткрытых силовых линий. Предполагается, что источник волн сжатия находится у основания короны. Позже Бергманс и др. использовали данные EUV (Extreme Ultraviolet Imager) в обсерватории Solar Orbiter, действующей с 2020 г. [19]. Они обнаружили мелкомасштабные уярчения в основании короны выше хромосферы, которые называли «кострами». Костры имеют пространственный масштаб 0.4-4 Мм и время жизни 10-200 с. Предположительно они возникают в вершинах мелких петель, расположенных на границе переходной области и нижней короны, и представляют собой явление из семейства микро- и нановспышек.

Бота и др. [20] показали, что трехминутные колебания, скорее всего генерируются проникающими в корону хромосферными осцилляциями. Источником волн сжатия в короне может быть также движение спикул [55] или повторяющиеся мелкомасштабные взрывные явления в нижней атмосфере [51, 113, 137]. Колотков и др. [59] исследовали длиннопериодические вариации магнитного поля в мелкомасштабных магнитных структурах и обнаружили, что колебание имеет нестационарный период, растущий примерно от 80 до 230 мин, и увеличивающуюся относительную амплитуду, в то время как среднее магнитное поле в осциллирующей структуре уменьшается. Наблюдаемое поведение можно интерпретировать либо динамическим взаимодействием структур с границами ячеек супергранулы в интересующей области, либо с точки зрения вихревого срыва, возникающего при возникновении магнитного потока. Гупта и др. [53] обнаружили длиннопериодические колебания с периодами от 15 до 30 минут в ярких магнитных областях. Эти колебания были обнаружены от хромосферы до переходной области, из чего можно сделать вывод, что длиннопериодические колебания способны проникать через переходную область. Карты мощности Фурье показывают, что короткопериодические мощности в основном сосредоточены в темных областях, тогда как длиннопериодические мощности сосредоточены в ярких магнитных областях. Предполагается, что наблюдаемые распространяющиеся колебания обусловлены магнитоакустическими волнами,

которые могут иметь важное значение для нагрева солнечной атмосферы.

Пант и др. [103] наблюдали волны сжатия в основании корональной дыры, используя изображения AIA/SDO, HMI/SDO (Helioseismic and Magnetic Imager) магнитограммы и спектроскопические данные от IRIS (Interface Region Imaging Spectrograph). Данные IRIS показывают присутствие струйных течений в основаниях корональных шапок. Авторы предполагают, эти струйные явления есть результат мелкомасштабного магнитного пересоединения. Они могут быть ответственными за генерацию волн сжатия в корональных шапках, которые наблюдались на значительном расстоянии в нескольких AIA-каналах. Многочисленные скоротечные мелкомасштабные струи в основании корональных шапок отмечены также в работе Урицкого и др. [124]. Фервихте и др. [125] показали, что систематический синий доплеровский сдвиг является неотъемлемой чертой распространяющихся вверх медленных волн, что исключает необходимости его интерпретации в терминах струй. Ванг и др. [128] наблюдали волны сжатия одновременно с двумя периодами (двухпериодические волны сжатия) одновременно в интенсивности и доплеровском смещении с помощью EIS/Hinode. Измеренный доплеровский сдвиг составил всего $1 - 2 \text{ км с}^{-1}$ при том, что скорость распространения была около $100 - 200 \text{ км с}^{-1}$. Де Понтье и др. [33] заметили, что волны сжатия, возникающие в полутени пятен, вызываются звуковыми волнами, но происхождение волн сжатия вдали от пятен остается неясным.

1.4 Короткопериодические и долгопериодические колебания

Существование в корональных дырах колебаний с периодами до 25 и более минут позволило провести сравнение колебаний с различными периодами. И здесь выяснилась деталь, наиболее важная по нашему мнению для нахождения

источников волн сжатия. Многочисленные наблюдения корональных дыр, проведенные за последние два десятилетия, позволили разделить волны сжатия на короткопериодические и долгопериодические. Затем оказалось, что такое разделение можно провести и для волн в корональных петлях. Разделение носит не искусственный характер, а основывается на свойствах затухания волн. Часто используется термин «частотная зависимость» затухания.

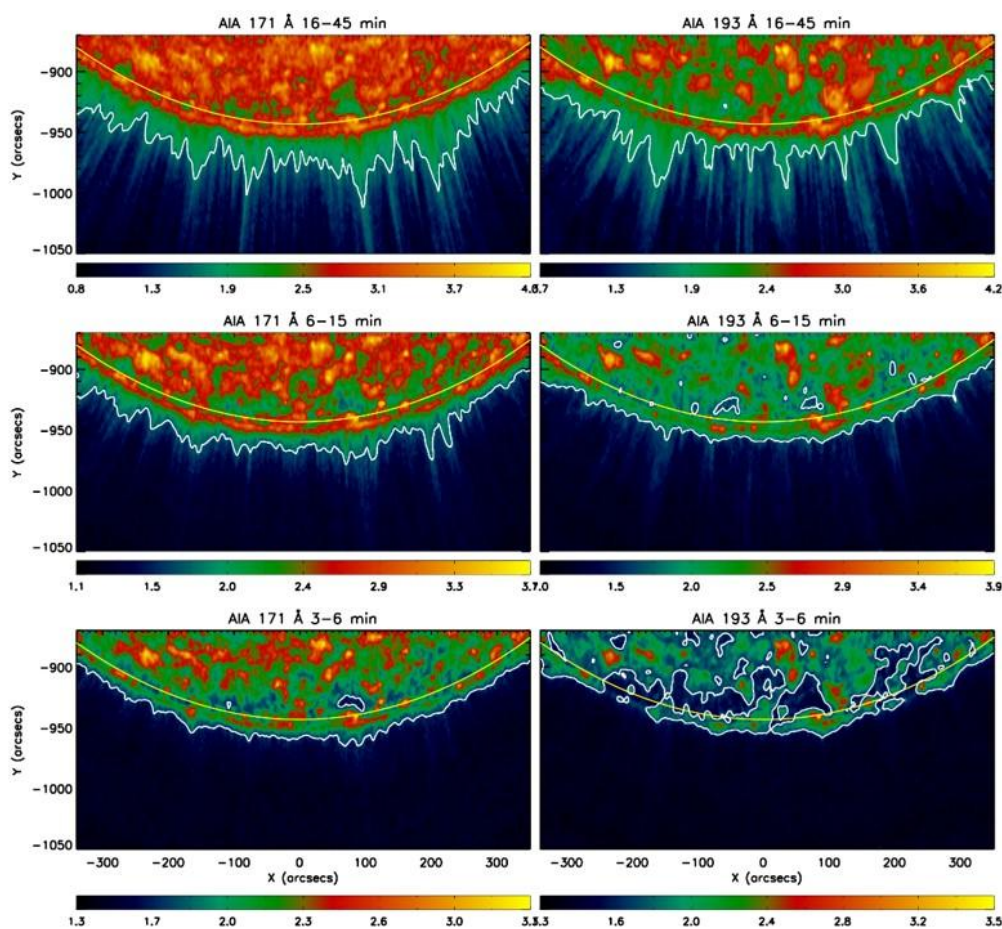


Рисунок 1.11. Карта Фурье-плотности продольных колебаний в полярной корональной дыре. Из работы Гупта [52]. Цветом показано распределение плотности энергии, ниже дана логарифмическая шкала плотности энергии.

Желтая линия обозначает лимб.

Из-за быстрого затухания волны сжатия имеют ограниченную дистанцию распространения в короне. Ее можно определить как дистанцию наблюдения возмущений [27-30], которая с учетом эффекта проекции принципиально не

отличается от теоретической длины затухания. Последняя определяется как расстояние, на котором амплитуда волны падает в e - раз. Далее мы не будем делать между ними различие и применять общее название «длина затухания».

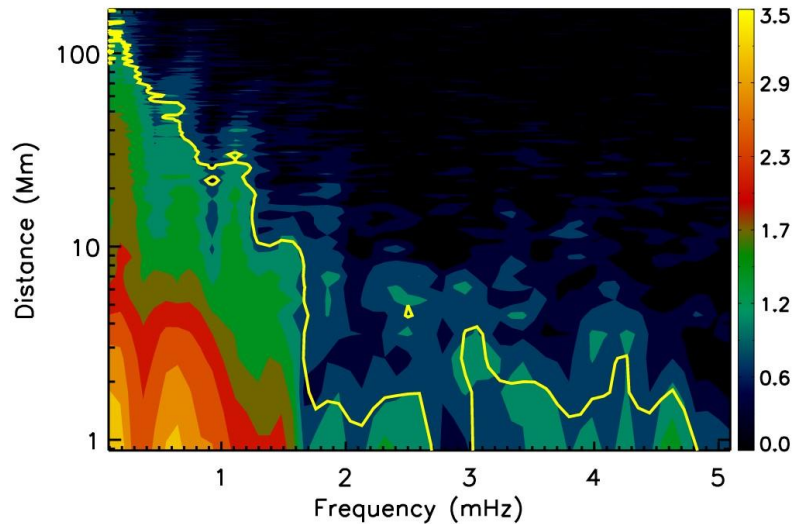


Рисунок 1.12. Зависимость длины затухания продольных колебаний от частоты в полярной корональной дыре. Из работы Гупта [52]. Цветом показана плотность энергии колебаний. Желто-красная область показывает повышенную плотность энергии, то есть локализацию основной части явлений.

Детальное исследование зависимости длины затухания продольных колебаний в корональных дырах от частоты было проведено Гупта [52]. По данным AIA (Atmospheric Imaging Assembly on board Solar Dynamics Observatory)/SDO была построена карта распределения Фурье-образа колебаний по всей площади корональной дыры (рисунок 1.11). Затем на ее основе построена зависимость Фурье-спектра наблюдаемых колебаний от высоты (рисунок 1.12). Разумеется, это распределение во многом имеет статистический характер, однако, если принять определенную тождественность спектров у основания короны, можно говорить о неравномерности затухания.

Колебания явно разделены на два вида, с периодами менее и более 10 мин, первые имеют длину затухания до 2 Мм, вторые - более 10 Мм. Здесь значителен эффект проекции, который зависит от широты, поэтому можно не рассматривать

абсолютные значения длины затухания, а ограничиться их отношениями. Говорить, что короткопериодические колебания имеют длину затухания меньше, чем у долгопериодических по крайней мере в 5 раз. При температуре 1-1.3 МК волны сжатия разделяются по периодам на две группы менее и более 10 мин.

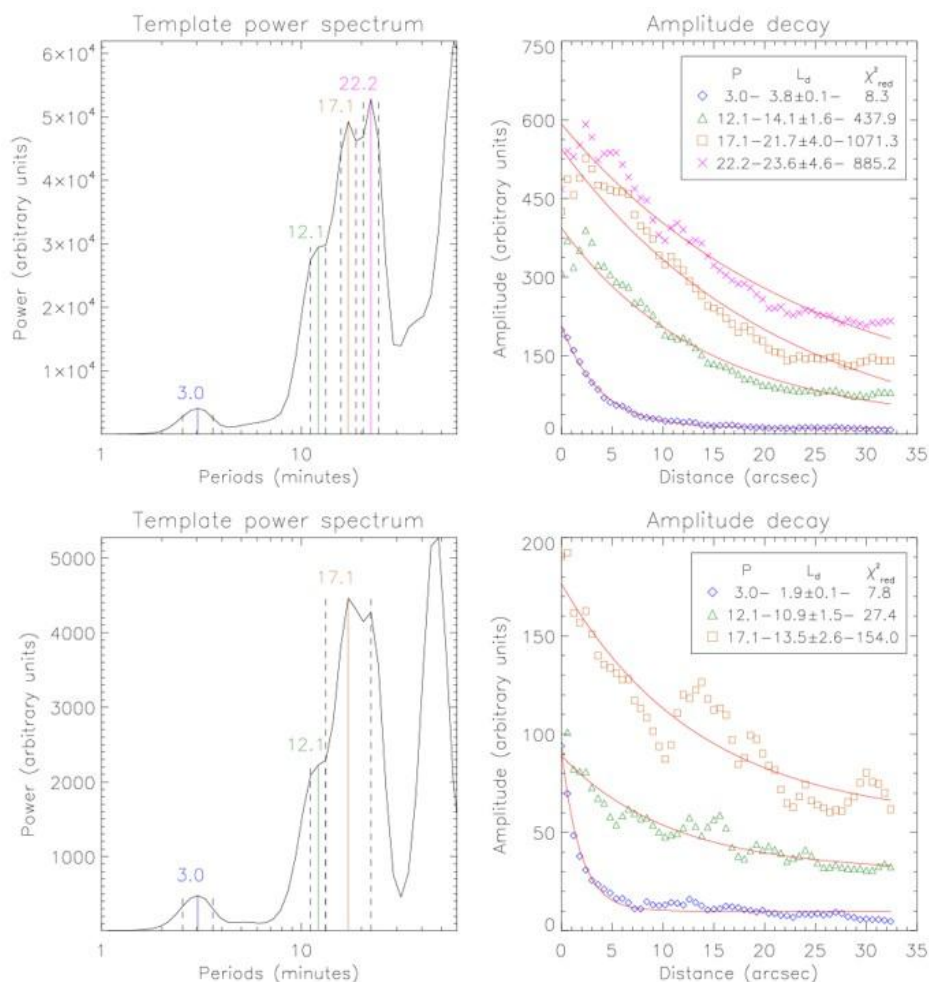


Рисунок 1.13. Спектр продольных колебаний в полярной корональной дыре и его изменение с высотой. Результаты наблюдений в линиях 171 (вверху) и 193 (внизу) Å AIA/SDO. Из работы Кришна Прасад и др. [69]

Кришна Прасад и др. [69] провели аналогичное исследование изменения спектра колебаний с высотой, результат в целом тот же. На рисунке 1.13 показаны результаты наблюдений в линиях 171 и 193 Å AIA/SDO. В линии 171 Å в спектре выделены четыре максимума: 3.0, 12.1, 17.1 и 22.2 мин. В линии 193 Å выделены три максимума: 3.0, 12.1 и 17.1 мин. Здесь имеются различные данные, поскольку

линиям 171 и 193 Å поставлены в соответствие температуры 1 и 1.25 МК. Отметим, что, наряду с обычным для теплых корональных петель коротким периодом 3 мин, присутствуют длинные периоды больше 10 мин. Кривые затухания амплитуды с расстоянием (панели справа) аппроксимируются экспоненциальным уравнением $A = A_0 e^{-x/L_d} + C$, где величина L_d определяет длину затухания. Длина затухания меняется с периодом от 3.8 arcsec для 3 мин до 23.5 arcsec для 22.2 мин.

1.5 Двухпериодические колебания

Для целей нашей работы важнейшее значение имеют примеры наблюдений одновременно с двумя периодами. Мы будем использовать их при моделировании волн сжатия. Несколько слов об используемой терминологии. Для волн сжатия широко применяется термин «распространяющиеся возмущения». Вейвлет-спектры часто показывают присутствие нескольких максимумов, которые определяются как доминирующие периоды. В таких случаях говорят о квазипериодических явлениях (Гупта и др. [51]), квазипериодических возмущениях (Пант и др. [103]) или многопериодических возмущениях (Ванг и др. [128]). В большинстве случаев речь идет о двух периодах, поэтому мы будем говорить о наблюдении двухпериодических колебаний в волнах сжатия.

В таблице 1.2 представлен ряд наблюдений, где регистрировались два периода, один традиционно называется коротким, второй - длинным. Чертой обозначены позиции, где нет данных. В первую очередь отметим, что в большинстве случаев они разделены границей в 10 мин. В пяти случаях этот порядок нарушен, здесь или нарушено правило, установленное Гупта [52], или нарушены условия регистрации периодов. Граница в 10 мин в определенной степени условна, если ее не привязать к параметрам среды.

Основываясь на приведенных в таблице данных и оценке Гупта, будем далее

разделять короткие и длинные периоды границей в 10 мин, имея в виду ее условность. Возможно, она имеет статистический характер, и в конкретных ситуациях разделение периодов зависит от некоторых параметров, которые предстоит установить. Предстоит также установить, насколько закономерно выделение двухпериодических колебаний помимо того, что они дают наибольшее количество наблюдаемых многопериодических колебаний.

Таблица 1.2: Обзор наблюдаемых двухпериодических колебаний. Параметры: P_s - короткие периоды, P_l - длинные периоды, D - дистанция наблюдения. Области короны: CH - корональные дыры, SA - корона над пятнами, CL - корональные петли

	Область	Спектр. линия	Скорость, км с ⁻¹	P_s , мин	P_l , мин	D, Мм
O'Shea, Banerjee and Doyle [102]	CH	Mg _X 624 Å	154	15.2	22.2	14.3
	CH	Si _{XII} 520 Å	218	17.2	31.4	15.4
Srivastava et al. [115]	CH	Fe _{XI} 188 Å	-	6.6	14.3	-
	CH	Fe _{XII} 195 Å	-	4.3	7.2	-
Sych and Nakariakov [119]	SA		-	3.0	15.0	-
Wang et al. [128]	CL	Fe _{XII} 195 Å	118	13.5	26.2	69*
Marsh, Walsh and Plunkett [81]	CL	Fe _{IX} 171 Å	132	6.0	12.0	50
Krishna Prasad, Banerjee and Singh [67]	CL	Fe _{IX} 171 Å	84	8.6	13.2	-
	CL	Fe _X 193 Å	101	4.7	10.2	-
	CL	Fe _X 193 Å	101	8.6	18.7	-
	CL	Fe _{XII} 195 Å	-	8.0	12.0	-
	CL	Fe _{XII} 195 Å	-	9.2	20.0	-
Gupta [52]	CH	Fe _{IX} 171 Å	117	5.6	22.2	2.6
	CH	Fe _{IX} 171 Å	150	15.7	22.2	20
Pant et al.[103]	CH	Fe _{IX} 171 Å	51	6.6	22.2	10
	CH	Fe _{IX} 171 Å	51	7.2	12.1	15
	CH	Fe _X 193 Å	66	7.2	12.1	15

* Для $P_l=25$ мин.

Двухпериодические колебания наблюдаются как в корональных дырах, так и в корональных петлях. Это вполне объяснимо, если принять во внимание, что источниками волн сжатия находятся в нижних слоях атмосферы, как было отмечено ранее [55, 113, 137]. Предполагается, что волны сжатия генерируются мелкомасштабными явлениями взрывного характера, например, джетами [103, 124, 125]. Эти процессы затрагивают не только плазму, но и магнитное поле [59], то есть связаны с мелкомасштабными процессами магнитного пересоединения в основании коронального поля. С точки зрения, единого понимания источников волн сжатия нет существенного различия между корональными петлями и дырами. И те, и другие образованы магнитным полем с протяженными малоискривленными линиями, слабо расходящимися в пределах малой области, где ведется наблюдение вариаций интенсивности.

В большинстве случаев, где приводится дистанция наблюдения, она удовлетворяет данным Де Мортель и др. [27, 29, 30], то есть не превышает 23 Мм. С учетом эффекта проекции допускаются значения до 50-60 Мм.

Отдельно следует отметить наблюдение Сыча и Накаярякова [119], сделанное не в крайнем ультрафиолетовом, а в микроволновом излучении. Тем не менее, найденные периоды укладываются в интервалы коротких и длинных периодов, наблюдаемая область находится в короне, поэтому возможно, что здесь также имеется волна сжатия.

На рисунках 1.14 и 1.15 представлены два примера двухпериодических колебаний из данного списка. Остальные приведены в Приложении 1. На рисунке 1.14 представлены наблюдения волн сжатия на лимбе в полярной области с помощью спектрометра CDS/SOHO [102]. В трех событиях спектр полной энергии имеет два максимума, однако они разнесены во времени. Заслуживает внимания четвертый случай, где колебания происходят одновременно, однако здесь максимумы сильно различаются по величине энергии. Горизонтальная пунктирная линия на глобальном спектре дает нижнюю границу частот 0.27 мГц, которая достоверно определяется конусом влияния. Ей соответствует

максимальное значение периода 62 мин. Вероятность того, что выделенные максимумы имеют шумовую природу, не превышает 1%.

На рисунке 1.15 представлены результаты двух наблюдений со спектрометром EIS/Hinode [115] в области, лежащей на диске близко к полюсу. В пределах установленной достоверности регистрируются два максимума, то есть два периода. В первом случае имеются периоды 6.5 и 14.3 мин, во втором показаны периоды 4.3 и 7.2 мин, хотя имеется большой максимум с длинным периодом около 16 мин. В первом случае отмечено пошаговое изменение периода вблизи основного максимума. Продолжительность шагов t - P развертке коррелирует с длительностью максимумов, образующих исходный временной сигнал (показанный на верхней панели). Во втором случае второй глобальный максимум выделяет t - P плоскости локальный максимум с короткой продолжительностью. Наконец, временные сигналы имеют признаки широкого спектра. Во всех приведенных примерах явление интерпретируется как распространение медленной магнитозвуковой волны.

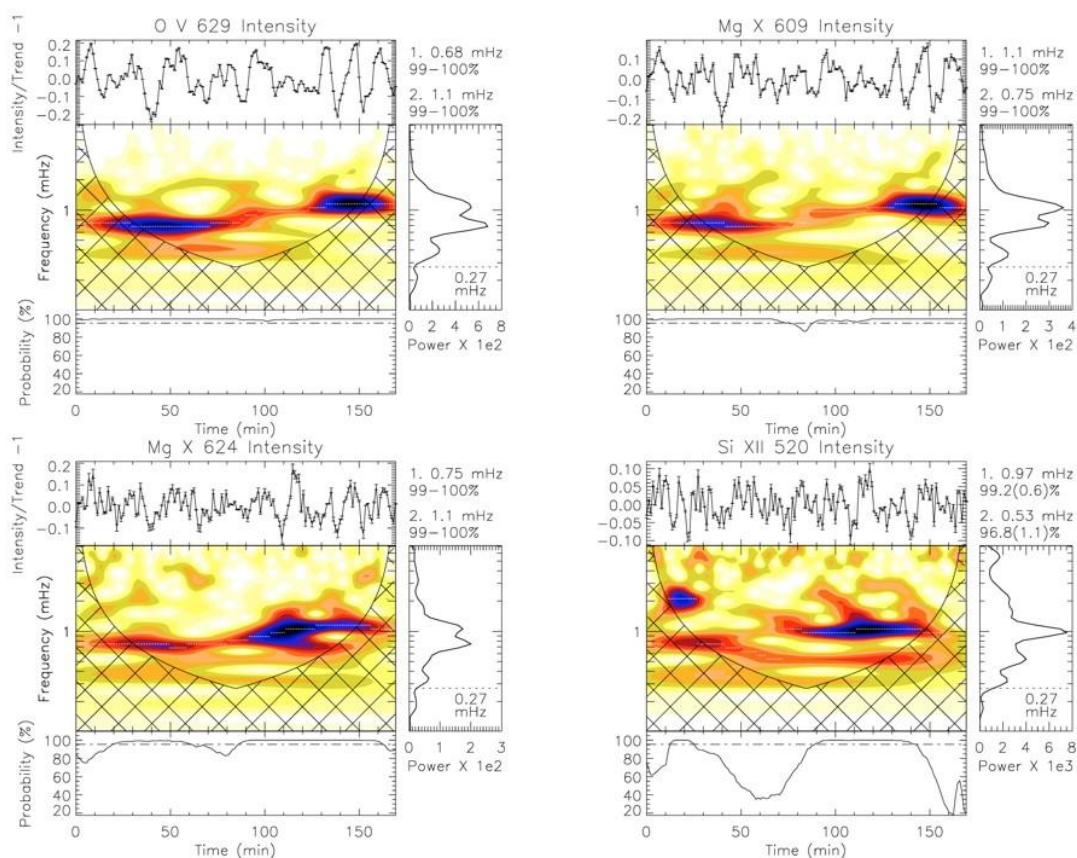


Рисунок 1.14. Спектры волн сжатия с двумя выделенными максимумами. Из работы Оши и др. [102]. Наблюдение показывает, что волны сжатия существуют в переходной области (линия O_V 629) и короне (остальные линии)

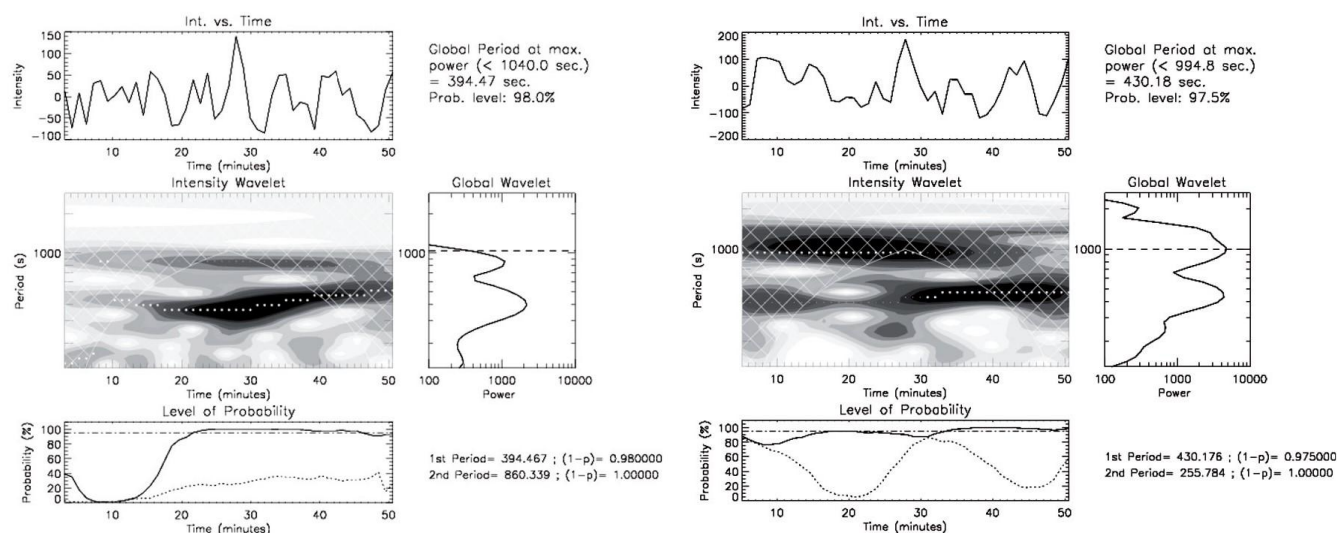


Рисунок 1.15. Наблюдения одновременных колебаний с двумя периодами. Из работы Сривастава и др. [115]

1.6 Моделирование волн сжатия

Первые попытки моделирования волн сжатия были направлены на поиск общих подходов к решению задачи о распространении медленных магнитоакустических волн [95, 86]. Использовались практически все возможные физические эффекты, которые могут в той или иной мере влиять на поведение волны: теплопроводность, вязкость и излучение плазмы, действие магнитного поля, действие гравитации и, наконец, нелинейные эффекты. Практически решалась самая общая задача, решение находилось или численно, или аналитически при крайних предположениях. Результаты ожидаемо оказались либо самыми общими, либо сильно редуцированными. Основываясь на них, сложно было понять, как ведет себя волна в конкретных условиях, и как при этом

находить ее параметры.

Более продуктивными оказались более простые задачи, где отправной точкой служили уравнения гидродинамики, например, с теплопроводностью и вязкостью, и затем находились поправки, учитывающие действие излучения, магнитного поля и гравитации. Изучение таких подходов важно для нас при определении наиболее подходящих механизмов затухания волн сжатия.

Де Мортель и др. [26, 27] предприняли таким образом дать описание волн сжатия в теплых и горячих корональных петлях. Рассматривались уравнения одномерной газовой динамики с учетом теплопроводности и вязкости для сравнения этих эффектов

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} + \rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3}\eta(T) \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} = 0. \quad (1.2)$$

Уравнение баланса энергии записывалось через давление

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_x \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial v_x}{\partial x} = (\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (1.3)$$

$$p = \rho \frac{RT}{\mu}. \quad (1.4)$$

Для коэффициентов вязкости и теплопроводности были приняты классические выражения $\eta(T) \sim T^{5/2}$, $\kappa(T) \sim T^{5/2}$. Уравнения решались в линейном приближении, и в силу малости числа Рейнольдса действие вязкости ожидаемо оказалось слабым. Поскольку в большинстве случаев скорость плазмы в волнах сжатия мала, вязкость в этих процессах играет второстепенную роль.

Другая попытка была связана с излучением [28, 29]. Вязкость игнорировалась, уравнение баланса энергии записывалось в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_x \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial v_x}{\partial x} = (\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) - (\gamma - 1)[\rho^2 \Lambda(T) - H]. \quad (1.5)$$

Постоянная функция нагрева H это распространенный подход при решении подобных задач, поскольку определение причин нагрева и, следовательно, вида функции нагрева затруднительно. Заметим, что в данной постановке имеется в виду приток энергии, приходящийся на единицу объема. Более естественным было бы использование постоянного притока энергии на единицу массы.

Сильным упрощением задачи является использование степенной аппроксимации функции излучения корональной плазмы $\Lambda(T) = \chi T^\alpha$. Величины χ, α - постоянные. Благодаря этому удастся записать простое на вид дисперсионное соотношение, однако в задачу вносятся постоянные, которые сильно меняются при изменении температуры. В некоторых случаях даже небольшое ее изменение может приводить к необходимости переформулировки задачи [4]. Результат показан на рисунке 1.16. Действие эффекта нагрева и радиационного охлаждения оказывается незначительным в сравнении с действием теплопроводности. Делается вывод, аналогичный предыдущему: нагрев и излучение слабо влияют на волну.

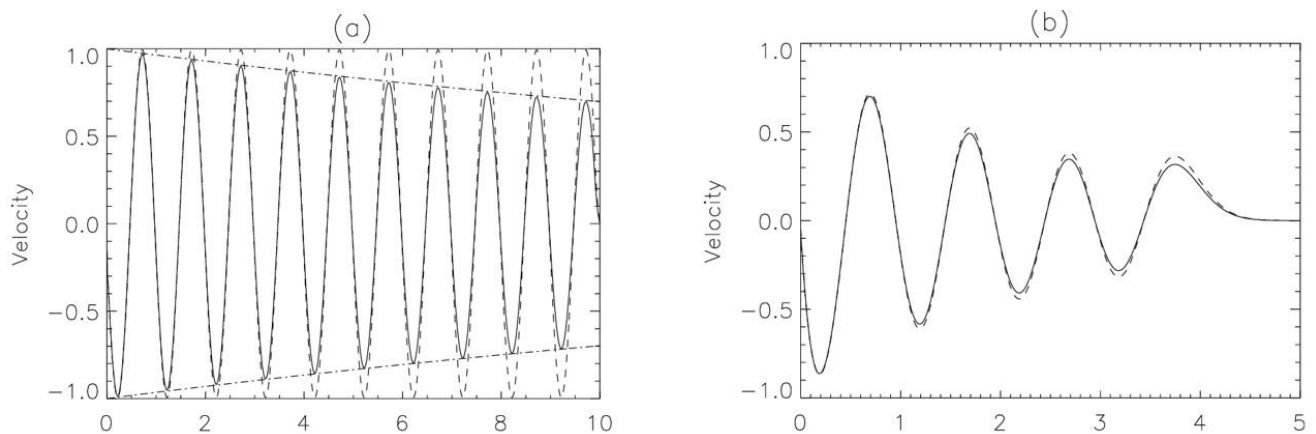


Рисунок 1.16. Слева: поведение волны в отсутствие теплопроводности. Справа: поведение волны под действием теплопроводности (сплошная кривая), теплопроводности и излучения (пунктирная кривая). Из работы Де Мортель и Худ [28]

В этой задаче изучается поведение колебаний с периодом в 5 минут. Берется температура теплых корональных петель $T_0 = 1$ МК и плотность порядка 10^{12} кг

м^{-3} , соответствующая концентрации частиц 10^6 см^{-3} . Заметим, что для корональных петель активных областей характерны плотности $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$. Эффект нагрева и радиационного охлаждения заведомо ставится в неравное положение с теплопроводностью. Это замечание направлено на необходимость корректировки задачи. Изучение процесса затухания необходимо проводить на широком интервале плотностей. Если слабое влияние вязкости обусловлено исходным предположением малости колебаний, то ограничение на плотность плазмы должно иметь разумные границы.

Кришна Прасад и др. [69] использовали гидродинамическую модель (1.1)-(1.5) при изучении частотной зависимости затухания волны сжатия. Если ограничиться только действием теплопроводности, в пределе малых частот (больших периодов), когда $\omega d \ll 1$, получается выражение

$$k \approx \frac{\omega}{C_s} - i \frac{(\gamma - 1)\omega^2 d}{2C_s}. \quad (1.6)$$

Здесь

$$d = \frac{(\gamma - 1)\kappa(T_0)T_0}{\gamma C_s^2 p_0}, C_s = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}}. \quad (1.7)$$

T_0, p_0, ρ_0 - параметры равновесной среды. Длина затухания соответственно имеет степенную зависимость от периода

$$L_d = \frac{1}{\text{Im}k} \sim P^2, P \rightarrow \infty. \quad (1.8)$$

В противоположном пределе больших частот или малых периодов получается

$$k \approx \frac{\sqrt{\gamma}\omega}{C_s} - i \frac{(\gamma - 1)}{2d\gamma\sqrt{\gamma}C_s}. \quad (1.9)$$

При малых периодах длина затухания оказывается постоянной величиной, не зависящей от частоты или периода.

Результат численного решения дисперсионного уравнения для нахождения

длины затухания показан сплошной линией на рисунке 1.17. Имеется различие между наблюдениями на диске и в полярной области, вызванное, по всей видимости, различными физическими условиями. Степенной закон $L_d \sim P^2$ выполняется везде.

Распространенным методом изучения волн в короне служит МГД-моделирование [71].

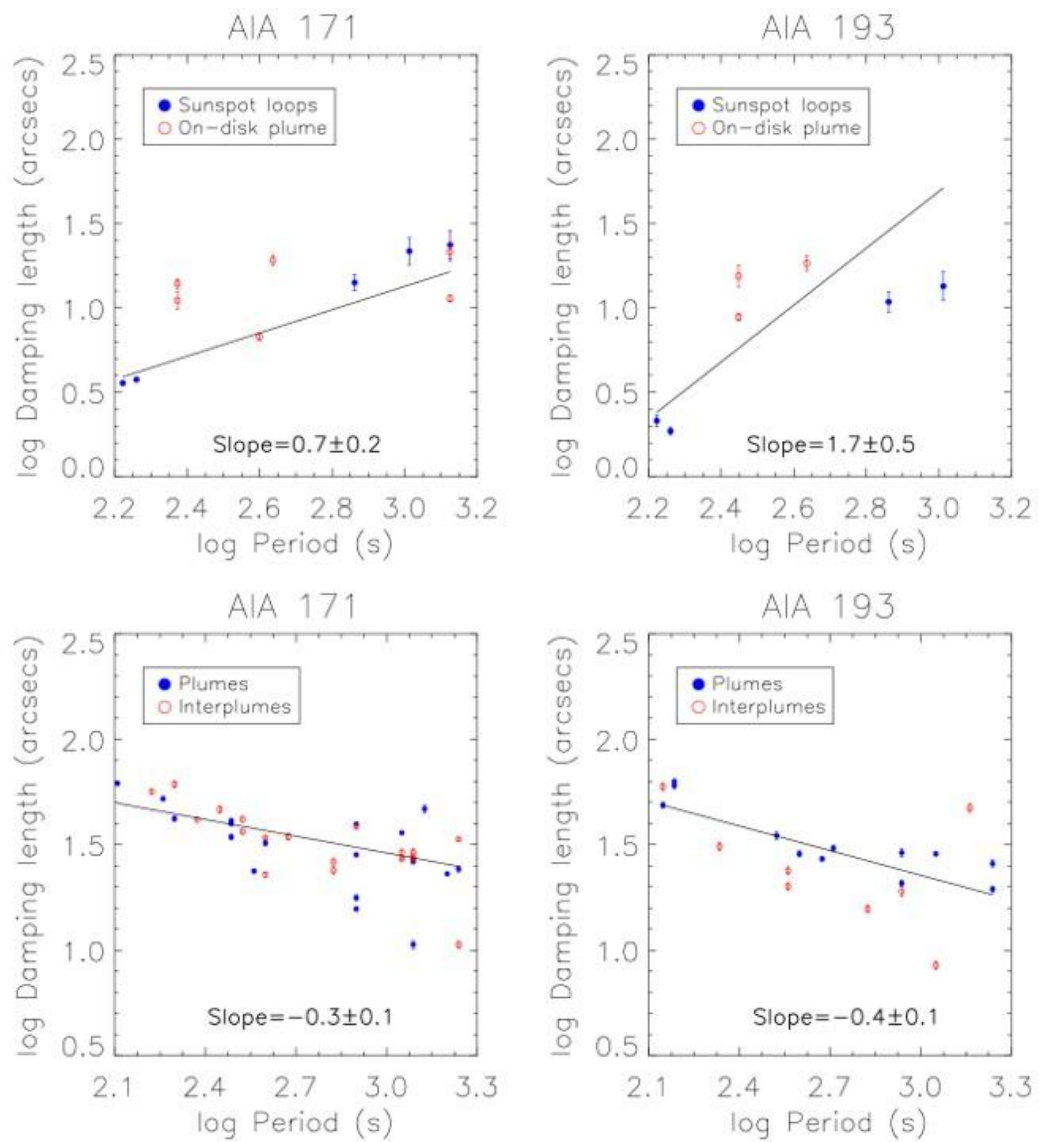


Рисунок 1.17. Зависимость длины затухания от периода. Сплошной линией показан результат решения дисперсионного уравнения. Наблюдения на диске и на лимбе в полярной области дают различную зависимость от периода. Черная прямая показывает некоторую среднюю закономерность поведения длины

затухания, определяется ее наклон. Из работы Кришна Прасад и др [69].

1.7 Выводы к Главе 1

При помощи космических телескопов с высоким пространственным и временным разрешениями по всему солнечному диску и на лимбе наблюдаются распространяющиеся локальные возмущения интенсивности КУФ-излучения, иначе – волны сжатия. В спектрах возмущений выделяют два периода, которые называют короткими (3-10 мин) и длинными (20-30 мин). Замечена частотная зависимость затухания волн сжатия, волны с короткими периодами регистрируются до высоты около 20 Мм от основания короны, волны с длинными периодами – до 70-90 Мм.

Предполагается, что источники энергии волн сжатия находятся в хромосфере, переходной области или у нижней границы короны. Очень вероятно, что источником может быть активность спикул. Их возможную связь подтверждают результаты МГД-моделирования, косвенно – одинаковая распространенность спикул в хромосфере и волн сжатия выше, в короне.

При описании волн сжатия обычно используют МГД– или гидродинамическое приближение, так как это позволяют пространственно-временные масштабы протекающих процессов. Основную роль в затухании волн сжатия с периодами в несколько минут и более играет теплопроводность, роль вязкости мала. Некоторые расчеты показывают, что в случае периодов порядка часа большое влияние может оказать эффект нагрева и радиационного охлаждения.

Глава 2. Модель неадиабатических акустических волн в солнечной короне

2.1 Основные неадиабатические эффекты корональной плазмы

Нас будут интересовать теплопроводность, радиационные потери и нагрев корональной плазмы, которые чаще всего учитывают при изучении волновых процессов в короне. Де Мортель и Худ сравнили действие вязкости, теплопроводности и радиационных потерь и пришли к выводу, что в типичных корональных условиях теплопроводность играет доминирующую роль в затухании наблюдаемых колебаний в короне [27, 30]. Позже в работах Банержи и др., Ванга и др. было также отмечено, что наряду с теплопроводностью на поведение медленных магнитозвуковых волн влияет дисбаланс между нагревом и охлаждением, вызванный волновыми возмущениями температуры и плотности плазмы [14, 134]. Эти два неадиабатических эффекта обычно считаются важнейшими при изучении волн сжатия [44, 60, 140]. В разделе 2.5 оценивается вклад вязкости, теплопроводности и радиационных потерь в поведение акустических волн.

2.1.1 Теплопроводность

В сильно ионизованной плазме, которую представляет собой корональная плазма, передача тепла осуществляется в основном в результате электрон-электронных столкновений и последующей релаксации плазмы. Классическое выражение коэффициента теплопроводности $\kappa(T) = 0.225 \cdot 4.67 \cdot 10^{-12} T^{5/2} / \Lambda_C$ кал $\text{см}^{-1} \text{с}^{-1} \text{К}^{-1} = 4.4 \cdot 10^{-5} T^{5/2} / \Lambda_C$ эрг $\text{см}^{-1} \text{с}^{-1} \text{К}^{-1}$ [1, 5]. Здесь T - электронная температура, 1 кал = 4.1844 Дж. Для температуры $T = 6$ МК и плотности $n = 10^9$

см^{-1} , кулоновский логарифм $\Lambda_C = 19.3$, тогда получаем

$$\kappa(T) = 2.28 \cdot 10^{-6} T^{5/2} \frac{\text{эрг}}{\text{см с К}}. \quad (2.1)$$

Сравним это значение с аналогичным у других авторов. Офман и Ванг [98] рассматривают $T = 7 \text{ МК}$, $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$, берут $\Lambda_C = 23$ и находят при этом в три раза меньшее значение $\kappa(T) = 7.8 \cdot 10^{-7} T^{5/2} \text{ эрг см}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-1}$. В работах Де Мортель и Худа [27], Колоткова и др. [60] дано близкое значение $\kappa(T) = 10^{-11} T^{5/2} \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1} = 10^{-6} T^{5/2} \text{ эрг см}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-1}$. Как получено это выражение, не поясняется. Вероятно, они определяют только порядок величины. Найденное нами значение превосходит его больше, чем в два раза. Для рассматриваемых корональных температур примем выражение (2.1).

Необходимо сделать следующее замечание. Последние наблюдения горячих корональных петель, формирующихся во время вспышек, показывают свидетельства того, что коэффициент теплопроводности может отличаться от классического при большой температуре. В процессе импульсного нагрева плазмы возможно подавление теплопроводности и, наоборот, усиление эффекта вязкости [64, 130, 132, 133]. Ранее на такую возможность указывали Офман и др. [96]. Подавление теплопроводности может быть вызвано нелокальным характером теплопереноса, когда масштаб температурного градиента становится сравнимым со средней длиной свободного пробега электронов [16].

2.1.2 Функция излучения корональной плазмы

Солнечная корона представляет собой оптически тонкую среду. Функцию энергетических потерь вследствие излучения (функцию радиационных потерь) принято записывать в виде

$$Q_{\text{rad}} = \rho \Lambda(T), \quad (2.2)$$

где $\Lambda(T)$, которую будем называть функцией излучения, находится как функция только температуры с помощью различных моделей излучения и переноса излучения в корональной плазме. При вычислении ее значений важен учет всех источников, дающих существенный вклад в поток излучения. Это непростая задача в случае корональной плазмы, где имеется много различных источников излучения (и причин поглощения), включая тормозное и магнитотормозное излучение, излучение ионов и нейтральных атомов в спектральных линиях. Постоянный пересмотр условий данной задачи ведет к тому, что регулярно появляются новые коды для расчета функции излучения.

Функция Q_{rad} имеет смысл энергии, теряемой единицей массы газа в единицу времени. Размерность $\Lambda(T)$ определяем из ее соотношения с функцией Q_{rad}

$$\text{эрг г}^{-1} \text{ с}^{-1} = \text{г см}^{-3} [\Lambda(T)], [\Lambda(T)] = \text{эрг г}^{-2} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}.$$

Для сверки, в работе Рознера и др. [111] кривая, аналогичная $\Lambda(T)\rho^2/n^2$, обозначена как $P(T)$ с той же размерностью $\text{эрг см}^3 \text{ с}^{-1}$. При этом величина $n_e n(H)P(T)$ определяется как энергия, излучаемая единицей объема, то есть

$$\text{см}^{-6} [P(T)] = \text{эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}, [P(T)] = \text{эрг см}^3 \text{ с}^{-1}.$$

Определяя отношение ρ/n как среднюю массу частиц газа m , находим, что $\Lambda(T)m^2$ действительно имеет размерность $\text{эрг см}^3 \text{ с}^{-1}$.

При изучении волновых явлений, в которых плотность и температура плазмы меняются в небольших интервалах значений, для функций нагрева и охлаждения обычно рассматривают локальные степенные аппроксимации вида [21, 28, 69, 134]

$$\Lambda(T) = \chi T^\alpha, \chi, \alpha = \text{const.} \quad (2.3)$$

Нас интересует поведение функции радиационных потери в интересующем нас интервале температур 0.5-10 МК. Функции радиационных потерь посвящена обширная литература, чему способствует как важность роли излучения во многих физических процессах в солнечной атмосфере, так и значительной степени неоднозначность ее определения. Последнее, в свою очередь, объясняется неоднородностью атмосферы и существующей до настоящего времени

неопределенностью в пространственном распределении ионов.

В последние годы большую популярность получил вариант, получаемый с помощью общедоступного кода CHIANTI. Команда CHIANTI под руководством Г. Дель Занна регулярно публикует новые версии своего варианта. В работе Дудика и др. [45] сравниваются варианты функции радиационных потерь, найденные разными авторами. При расчетах влияния традиционно часто используют локальные аппроксимации, найденные Рознером и др. Теперь есть возможность сравнить их данные с другими, более свежими данными. На рисунке 2.1 показан график CHIANTI версии 5.2 [74]. Отличие от классической аппроксимации Рознера и др. большое, в частности, в интервале 2-9 МК имеется минимум вблизи точки 4МК. Минимум имеется также на графиках, полученных другими авторами.

В работе Дерс и др. [39] описана новая версия кода CHIANTI и представлен график (рисунок 2.2). Главное свойство этой кривой в интервале температуры 0.5-10 МК состоит в наличии двух максимумов около 1 и 10 МК, а также в наличии минимума около 4 МК. Это приводит к разному эффекту изменения температуры в волновом процессе. Именно, в интервале 1-4 МК при локальном увеличении температуры происходит спад интенсивности излучения, в то время как в интервале 4-10 МК, наоборот интенсивность излучения увеличивается. Это должно сказаться на поведении волны в интервалах 1-4 МК и 4-10 МК.

Более новая версия кода CHIANTI 10 дается в работе Дель Занна и др. [37]. Последние числовые значения, найденные по коду CHIANTI, можно найти на сайте. Изменения функции радиационных потерь, вносимые модернизациями кода, касаются вкладов отдельных ионных групп и мало влияют на общий вид кривой зависимости интенсивности излучения от температуры на интервале от 1 до 10 МК. На рисунке 2.3 представлен график, построенный по текущим данным CHIANTI 10. Рассмотрены несколько вариантов плотности электронов. Можно констатировать наличие двух локальных максимумов в окрестности 1 и 10 МК.

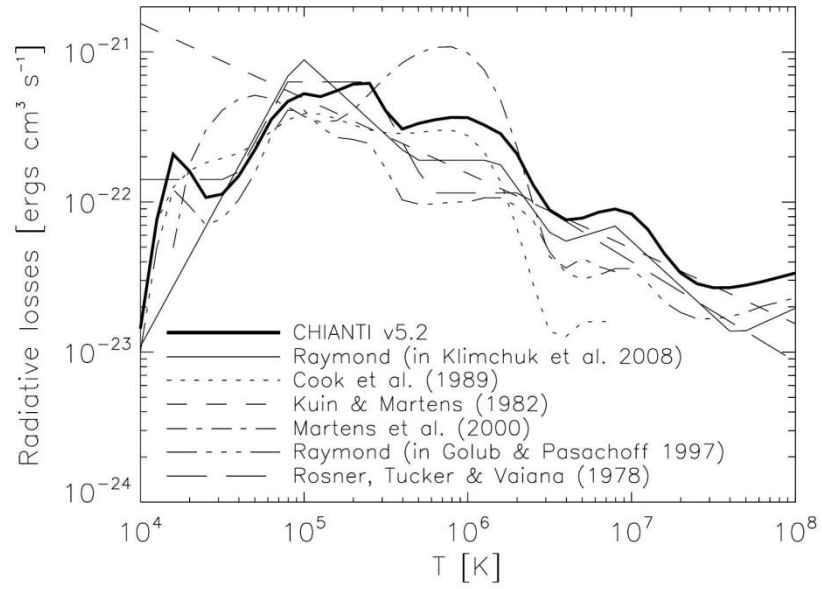


Рисунок 2.1. Различные варианты функции излучения корональной плазмы $\Lambda(T)$
[45]

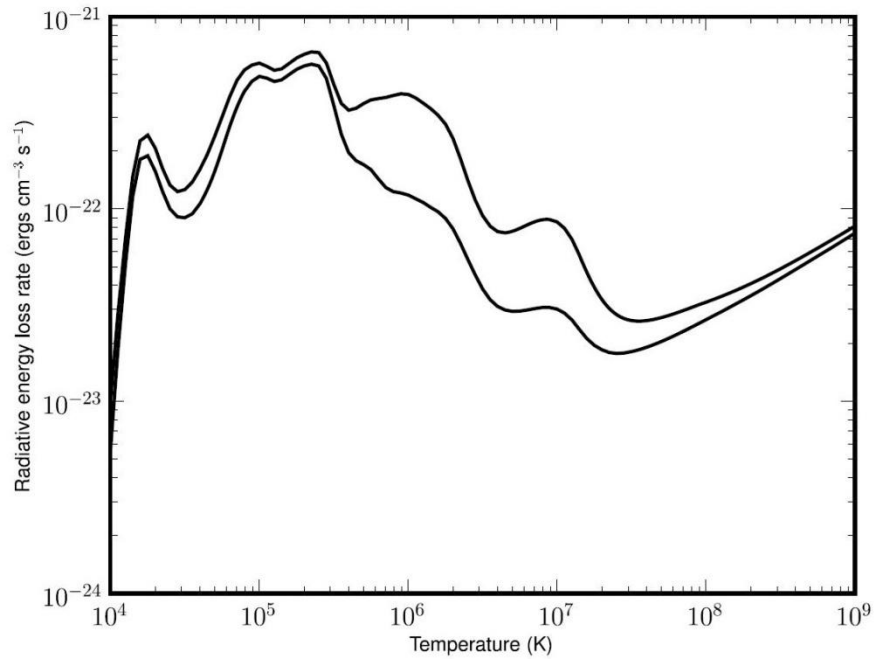


Рисунок 2.2. Различные варианты функции излучения корональной плазмы $\Lambda(T)$.
Верхняя кривая построена по версии CHIANTI 5, нижняя - по версии CHIANTI 6
[39]

Далее в работе мы будем использовать эту функцию излучения, вычисляемую с помощью CHIANTI 10. Заметим, что все показанные графики построены по отдельным значениям температуры, взятым в определенной

последовательности. При интересующих нас температурах от 0.5 до 10 МК значения функции мало зависят от плотности плазмы в пределах $10^{14} - 10^{16} \text{ м}^{-3}$. По-прежнему остается проблема аналитического описания функции, удобного при изучении волн.

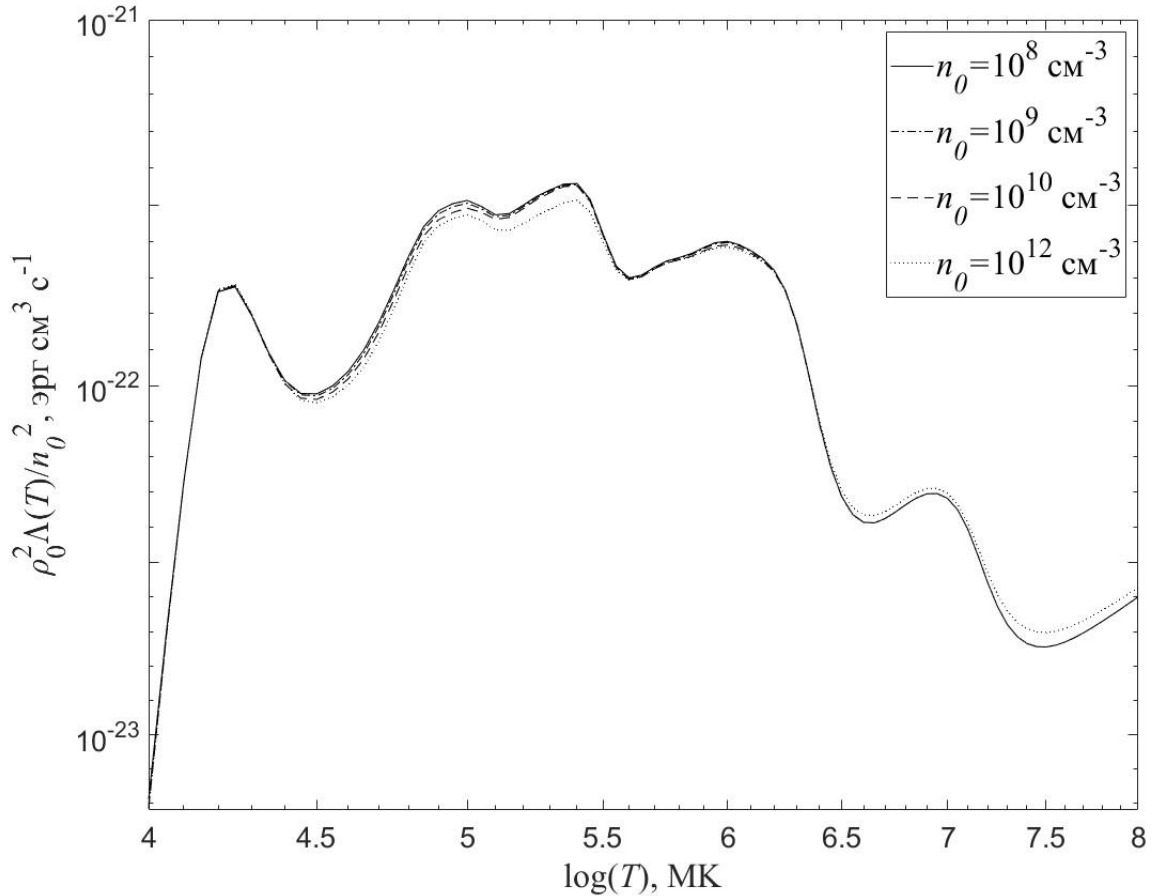


Рисунок 2.3. Кривые функции излучения корональной плазмы $\Lambda(T)$ по версии CHIANTI 10 для различных значений плотности плазмы

2.1.3 Нагрев корональной плазмы

В отличие от потерь из-за теплопроводности, которые исчезают в однородной равновесной среде, где нет градиента температуры, радиационные потери здесь не исчезают, что создает затруднения при моделировании волновых процессов.

Поэтому вместе с радиационными потерями обычно рассматривают источники нагрева плазмы, записывая

$$Q_{\text{hc}} = \rho \Lambda(T) - H \quad (2.4)$$

где $H = H(\rho, T)$ есть функция нагрева, имеющая смысл притока энергии вследствие различных причин. При этом имеется в виду, что в равновесном состоянии с плотностью ρ_0 и температурой T_0 имеет место равенство

$$\rho_0 \Lambda(T_0) - H(\rho_0, T_0) = 0. \quad (2.5)$$

Фактически Q_{hc} включает не только потери, но и нагрев, поэтому ее следует называть функцией нагрева и охлаждения. Строго говоря, нагрев определяется также и магнитным полем, поэтому иногда функцию нагрева рассматривают в виде $H(\rho_0, T_0, B_0)$ [44, 62, 65]. Мы считаем, что в корональной плазме с малой «плазменной бета» медленные магнитоакустические волны слабо возмущают магнитное поле, поэтому возмущения поля не учитываем. Другое дело - фоновое магнитное поле, диссипация которого может приводить к нагреву плазмы.

Приближение постоянной функции нагрева допустимо, когда процессах нагрева имеют устоявшийся характер или они дают постоянное поступление энергии в среднем, так что их пространственные и временные масштабы велики в сравнении с волновыми масштабами. Приближение постоянного нагрева часто используется при изучении волновых процессов, поскольку в конкретных ситуациях не удастся установить источники и характер поступления энергии. Количество же возможных источников велико [32, 57]. Определение источника и функции нагрева в конкретных случаях является одной из самых трудных задач солнечной физики [61].

Широко известна концепция коронального нагрева в результате диссипации электрических токов (непотенциальной составляющей магнитного поля), которая может происходить в малых масштабах в основании короны. Это так называемая концепция нано-вспышек. Мелкомасштабные процессы магнитного пересоединения могут вызываться движением оснований линий магнитного поля

[58, 76]. Метод временного лага при анализе эмиссии в спектральных линиях, разработанный Виал и Климчуком [126], показывает общий стационарный характер нагрева [101]. Нагрев оснований активных областей стационарен в том смысле, что время импульсных источников мало в сравнении с характерным временем охлаждения под действием теплопроводности и радиационных потерь [135]. Численное моделирование нагрева корональных петель показывает невозможность не учитывать стационарный нагрев для объяснения физических характеристик корональных петель [76].

Особо отметим, что мы рассматриваем удельный нагрев следующего вида $H = \rho_0 \Lambda(T_0)$, то есть подразумевается приток тепла в единицу массы. На наш взгляд, такой подход более оправдан в сравнении с традиционным, где считается постоянным приток тепла в единицу объема, то есть $H = \rho_0^2 \Lambda(T_0)$ [28].

2.2 Аналитическое представление функции излучения корональной плазмы

На основе локальной степенной аппроксимации (3) в работе Климчука и др. [56] сделана попытка построить глобальную аппроксимацию на широком интервале температур 0.1-42.7 МК, в которой используются 7 отдельных локальных интервалов. Соответствующая кривая показана на рисунке 2.1. Она показана тонкой сплошной линией и в целом повторяет поведение кривой CHIANTI, которая изображена жирной сплошной линией, по крайней мере на интересующем нас интервале от 0.5 до 10 МК. Она выделяет все минимумы и максимумы функции излучения, но в конкретных точках ее значения сильно отличаются от данных CHIANTI.

Для получения аналитического выражения для функции излучения будем использовать метод интерполяции, заключающийся в нахождении аналитического выражения не на всем рассматриваемом интервале температуры, а на отдельных малых отрезках. В качестве разделяющих их точек выбран ряд

значений температуры, равноотстоящих друг от друга по логарифмической шкале. Наиболее часто используемым в практике методом интерполяции служит интерполяция кубическими сплайнами, при которой интегральная аналитическая функция непрерывна и имеет непрерывные производные первого и второго порядка. Это позволяет находить с хорошей точностью не только производные функции излучения при линеаризации уравнений и удобно для нахождения точек экстремума и точек перегиба функции, где вторая производная обращается в нуль. В этом заключается очевидное преимущество построенной аналитической функции излучения от аппроксимации Климчука и др.

Интерполяция строится по 30 точкам от 0.5 МК до 14 МК [17, 40, 41]. Значения температуры нумеруются индексом i от 0 до 29 и обозначаются через T_i . Всего имеется 30 точек и 29 интервалов (T_i, T_{i+1}) , $i = 0, 1, 2, \dots, 28$. На каждом интервале строится полином 3-й степени так, что на концах интервала полином принимает значения функции $\Lambda(T)$: $\Lambda(T_i) = D_i = \Lambda_i$, $\Lambda(T_{i+1}) = D_{i+1} = \Lambda_{i+1}$. Здесь Λ_i и Λ_{i+1} есть табличные значения, найденные с помощью кода CHIANTI 10. На концах интервала полином сшивается с аналогичными полиномами в соседних интервалах, включая производные второго порядка.

Для температуры и функции радиационных потерь введем масштабы $m(T) = 10^6$ К и $m(\Lambda) = 10^{26}$ эрг $\cdot$ г $^{-2}$ $\cdot$ см 3 $\cdot$ с $^{-1}$, затем их безразмерные значения $\tilde{T} = m(T)^{-1}T$, $\tilde{\Lambda} = m(\Lambda)^{-1}\Lambda$, тогда интерполяционные полиномы запишутся в виде

$$\tilde{\Lambda} = \tilde{A}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i)^3 + \tilde{B}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i)^2 + \tilde{C}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i) + \tilde{D}_i, i = 0, 1, 2, \dots, 28. \quad (2.6)$$

Здесь и далее знаком «тильда» обозначаются безразмерные величины. Таблицы значений функции излучения, полученных с помощью кода CHIANTI 10, и значений коэффициентов интерполяционных полиномов даны в Приложении 2. На рисунке 2.4 показан график функции $\tilde{\Lambda}(\tilde{T})$ (зеленая линия) в обычной линейной шкале. В рассматриваемом интервале функция радиационных потерь имеет два максимума и один минимум, они обозначены на рисунке красными

звездами. Приведем их наравне с другими важными точками: $\max 1$ (0.982, 2.46), $\min$ (4.57, 0.428), $\max 2$ (8.38, 0.495). Все значения даны с тремя значащими цифрами. В точках перегиба, обозначенных синими звездами, производная функции $\tilde{\Lambda}'(\tilde{T})$ (красная линия) имеет локальный экстремум: 1 (0.771, 2.35), 2 (2.00, 1.54), 3 (5.97, 0.461).

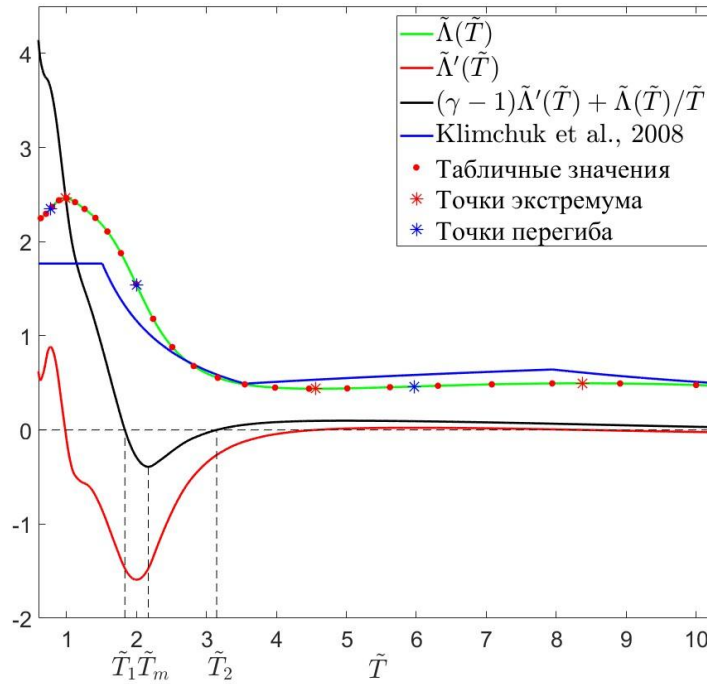


Рисунок 2.4. Кривые интерполяции функции радиационных потерь $\tilde{\Lambda}(\tilde{T})$ (зеленая линия) и ее производной (красная и черная линии) для температур от 0.5 до 10 МК. Красные точки построены по табличным значениям функции, звездочки обозначают ее критические точки. Для сравнения синей линией показана глобальная аппроксимация из работы Климчука и др. [56]. В интервале $(\tilde{T}_1, \tilde{T}_2)$ возможна неустойчивость

При анализе затухания и неустойчивости волны большое значение имеет выражение $(\gamma - 1)\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}) + \tilde{\Lambda}(\tilde{T})/\tilde{T}$ [22, 49, 91]. На рисунке его график показан черной линией. Далее оно будет использоваться для определения области температуры, где возможна неустойчивость, это область ее отрицательных значений. Она показана на рисунке 2: $\tilde{T}_1 < \tilde{T} < \tilde{T}_2$. Имея выражение для функции

радиационных потерь, мы можем точно определить ее границы: $\tilde{T}_1=1.83$, $\tilde{T}_2=3.15$. В точке минимума выражения $\tilde{T}_m = 2.17$ возможность появления неустойчивости наиболее высока, здесь $(\gamma - 1)\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_m) + \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_m)/\tilde{T}_m = -0.392$.

Таким образом, посредством интерполяции построена гладкая кривая излучения. С ее помощью можно указать область температуры, при которой может появиться неустойчивость акустической волны. Можно также точно определить расположение критических точек (локальных экстремумов и точек перегиба), области возрастания и убывания функции излучения, имеющие важное значение при анализе колебаний.

2.3 Основные уравнения

Рассмотрим корональную плазму как идеальный газ, описываемый уравнением

$$p = \rho \frac{RT}{M}. \quad (2.7)$$

Здесь M есть молярная масса, $M = tN_A$, где t – средняя масса частицы газа. Для полностью ионизованной плазмы солнечной короны определим $t = 0.62m_p \approx 1.037 \cdot 10^{-27}$ кг, тогда $M \approx 0.62 \cdot 10^{-3}$ кг моль⁻¹. Далее мы будем рассматривать акустические волны в равновесной среде с температурой T_0 и плотностью ρ_0 , $\rho_0 = tn_0$, где n_0 есть плотность частиц. Плотность частиц в короне может варьироваться в широких пределах от 10^{14} м⁻³ до 10^{16} м⁻³, низкие значения характерны для корональных дыр, высокие – для корональных петель. Для корональных петель, где наблюдаются волновые процессы, характерно значение $n_0 \sim 10^{15}$ м⁻³ [27, 98, 107]. Его мы определим как масштаб плотности частиц $t(n) = 10^{15}$ м⁻³. Если определим масштаб плотности массы как $t(\rho_0) = 10^{-12}$ кг м⁻³, получим соотношение $\tilde{\rho}_0 = 1.037\tilde{n}_0$ между безразмерными значениями

плотности массы и плотности частиц.

Мы определили масштаб температуры $m(T) = 1$ МК, характерный для теплых корональных петель. Ранее считалось, что в корональных дырах температура значительно ниже, однако наблюдения последних лет показывают, что корональные дыры имеют температуру того же порядка, что и корональные петли.

На рисунке 2.5 показана обычная структура короны в областях, где наблюдаются волны сжатия, корональные шапки и дыры. Корона представляет собой систему тонких нитевидных образований, повторяющих структуру магнитного поля. Линии магнитного поля имеют слабый изгиб и слабую расходимость на масштабах в несколько Мм. Локально магнитное поле хорошо аппроксимируется однородным полем.

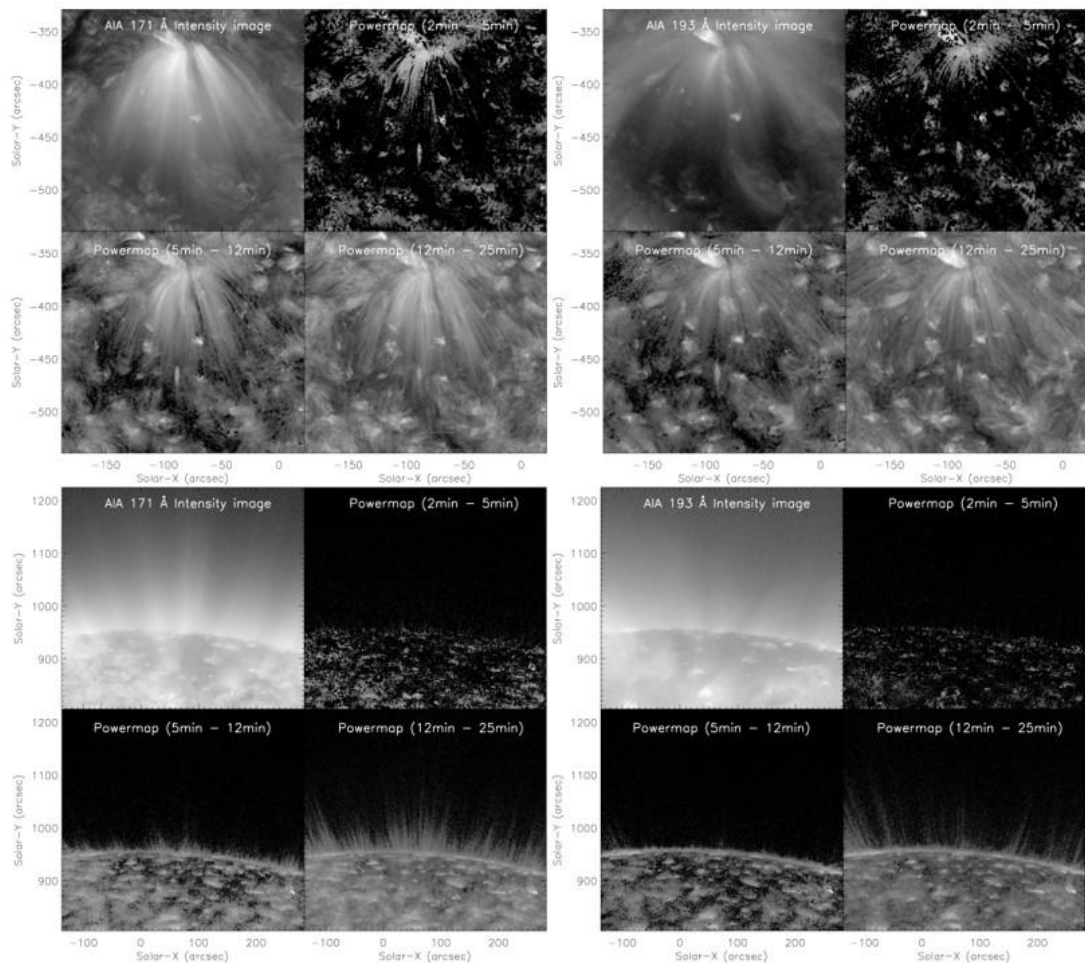


Рисунок 2.5. Структура короны в области корональных шапок на диске (вверху) и корональных дыр (внизу), видимая в крайнем ультрафиолетовом излучении.

Протяженные нитевидные образования повторяют линии магнитного поля. Из работы Кришна Прасад и др. [68]

Солнечная корона характеризуется малой «плазменной бета» $8\pi p_0/B^2 \ll 1$, которая определяется как отношение газового давления к магнитному. «Плазменная бета» служит для оценки влияния магнитного поля на динамику плазмы. В случае малых бета магнитное поле оказывает значительное влияние на плазму, поэтому при теоретическом описании волновых явлений используют приближение магнитной гидродинамики.

Для волн сжатия применяется описание в виде медленных магнитоакустических волн. Наблюдаемые корональные структуры создаются магнитным полем. Волны сжатия наблюдаются в крайнем ультрафиолетовом диапазоне как последовательность уярчений, движущихся вдоль корональных структур, корональных дыр и корональных петель, то есть вдоль магнитного поля. Медленные магнитоакустические волны, распространяющиеся вдоль однородного поля, имеют свойства акустических волн. В реальности поле всегда неоднородное, однако в корональных дырах и в больших корональных петлях его изменение можно считать малым и волны рассматривать приближенно как акустические. Например, Де Мортель и Худ рассматривали задачу о распространении акустических волн в корональных петлях, отдельно изучая влияние эффекта расходимости линий магнитного поля [27, 28]. Офман и Ванг использовали приближение акустических волн при изучении продольных колебаний в горячих корональных петлях [98]. Одномерное гидродинамическое приближение используют также Белов и др. [15], Колотков и др. [60], Завершинский и др. [140] при описании медленных магнитозвуковых волн в короне.

В основу изучения волн сжатия положим уравнения одномерной газовой динамики

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{R}{M} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{RT}{M\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} = 0. \quad (2.9)$$

Уравнение баланса энергии запишем через температуру

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1)T \frac{\partial v_x}{\partial x} = (\gamma - 1) \frac{M}{R} Q, \quad (2.10)$$

рассматривая плотность и температуру базовыми параметрами плазмы. Величина Q есть функция энергетических потерь, которая обозначает количество энергии, теряемой в единицу времени единицей массы газа, ее размерность $[Q] = \text{Дж кг}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Вязкость и электрическое сопротивление считаем несущественными в рассматриваемых корональных условиях и явлениях, когда скорость движения плазмы мала, и число Рейнольдса можно считать малым. При изучении неадиабатических акустических волн ограничимся эффектами теплопроводности, нагрева и радиационного охлаждения

$$Q = Q_{th} + Q_{hc}, \quad (2.11)$$

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

Данные неадиабатические эффекты были рассмотрены в разделе 2.2. Здесь дается краткая сводка необходимых сведений. Функция энергетических потерь Q складывается из двух частей, Q_{th} есть потери вследствие теплопроводности, Q_{hc} обозначает функцию нагрева и охлаждения. Под κ здесь понимается продольное вдоль магнитного поля значение коэффициента теплопроводности, для которого принято классическое спитцеровское выражение. Безразмерный коэффициент теплопроводности дается формулой $\tilde{\kappa} = 2.28 \cdot \tilde{T}^{5/2}$ (2.2).

Охлаждение происходит в результате радиационных потерь $Q_{hc} = \rho \Lambda(T) - H$ (2.3). $\Lambda(T)$ – есть функция излучения корональной плазмы. Для нее нами построена интерполяция кубическими сплайнами, она дается формулой (2.8). Она предоставляет аналитическое выражение, необходимое при изучении волн сжатия

на широком интервале температур. Кроме того, при аналитическом исследовании линейных волн понадобится непрерывная первая производная функции $\Lambda(T)$.

Функция нагрева H , имеющая смысл притока энергии из различных анонимных источников, принимается постоянной. В равновесной среде с плотностью ρ_0 и температурой T_0 имеет место равенство $\rho_0\Lambda(T_0) - H = 0$, то есть радиационные потери компенсируются нагревом. Мы рассматриваем удельный нагрев, то есть приток тепла на единицу массы. Таким образом, малые колебания плотности и температуры плазмы должны приводить к малым изменениям функции нагрева и охлаждения около ее нулевого равновесного значения. Колебания будут приводить к нарушению баланса между нагревом и охлаждением.

Особенно отметим, что колебания температуры могут вести как к увеличению теряемой энергии, так и к ее уменьшению. Ситуация определяется знаком производной $\Lambda(T)$. В области температур T_0 , где $\Lambda'(T_0) < 0$, локальное увеличение температуры будет вести не к потере энергии волны, а, наоборот, к ее увеличению. Понятно, что при этом потупление энергии идет от источников нагрева. В результате может возникнуть условия для усиления колебаний, то есть для неустойчивости. Возможность такой ситуации известна из работы Филда [49].

2.4 Дисперсионное соотношение

Обозначим параметры однородной равновесной среды, в которой распространяются акустические волны, через ρ_0 и T_0 . Область распространения волны считается безграничной. Фактически это означает пренебрежение эффектами отражения и преломления волны на границе магнитной трубки. Если волна распространяется практически вдоль трубки, эти эффекты слабы и не приводят к существенной потере энергии. Полный анализ данного обстоятельства требует отдельных расчетов.

Возмущения скорости, плотности и температуры обозначим через $v'_x(x, t)$, $\rho'(x, t)$ и $T'(x, t)$. Линеаризуем исходные уравнения относительно малых возмущений

$$\begin{aligned}\frac{\partial v'_x}{\partial t} &= -\frac{R}{M} \frac{\partial T'}{\partial x} - \frac{RT_0}{M\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v'_x}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial T'}{\partial t} + (\gamma - 1)T_0 \frac{\partial v'_x}{\partial x} &= \frac{(\gamma - 1)M\kappa(T_0)}{R\rho_0} \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} - \frac{(\gamma - 1)M}{R} [\rho_0 \Lambda'(T_0)T' + \rho' \Lambda(T_0)].\end{aligned}$$

Запишем решения в виде монохроматических волн

$$v'_x = V e^{i(kx - \omega t)}, \rho' = \tilde{R} e^{i(kx - \omega t)}, T' = \Theta e^{i(kx - \omega t)}.$$

Для постоянных амплитудных множителей V , $\tilde{R}$ и Θ получим систему линейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned}-i\omega V &= -\frac{R}{M} ik\Theta - \frac{RT_0}{M\rho_0} ik\tilde{R}, \\ -i\omega \tilde{R} + \rho_0 ikV &= 0, \\ -i\omega \Theta + (\gamma - 1)T_0 ikV &= \frac{(\gamma - 1)M\kappa(T_0)}{R\rho_0} (ik)^2 \Theta - \frac{(\gamma - 1)M}{R} [\tilde{R} \Lambda(T_0) + \rho_0 \Lambda'(T_0)\Theta].\end{aligned}$$

Дисперсионное соотношение между частотой ω и волновым числом k получаем, приравнявая нулю определители системы.

Аналогично параметрам равновесной плазмы, определим масштабы параметров волны, основываясь на характерных значениях параметров наблюдаемых явлений. В качестве исходных выберем масштабы звуковой скорости $m(C_s) = 10^5 \text{ м с}^{-1}$ и частоты $m(\omega) = 0.1 \text{ с}^{-1}$. Соответствующее значение периода колебаний равно $P = 20\pi \text{ с} = 1 \text{ мин}$, по порядку совпадающее с наблюдаемыми периодами волн сжатия [12, 13, 30, 134]. Масштаб значений волнового числа зададим соотношением $m(\omega) = m(C_s)m(k)$, то есть принимаем $m(k) = 10^{-6} \text{ м}^{-1}$.

Возмущения скорости, плотности и температуры перепишем через функции $\exp(i\tilde{k}\tilde{x} - i\tilde{\omega}\tilde{t})$, где пространственная и временная переменные берутся в

масштабах $m(x) = 10^6 \text{ м} = 1 \text{ Мм}$ и $m(t)=10 \text{ с}$.

В безразмерных параметрах дисперсионное соотношение запишется в виде [41, 83]

$$\tilde{\omega}^3 + iA\tilde{\omega}^2 - \tilde{\omega}\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB = 0, \quad (2.12)$$

$$A = A_1\tilde{k}^2 + A_2, B = \frac{1}{\gamma}(-A_1\tilde{k}^2 - A_2 + A_3)\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2.$$

Его мы будем использовать для нахождения частоты при заданных значениях волнового числа. Коэффициенты A_1 , A_2 и A_3 входящие в мнимую часть соотношения и занимающие центральное место в анализе неадиабатического поведения волны, определяются следующими выражениями

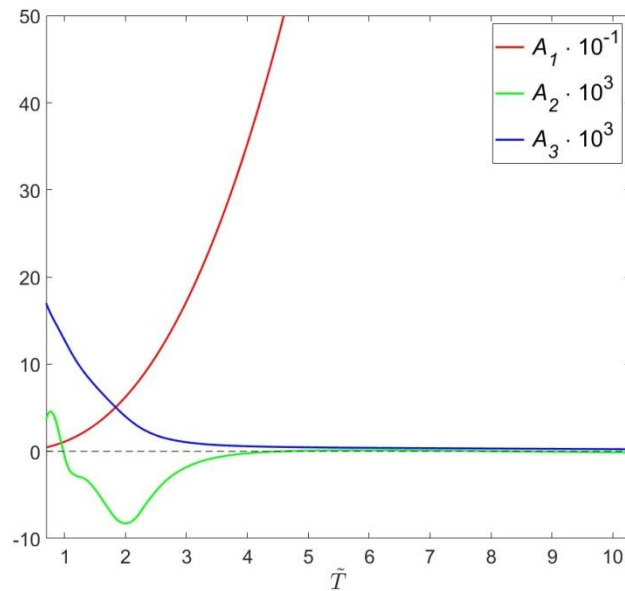


Рисунок 2.6. Зависимость коэффициентов дисперсионного соотношения от температуры. В области отрицательных значений A_2 возможна неустойчивость волн

$$S = \frac{(\gamma - 1)Mm(\rho)}{Rm(\omega)}, \quad (2.13)$$

$$A_1 = \frac{Sm(\kappa)m(k)^2\tilde{\chi}(\tilde{T}_0)}{m(\rho)^2\tilde{\rho}_0} \approx 5.01\tilde{\chi}(\tilde{T}_0)/\tilde{\rho}_0, \quad (2.14)$$

$$A_2 = \frac{Sm(\Lambda)\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0)}{m(T)} \approx 5.01 \cdot 10^{-3} \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0), \quad (2.15)$$

$$A_3 = \frac{Sm(\Lambda)\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)}{m(T)\tilde{T}_0} \approx 5.01 \cdot 10^{-3} \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)/\tilde{T}_0. \quad (2.16)$$

На рисунке 2.6 показана зависимость коэффициентов дисперсионного соотношения от температуры для плотности $\tilde{n}_0 = 1$, то есть $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$. С помощью формул интерполяции (2.8) можно легко найти численные значения $\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)$ и $\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0)$ для заданной температуры, а вместе с ними и коэффициентов A_2 и A_3 . Значения коэффициентов для узловых точек интерполяции для $\tilde{n}_0 = 1$ представлены в Приложении 2. Отметим, что коэффициент A_1 определяется коэффициентом теплопроводности, а коэффициент A_2 - производной функции радиационных потерь. В силу степенного вида коэффициента теплопроводности коэффициент A_1 неограниченно возрастает с температурой. Для плотности $\tilde{n}_0 = 1$ можно записать

$$A_1 = 1.1 \cdot 10^{-14} T_0^{5/2}. \quad (2.17)$$

В интервале убывания функции A_2 принимает отрицательные значения, что, как мы уже отмечали, может влиять на устойчивость волны. Поэтому особое внимание необходимо уделить случаям $A_2 < 0$. Более точно условие неустойчивости будет определено позже. Оно должно находиться в согласии с известным результатом Филда [49]. Необходимо подчеркнуть характер зависимости коэффициентов дисперсионного соотношения от плотности. С ростом плотности коэффициент A_1 убывает обратно пропорционально, а коэффициенты A_2 и A_3 растут прямо пропорционально. Благодаря этому соотношение эффективности теплопроводности и нагрева/охлаждения сильно меняется при изменении плотности.

Дисперсионное соотношение (2.15) допускает энтропийную моду, которая, однако, здесь является вырожденной, ее частота имеет нулевую вещественную

часть. Для акустической волны роль теплопроводности мала при $k \approx 0$. Здесь следует ожидать особой роли нагрева и охлаждения. При $A_1 = A_2 = A_3 = 0$ для акустической волны ожидаемо получаем $\text{Re}\tilde{\omega} = \tilde{C}_s \tilde{k}$. В пределе $k \rightarrow \infty$ получаем

$$\tilde{\omega} = \frac{\tilde{C}_s}{\sqrt{\gamma}} \tilde{k}.$$

Фазовая скорость волны оказывается равной изотермической скорости звука. Это означает, что при малых длинах волны и больших частотах теплопроводность показывает свойство сверхэффективности при выравнивании температуры.

Получаемая из дисперсионного соотношения частота зависит не только от волнового числа, но и от базовых термодинамических параметров: $\tilde{\omega} = \tilde{\omega}(\tilde{k}, \tilde{T}_0, \tilde{\rho}_0)$. Важным достоинством предложенной модели с аналитической функцией излучения является тот факт, что можем получить закон дисперсии для любого значения плотности в пределах $10^{14} - 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и для любой температуры из интервала значений 0.5-14 МК. Эти значения охватывают параметры практически всех наблюдаемых волновых явлений в короне.

Таким образом, можно строить зависимость параметров затухания и дисперсии волны не от абстрактных показателей аппроксимации функции излучения, а прямо от физических параметров корональной плазмы. Можно прогнозировать то или иное поведение волны для интересующих нас физических параметров. Наоборот, параметры наблюдаемых волн, период и время затухания, могут использоваться при определении параметров плазмы.

В ряде работ ([60, 140] и ссылки там) использован общий подход к определению функции нагрева и охлаждения и ожидаемо сделаны общие выводы. Для функции нагрева используется выражение вида $\beta \rho^a T^b$. Таким образом, для обеих функций вводятся характеристики в виде показателей a, b [140]. Соответственно, эти во многом формальные параметры вносятся в дисперсионное соотношение, и свойства волны ставятся в соответствие со значениями формальных параметров.

Мы избрали частный подход с учетом известных свойств солнечной корональной плазмы, который позволил получить новые важные конкретные

результаты, имеющие прямое приложение к конкретным явлениям, наблюдаемым в короне. Явное аналитическое выражение функции нагрева и охлаждения позволяет определить коэффициенты дисперсионного соотношения через температуру и плотность плазмы. Ни в работах Завершинского с коллегами, ни в работах других авторов мы не видим никакого упоминания о какой-либо интерполяции. Зато везде приводится степенная аппроксимация или функция общего вида. Упоминается функция CHIANTI, но в конкретных примерах берется степенная аппроксимация.

Свойства затухания и дисперсии акустических волн в короне в целом, конечно, изучались. Давно известна частотная зависимость затухания, подтверждаемая наблюдениями и теоретическими расчетами. В работе [140] строятся кривые зависимости фазовой и групповой скоростей от периода, обсуждается различие между их значениями. На графике можно видеть минимум групповой скорости, однако этот момент в работе никак не отмечается и не обсуждается. Также не обсуждается связь между минимумом групповой скорости и свойствами дисперсии и затухания. Основное внимание в работе уделено вопросу неустойчивости.

2.5 Оценка неадиабатических эффектов при малых возмущениях

После того, как определены масштабы, рассмотрим вклад неадиабатических эффектов в акустические волны. Запишем исходные линейные уравнения

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{R}{M} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{RT_0}{M\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\gamma - 1)T_0 \frac{\partial v_x}{\partial x} = \quad (2.20)$$

$$= \frac{(\gamma - 1)M\kappa(T_0)}{R\rho_0} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{(\gamma - 1)M}{R} [\rho\Lambda(T_0) + \rho_0\Lambda'(T_0)T],$$

$$p_0 = \rho_0 \frac{RT_0}{M}. \quad (2.21)$$

Выше мы ввели масштабы длины $m(x) = 10^6$ м, времени $m(t) = 10$ с и звуковой скорости $m(C_s) = 10^5$ м с⁻¹ так, что $m(x) = m(C_s)m(t)$. Наряду с ними рассмотрим масштабы скорости плазмы $m(v_x)$, возмущения плотности $m(\rho)$ и температуры $m(T)$.

Сначала оценим порядок членов второго уравнения

$$\frac{m(\rho)}{m(t)} \sim \rho_0 \frac{m(v_x)}{m(x)}.$$

Получаем ожидаемое соотношение между возмущениями плотности и скорости

$$\frac{m(\rho)}{\rho_0} \sim \frac{m(v_x)}{m(C_s)}.$$

Первое уравнение

$$\frac{m(v_x)}{m(t)} \sim \frac{R}{M} \frac{m(T)}{m(x)} \sim \frac{RT_0}{M\rho_0} \frac{m(\rho)}{m(x)} \sim \frac{\eta(T_0)}{\rho_0} \frac{m(v_x)}{m^2(x)}$$

умножим на $m(x)$ и разделим на $m^2(C_s)$. Получим

$$\frac{m(v_x)}{m(C_s)} \sim \frac{R}{M} \frac{m(T)}{m^2(C_s)} \sim \frac{RT_0}{M\rho_0} \frac{m(\rho)}{m^2(C_s)} \sim \frac{\eta(T_0)}{\rho_0 m(C_s)m(x)} \frac{m(v_x)}{m(C_s)}$$

или

$$\frac{m(v_x)}{m(C_s)} \sim \frac{m(T)}{m(T_0)} \sim \frac{m(\rho)}{\rho_0} \sim \frac{\eta(T_0)}{\rho_0 m(C_s)m(x)} \frac{m(v_x)}{m(C_s)}.$$

Здесь остается оценить только вязкий член. Для динамического коэффициента вязкости используем классическое выражение [1, 5]

$$\eta = 2.21 \cdot 10^{-15} \frac{T^{5/2} A_{ii}^{1/2}}{Z^4 \Lambda_C} \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-1} = 1.15 \cdot 10^{-17} T^{5/2} \text{ кг м}^{-1} \text{ с}^{-1},$$

$A_{ii} = 1$ - атомный вес ионов, $Z=1$, $\Lambda_C = 19.3$. При $T_0=1$ МК имеем $\eta = 1.15 \cdot$

$10^{-2} \text{ кг м}^{-1} \text{ с}^{-1} \approx 10^{-2} \text{ кг м}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Для плотности берем значение $10^{-12} \text{ кг м}^{-3}$, что соответствует концентрации 10^9 см^{-3} . Тогда вязкий член имеет порядок

$$\begin{aligned} \frac{\eta(T_0)}{\rho_0 m(C_s) m(x)} \frac{m(v_x)}{m(C_s)} &= \frac{10^{-2} \text{ кг м}^{-1} \text{ с}^{-1}}{10^{-12} \text{ кг м}^{-3} m(x) m(C_s)} \frac{m(v_x)}{m(C_s)} = \\ &= \frac{\text{с}^{-1}}{10^{-10} \text{ м}^{-2} 10^6 \text{ м} 10^5 \text{ м с}^{-1}} \frac{m(v_x)}{m(C_s)} = 10^{-1} \frac{m(v_x)}{m(C_s)}. \end{aligned}$$

Здесь в значительных пределах может меняться длина волны, и для характерного значения длины волны в $10 \text{ Мм} = 10^7 \text{ м}$ вязкий член окажется на два порядка меньше остальных. В этом случае $m(t) = 100 \text{ с}$, длина волны 63 Мм , период 630 с . Для того, чтобы вязкий член сравнился по порядку с другими, необходимо $m(x) = 0.1 \text{ Мм}$. Соответственно, $m(t) = 1 \text{ с}$, длина волны 6.3 Мм , период 6.3 с . Это находится за пределами параметров волн сжатия. Другой путь увеличения эффективности вязкости есть уменьшение плотности, но концентрацию в 10^7 см^{-3} мы также считаем маловероятной.

Третье уравнение

$$\frac{m(T)}{m(t)} \sim T_0 \frac{m(v_x)}{m(x)} \sim \frac{M \chi(T_0)}{R \rho_0} \frac{m(T)}{m^2(x)} \sim \frac{M}{R} [m(\rho) \Lambda(T_0) + \rho_0 \Lambda'(T_0) m(T)],$$

умножаем на $m(x)$ и делим на T_0 и $m(C_s)$

$$\frac{m(T)}{T_0} \sim \frac{m(v_x)}{m(C_s)} \sim \frac{M \chi(T_0)}{R \rho_0 m(C_s) m(x)} \frac{m(T)}{T_0} \sim \frac{M}{R} [m(\rho) \Lambda(T_0) + \rho_0 \Lambda'(T_0) m(T)].$$

Рассмотрим коэффициент

$$\frac{M \chi(T_0)}{R \rho_0 m(C_s) m(x)} = \frac{10^{-3} \text{ кг моль}^{-1} 10^4 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}}{10 \text{ Дж моль}^{-1} \text{ К}^{-1} 10^{-12} \text{ кг м}^{-3} 10^6 \text{ м} 10^5 \text{ м с}} = 10.$$

Как в случае с вязкостью, для характерной длины волны в $10 \text{ Мм} = 10^7 \text{ м}$ диссипативный член с теплопроводностью будет на порядок меньше, то есть по порядку будет равен кинематическим членам в левой части. Рассмотрим отдельно эффект нагрева и излучения

$$\begin{aligned} \frac{M}{R} [m(\rho) \Lambda(T_0) + \rho_0 \Lambda'(T_0) m(T)] \frac{m(x)}{T_0 m(C_s)} &\sim \\ \sim \frac{M}{R} \left(\frac{m(\rho)}{\rho_0} \rho_0 \frac{\Lambda(T_0)}{T_0} + \rho_0 \Lambda'(T_0) \frac{m(T)}{T_0} \right) \frac{m(x)}{m(C_s)} &= \end{aligned}$$

$$= \left(\frac{M}{R} \frac{m(\rho)}{\rho_0} \frac{\Lambda(T_0)}{T_0} + \frac{M}{R} \Lambda'(T_0) \frac{m(T)}{T_0} \right) \frac{\rho_0 m(x)}{m(C_s)} \sim \rho_0 m(x).$$

Эффект нагрева и охлаждения пропорционален плотности и масштабу длины. Учитывая масштаб значений функции излучения $m(\Lambda) = 10^{26} \text{ эрг г}^{-2} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} = 10^{19} \text{ Дж кг}^{-2} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, найдем коэффициент

$$\frac{m(\rho_0)m(x)}{m(C_s)} \frac{M\Lambda(T_0)}{Rm(T_0)} = \frac{10^{-12} \text{ кг м}^{-3} 10^6 \text{ м} 10^{-3} \text{ кг моль}^{-1} 10^{19} \text{ Дж кг}^{-2} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}}{10^5 \text{ м с}^{-1}} \frac{10 \text{ Дж моль}^{-1} \text{ К}^{-1} 10^6 \text{ Л}}{10^6 \text{ Л}} = 1$$

Для характерной длины волны в $10 \text{ Мм} = 10^7 \text{ м}$ он будет на порядок меньше.

2.6 Выводы к Главе 2

Проанализирован вид функции излучения корональной плазмы, по данным CHIANTI 10 посредством кубической интерполяции на широком интервале температур построено ее глобальное аналитическое выражение, непрерывное по температуре и с непрерывными производными.

Предложен подход к описанию неадиабатических акустических волн в высокотемпературной плазме солнечной короны, учитывающая свойства теплопроводности, постоянного удельного нагрева и радиационного охлаждения. Модель позволяет находить параметры волны по значениям физических параметров плазмы, температуры и плотности.

Глава 3. Дисперсия, затухание и неустойчивость акустических волн

3.1 Неустойчивость акустических волн

Анализ поведения неадиабатических акустических волн начнем, очертив пределы параметров, при которых имеются затухающие колебания, обычно наблюдаемые в практике. Как было отмечено разделе 2.4. при определенных условиях возможна ситуация, когда колебания, наоборот, могут возрастать. Определим эти условия.

Поведение волны со временем определяется множителем $e^{-i\tilde{\omega}\tilde{t}} = e^{\text{Im}\tilde{\omega}\tilde{t}}e^{-i\text{Re}\tilde{\omega}\tilde{t}}$. При $\text{Im}\tilde{\omega} > 0$ имеет место неустойчивость, и соотношение $\text{Im}\tilde{\omega}(\tilde{k}, \tilde{\rho}_0, \tilde{T}_0) = 0$ можно рассматривать как границу области устойчивости волны в пространстве значений волнового числа и базовых параметров среды. Запишем дисперсионное соотношение (2.12) на границе области устойчивости

$$(\text{Re}\tilde{\omega})^3 + i(A_1\tilde{k}^2 + A_2)(\text{Re}\tilde{\omega})^2 - \text{Re}\tilde{\omega}\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + i\frac{1}{\gamma}(-A_1\tilde{k}^2 - A_2 + A_3)\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 = 0,$$

Из вещественной части соотношения для акустической волны получаем $\text{Re}\tilde{\omega} = C_s\tilde{k}$, его подставляем в мнимую часть. Получаем следующее условие на волновое число

$$(\gamma - 1)A_1\tilde{k}^2 + (\gamma - 1)A_2 + A_3 = 0.$$

Неустойчивость имеется при

$$(\gamma - 1)A_1\tilde{k}^2 + (\gamma - 1)A_2 + A_3 < 0. \quad (3.1)$$

Это неравенство соответствует условию неустойчивости акустической волны, найденному Филдом [49].

Поскольку $A_1 \geq 0, A_3 \geq 0$, появление неустойчивости возможно при

$$(\gamma - 1)A_2 + A_3 \sim (\gamma - 1)\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0) + \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)/\tilde{T}_0 < 0, \quad (3.2)$$

если волновое число не превышает критическое значение

$$\tilde{k}_c = \sqrt{-\frac{(\gamma - 1)A_2 + A_3}{(\gamma - 1)A_1}}. \quad (3.3)$$

При $\tilde{k} > \tilde{k}_c$ тепловая неустойчивость стабилизируется теплопроводностью. Напомним, в Приложении 2 даны значения коэффициентов A_1 , A_2 и A_3 для различных значений температуры $\tilde{T}_0$ при $\tilde{n}_0 = 1$. В случае произвольного $\tilde{n}_0$ формула (3.3) с табличными коэффициентами приобретает вид

$$\tilde{k}_c = \tilde{n}_0 \sqrt{-\frac{(\gamma - 1)A_2 + A_3}{(\gamma - 1)A_1}}. \quad (3.4)$$

то есть при заданной температуре $\tilde{k}_c \sim \tilde{n}_0$. С увеличением плотности граница неустойчивости расширяется.

Условие (3.2) можно записать в следующем виде

$$-\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0) > \frac{\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)}{(\gamma - 1)\tilde{T}_0}. \quad (3.5)$$

По форме оно аналогично критерию конвективной неустойчивости Шварцшильда в астрофизике, обусловленной сверхадиабатическим вертикальным градиентом температуры звезды. В нашем случае имеется сверхадиабатическое изменение функции радиационных потерь с изменением температуры. В терминологии Филда данная неустойчивость также называется адиабатической.

Интервал температур между $T_1 = 1.83$ МК и $T_2 = 3.15$ МК, где возможна неустойчивость, наглядно показан на рисунке 2.4 (черная кривая). Очевидно, наиболее ярко неустойчивость выражена в точке минимума $T_m = 2.17$ МК выражения $(\gamma - 1)\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_m) + \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_m)/\tilde{T}_m$. Для $\tilde{n}_0 = 1$ коэффициенты неадиабатичности имеют значения из уравнений (2.16) - (2.18). Используя их, из уравнения (3) мы можем найти $\tilde{k}_c = 0.0052$ и оценить критическую длину волны $\tilde{\lambda}_c = 1200$ или $\lambda_c = 1200$ Мм. Она дает большой нижний предел периодов

акустических колебаний $P_c = \lambda_c / C_s = 8 \cdot 10^3$ с. С увеличением концентрации частиц критическая длина волны и период колебаний значительно уменьшаются, например, для $\tilde{n}_0 = 5$ они равны $\lambda_c = 240$ Мм и $P_c = 1.6 \cdot 10^3$ с ≈ 27 мин.

Как было отмечено ранее, в область неустойчивости попадают значительно большие интервалы длин волн и периодов. Последние значения 240 Мм и 27 мин могут быть вполне реализуемы в корональных условиях. Таким образом, мы видим, что небольшое, в пределах одного порядка, изменение плотности может кардинально изменить физическую ситуацию. Если брать значения температуры, отличные от $\tilde{T}_m = 2.17$ в ту или иную сторону, критические длина волны и период будут увеличиваться.

Рассмотрим поведение волн в отсутствие теплопроводности, дисперсионное соотношение запишется в виде

$$\tilde{\omega}^3 + iA_2\tilde{\omega}^2 - \tilde{\omega}\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + i\frac{1}{\gamma}(-A_2 + A_3)\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 = 0, \quad (3.6)$$

в пределе больших волновых чисел получаем приближенно

$$\tilde{\omega} \approx \tilde{C}_s\tilde{k} + i\delta, \delta = -\frac{(\gamma - 1)A_2 + A_3}{2\gamma}, \tilde{k} \rightarrow \infty. \quad (3.7)$$

Мнимая часть частоты, определяющая неустойчивость, не зависит от $\tilde{k}$ как показано на рисунке 3.1 (вверху). С другой стороны, вещественная часть характерна для обычной адиабатической волны.

В Приложении 3 представлены дисперсионные кривые и кривые зависимости коэффициента затухания от волнового числа для наиболее ярко выраженного примера неустойчивой волны при равновесной температуре $\tilde{T}_0 = 2.17$. Они находятся с помощью численного решения дисперсионного уравнения в пакете MATLAB. Здесь на рисунке 3.1 приведены только кривые зависимости коэффициента затухания. Для сравнения рассматриваются два значения плотности, $\tilde{n}_0 = 1$ (соответствующие коэффициенты дисперсионного соотношения $A_1 = 86.6, A_2 = -0.776 \cdot 10^{-3}, A_3 = 3 \cdot 10^{-3}$) и $\tilde{n}_0 = 5$

(коэффициенты $A_1 = 17.3, A_2 = 3.88 \cdot 10^{-3}, A_3 = 1.94 \cdot 10^{-2}$).

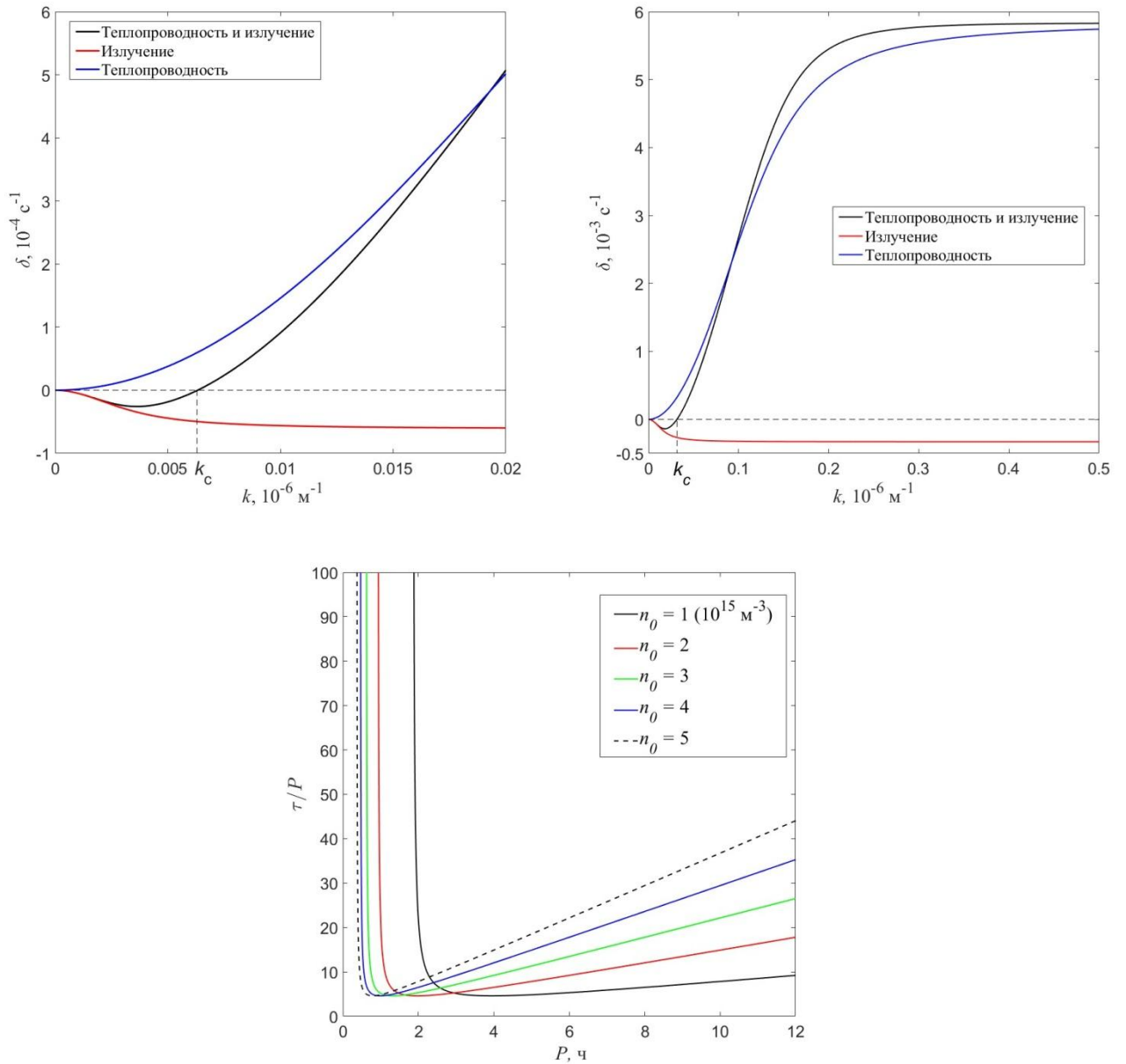


Рисунок 3.1. Вверху - коэффициент затухания δ при температуре $T_0 = 2.17 \text{ MK}$ и плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (слева), $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (справа). Кривая построена с учетом различных неадиабатических эффектов. Неустойчивость (отрицательное δ) возникает под действием нагрева и охлаждения. В области малых волновых чисел поведение волны определяется в основном действием нагрева и охлаждения

Неустойчивой волне соответствует отрицательное значение коэффициента затухания. Теплопроводность не может быть причиной неустойчивости, она ведет только к затуханию колебаний. Неустойчивость возникает под действием так

называемого дисбаланса между нагревом и радиационным охлаждением. Из-за конкуренции между теплопроводностью, с одной стороны, и нагревом и охлаждением, с другой, образуется интервал волновых чисел, где возможна неустойчивость. Ширина интервала определяется формулой (3.4), она пропорциональна плотности плазмы. В области малых волновых чисел поведение волны определяется действием нагрева и охлаждения. Другими словами, нагрев и охлаждение значительно влияют на поведение акустической волны с большими длинами и периодами. Это результат ранее был отмечен Накаряковым и др. [89].

На рисунке 3.1 (внизу) показана зависимость времени роста τ колебаний от периода P для $T_0 = 2.17$ МК. Кривая зависимости имеет минимум, то есть существует период, для которого колебания наиболее неустойчивы. Точка минимума смещается в меньшую сторону по мере уменьшения плотности плазмы.

3.2 Области нераспространения волн

Распространение волны предполагает, что при заданном волновом числе частота, получаемая из дисперсионного соотношения (2.12), имеет ненулевую вещественную часть. Если данное свойство нарушается, волна считается нераспространяющейся [141].

Свойство распространения волны зависит от дискриминанта Q уравнения (2.12)

$$Q = \frac{p^3}{27} - \frac{q^2}{4}, \quad (3.8)$$

$$p = \frac{a^3}{3} - b, q = \frac{2a^3}{27} - \frac{ab}{3} + c, \quad (3.9)$$

$$a = A_1 \tilde{k}^2 + A_2, b = \tilde{C}_s^2 \tilde{k}^2, c = \frac{1}{\gamma} (A_1 \tilde{k}^2 + A_2 - A_3) \tilde{C}_s^2 \tilde{k}^2, \quad (3.10)$$

помимо коэффициентов, зависящих от волнового числа. Волна распространяется при $Q < 0$ и не распространяется при $Q > 0$. Будем рассматривать Q как функцию волнового числа при заданных температуре и плотности. Обозначим через k_0 волновое число, $Q(k_0) = 0$, отделяющее области различного знака дискриминанта. На рисунке 3.2 (вверху) показан график функции $Q(k)$ для температуры $T_0 = 0.5$ МК и плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (соответствующие коэффициенты дисперсионного соотношения $A_1 = 1.96, A_2 = 0.010, A_3 = 0.022$) и $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (коэффициенты $A_1 = 0.22, A_2 = 0.05, A_3 = 0.11$). Свойство нераспространения волны возможно при выполнении условия $A_2 > 0$, то есть определяется знаком производной функции излучения $\Lambda'(T)$. Волна может быть нераспространяющейся в условиях, когда функция излучения возрастает с температурой. Данное свойство объясняется сильным демпфирующим действием излучения на акустические колебания, когда колебания становятся невозможными. В теории колебаний подобный эффект носит название сверхустойчивости.

Итак, нераспространяющиеся волны существуют в области температур, где функция излучения возрастает (рисунок 2.4). Из рассматриваемых нами температур она захватывает температурах от 0.5 до 1 МК и от 4.57 до 8.38 МК. Точки $T_0 = 1$ МК и $T_0 = 8.38$ МК есть точки локального максимума, $T_0 = 4.57$ МК - точка локального минимума функции излучения. Между 1 и 4.57 МК функция излучения убывает, здесь волна затухает. Но мы уже знаем, что между $T_1 = 1.83$ МК и $T_2 = 3.15$ МК возможна неустойчивость при достаточно больших значениях длины волны и периода.

Таким образом, можно проследить за поведением волны при возрастании температуры и рассматриваемом нами интервале от 0.5 до 10 МК. Сначала функция излучения $\Lambda(T)$ возрастает, здесь излучение имеет повышенный демпфирующий эффект, и при достаточно больших длинах волны колебания оказываются невозможными. Затем, от точки максимума 1 МК до минимума 4.57 МК $\Lambda(T)$ возрастает, повышенный демпфирующий эффект излучения пропадает,

волна затухает медленнее. Однако на интервале от 1.83 до 3.15 МК затухание колебаний сменяется на их рост, обусловленный сверхадиабатическим изменением $\Lambda(T)$. Однако, как и в случае нераспространяющихся волн, неустойчивость возможна только при достаточно больших длинах волны. Далее от 4.57 до 8.38 МК мы попадаем опять в область возможного нераспространения волны.

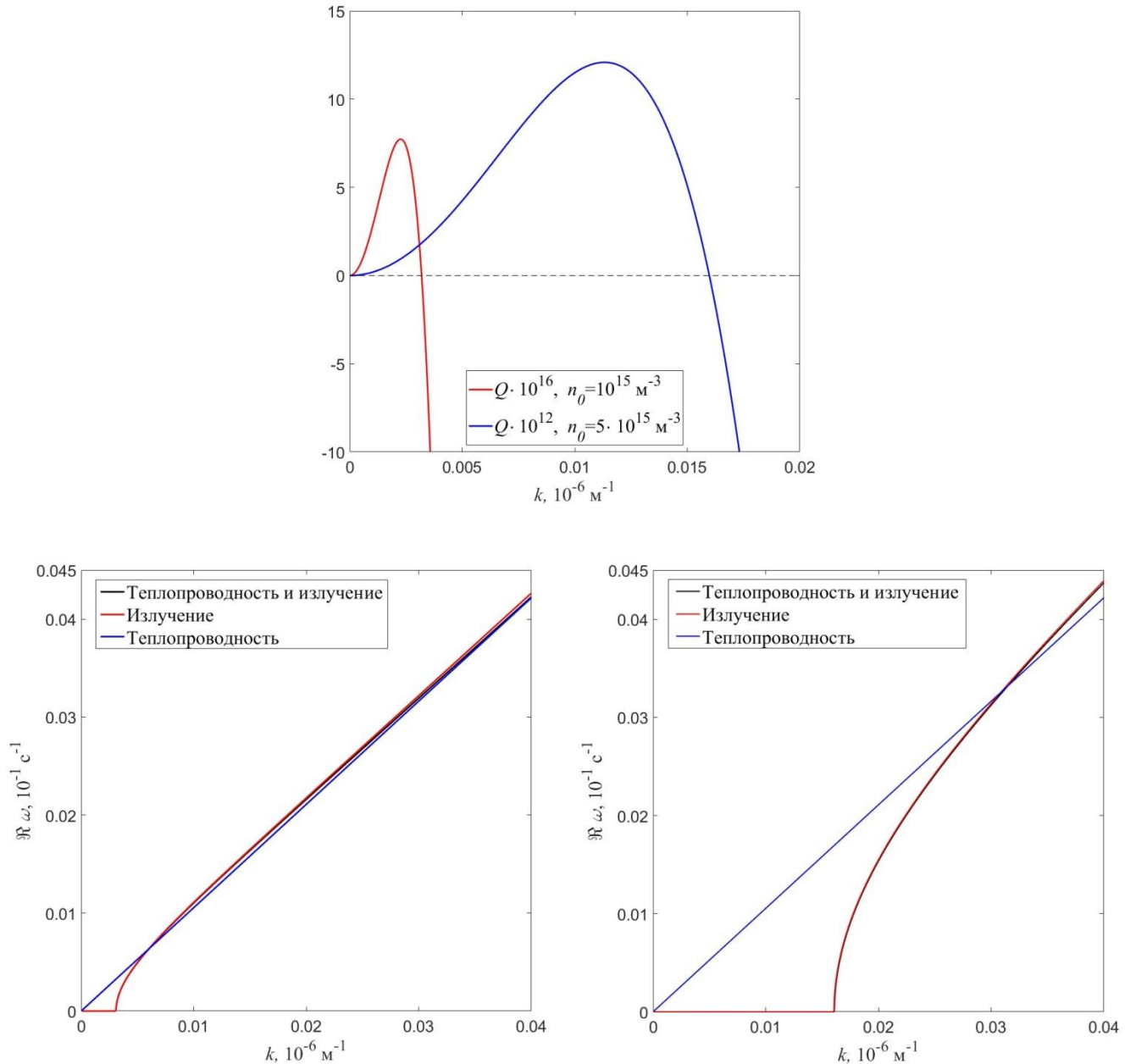


Рисунок 3.2. Вверху - кривая дискриминанта дисперсионного уравнения. Внизу - дисперсионные кривые для температуры $T_0 = 0.5 \text{ МК}$ и плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (слева), $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (справа)

В Приложении 2 показаны дисперсионные кривые и коэффициент затухания для $T_0 = 0.5$ МК. Здесь мы приводим только кривые вещественной части частоты (рисунок 3.2, внизу). Для плотности $\tilde{n}_0 = 1$ волна распространяется при $k < k_0 = 3.2 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-1}$. Соответствующий коэффициент затухания равен $\delta_0 = 6 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, то есть время затухания $\tau_0 = 1/\delta_0 = 1670 \text{ с} \approx 18 \text{ мин}$. Для $\tilde{n}_0 = 5$ получаем $k_0 = 0.016 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$, $\lambda_0 = 400 \text{ Мм}$, $\delta_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ и $\tau_0 = 5.5 \text{ мин}$.

С увеличением плотности параметры волны, длина волны и период, меняются значительно, и свойство нераспространения становится реальной. Как видно из приведенных графиков, в отсутствие нагрева и охлаждения колебания здесь имеются. Следовательно, свойство нераспространения вызвано действием нагрева и охлаждения аналогично неустойчивости. Завершинский и др. [141] получили аналогичный результат, они использовали более общий вид функции излучения и свойство нераспространения выразили через некий временной масштаб. Мы определяем границы нераспространения через реальные физические параметры, температуру и плотность плазмы.

Свойства нераспространения и неустойчивости волн обусловлены действием нагрева и радиационного охлаждения, которое доминирует только при больших длинах волны, которые во многом определяются плотностью плазмы. В остальных случаях мы имеем обычное затухание, на которое влияет в основном эффект теплопроводности. Действие нагрева и радиационного охлаждения заключается в колебаниях функции нагрева и охлаждения вблизи ее равновесного значения, то есть в образовании дисбаланса между нагревом и охлаждением. Впервые эффект дисбаланса нагрева и охлаждения в акустических волнах был описан в работах Колоткова и др. [60], Завершинского и др. [140].

Проведенный анализ условий нераспространения, неустойчивости и обычного затухания акустической волны стал возможен благодаря аналитическому представлению функции излучения. Сама функция излучения корректна, поскольку получена с помощью апробированного кода CHIANTI 10. Дополнительным условием здесь является постоянство удельной функции нагрева. Корректный анализ требует учета ее возможной зависимости от

параметров плазмы, поэтому поиск такой зависимости есть насущная задача при дальнейшем изучении волн сжатия в короне.

3.3 Затухание и дисперсия акустических волн

При $\text{Im}\tilde{\omega} < 0$ акустические колебания затухают, величина $\delta = -\text{Im}\tilde{\omega}$ есть коэффициент затухания. Вещественную и мнимую части частоты, фазовую скорость $V_{ph} = \text{Re}\omega/k$ мы находим с помощью численного решения дисперсионного уравнения в пакете Maple.

В Приложении 2 представлены соответствующие кривые зависимости от волнового числа в двух частных случаях $T_0 = 1$ МК с коэффициентами $A_1 = 11.02, A_2 = -0.509 \cdot 10^{-3}, A_3 = 12.8 \cdot 10^{-3}$. Выбраны два значения плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ и $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Представлены кривые фазовой скорости и коэффициента затухания для затухающей распространяющейся волны.

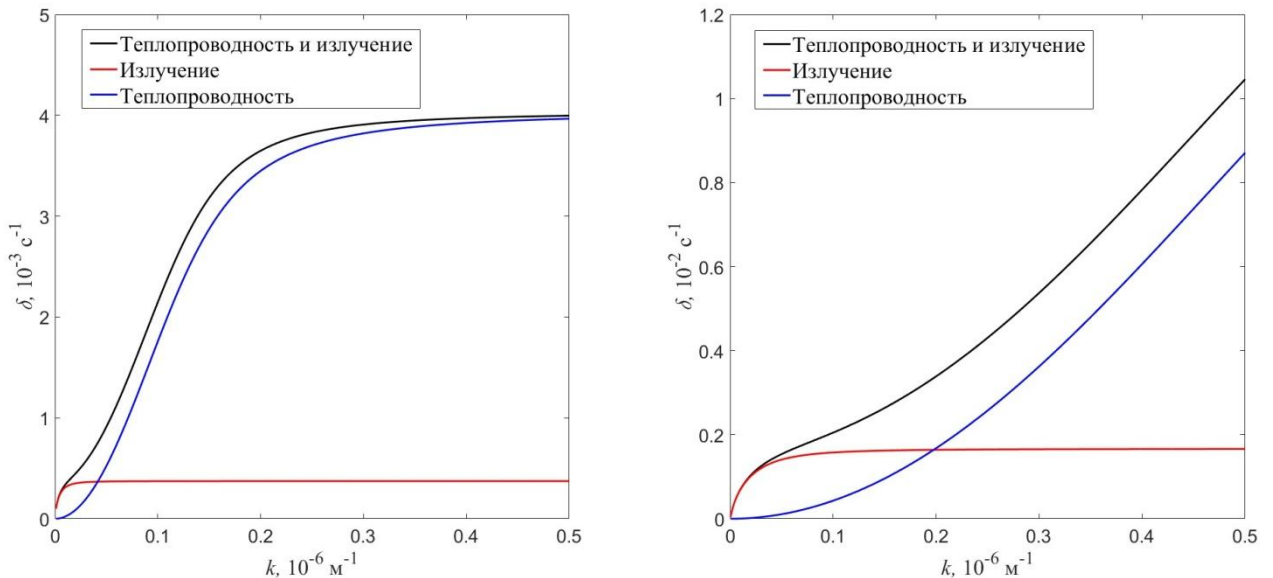


Рисунок 3.3. Коэффициент затухания δ для температуры $T_0 = 1$ МК и плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (слева), $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (справа)

Здесь на рисунке 3.3 показан коэффициент затухания для различных

плотностей. Мы показываем, что влияние теплопроводности и нагрева/охлаждения на затухание волны не является однозначным, как обычно принято считать. В работах Офмана и Ванга [98], Де Мортель и Худа [27, 28] утверждается, что решающую роль в затухании корональных осцилляций играет теплопроводность. Данный вывод сделан на основе некоторых частных расчетов. Мы хотим выделить случаи, когда в затухании волны доминирует эффект дисбаланса между нагревом и охлаждением.

Произведем оценку параметров из рисунка. При больших k , то есть при малых длинах волны и периодах, очевидно, доминирует теплопроводность. Однако при малых k ситуация меняется на противоположную. Кривые затухания вследствие теплопроводности и нагрева/охлаждения пересекаются, и их эффективность уравнивается. Критическое волновое число равно $\tilde{k} = 0.04$ для $\tilde{n}_0 = 1$ и $\tilde{k} = 0.2$ для $\tilde{n}_0 = 5$. В первом случае соответствующая длина волны принимает экстремально большое, а период экстремально малое значения. Во втором получаем реалистичные $\lambda \approx 36$ Мм и $P \approx 5$ мин. Применяя данный результат к наблюдающемуся пятиминутным корональным осцилляциям, можно сделать заключение, что их быстрое затухание вызывается как действием теплопроводности, так и нагрева/охлаждения [3, 78, 4]. Для больших длин волны и периодов нагрев/охлаждение может стать доминирующим эффектом.

На рисунке 3.4 показаны групповая скорость и коэффициент затухания в зависимости от волнового числа и длины волны. Диапазон волновых чисел соответствует длинам волны до 700 Мм, что достаточно для изучения корональных волн. Отметим, что групповая скорость имеет два локальных минимума, наиболее явно они видны на нижних кривых, где имеется зависимость от длины волны. Например, для температуры $T_0 = 1$ МК и плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ минимумы имеются при длинах 38.6 и 661 Мм. Групповая скорость мало меняется при длинах, меньших, а коэффициент затухания - больших первого минимума. Соответственно, при больших длинах относительно велика дисперсия, а при меньших сильно меняется характер затухания с длиной волны.

В таблице 3.1 показаны свойства волны в зависимости от параметров плазмы, они сильно зависят как от T_0 , так и от n_0 . При заданном T_0 определена нижняя граница плотности n_0 , при которой волна может считаться реальной, для обычной затухающей волны в качестве критерия берется максимально допустимый период 68 мин.

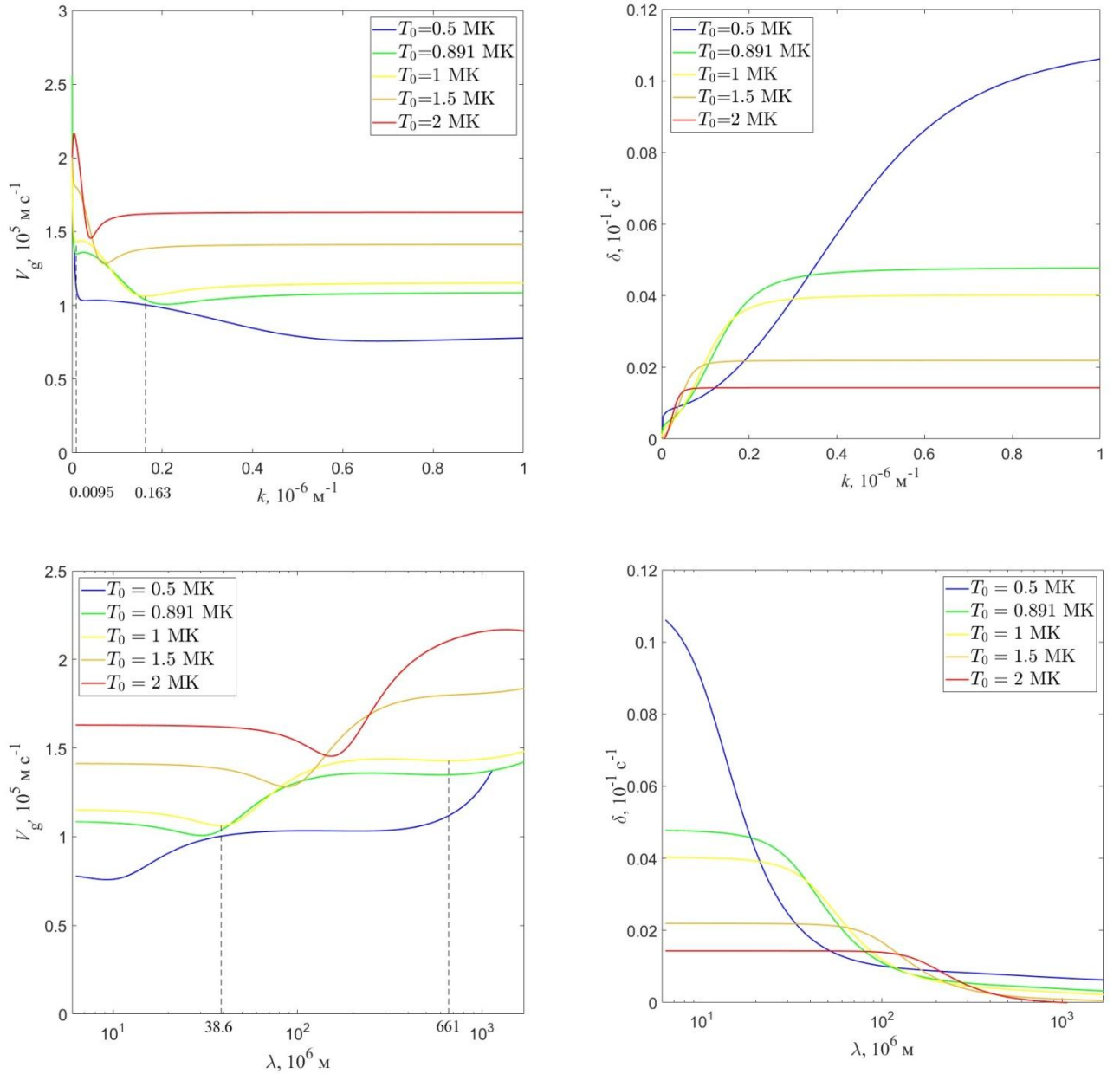


Рисунок 3.4. Групповая скорость V_g и коэффициент затухания δ для ряда температур при плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$. На верхних рисунках показана их зависимость от волнового числа, на нижних - от длины волны

При уменьшении плотности длина волны и период превышают допустимые значения. Тем самым на плоскости параметров (T_0, n_0) очерчиваются границы области существования волны с рассматриваемыми свойствами. Обычные затухающие распространяющиеся волны мы отбираем по признаку равенства времени затухания вследствие теплопроводности и времени затухания вследствие нагрева/охлаждения. Это дает возможность оценить вклад радиационного охлаждения в затухание продольных волн.

Таблица 3.1: Свойства акустической волны, отраженные на плоскости (T_0, n_0) .

Масштаб температуры 10^6 К, длины волны Мм, время затухания колебаний

$\tau = -1/\Im\omega$ измеряется в минутах

T_0	n_0	λ	τ	T_0	n_0	λ	τ
0.5	4.66	430	6.06	3.3	4.59	1111	279
0.6	10.8	471	4.50	3.7	4.77	1175	240
0.8	12.9	544	4.57	4.1	4.00	1230	170
0.9	27.5	577	3.58	4.5	3.93	1282	144
1.0	0.25	598	88.7	5	4.49	1351	141
1.1	0.29	627	85.8	5.5	945	1426	3.56
1.3	0.35	660	91.3	6	504	1489	4.57
1.5	0.52	745	100	6.5	491	1550	4.70
1.7	0.79	805	130	7	473	1609	4.90
1.8	2.84	832	611	7.5	718	1665	4.26
1.9	1.14	837	396*	8	323	1720	2.54
2.1	1.19	881	371*	8.5	312	1773	2.64
2.4	1.17	941	268*	9	9.10	1807	118
2.7	1.64	999	305*	9.5	9.75	1862	117
3.0	2.81	1052	448*	10	12.1	1921	134

* Время нарастания колебаний

3.4 Асимптотическое поведение решений дисперсионного уравнения

Асимптотика решения позволяет находить простые аналитические выражения, позволяющие делать некоторые общие выводы. Как следует из дисперсионного соотношения, при больших волновых числах доминирует теплопроводность. Асимптотическое, при $\tilde{k} \rightarrow \infty$, поведение частоты акустической волны имеет вид

$$\tilde{\omega} \approx \tilde{v}_\infty \tilde{k} - i\tilde{\delta}_\infty, \tilde{v}_\infty = \tilde{C}_s / \sqrt{\gamma}, \tilde{\delta}_\infty = (\gamma - 1)\tilde{C}_s^2 / (2\gamma A_1). \quad (3.11)$$

Фазовая скорость приобретает значение, близкое к изотермической звуковой скорости. Предельное значение коэффициента затухания не зависит от волнового числа (рисунок 3.4), но зависит от A_1 . На малых длинах волны затухание ослабевает с увеличением A_1 , то есть с увеличением коэффициента теплопроводности или температуры. Это также хорошо видно из рисунка 3.4 (верхний справа).

Для сравнения рассмотрим асимптотику в отсутствие теплопроводности, здесь предельные значения фазовой скорости и коэффициента затухания равны

$$\tilde{v}_\infty = \tilde{C}_s, \tilde{\delta}_\infty = ((\gamma - 1)A_2 + A_3) / (2\gamma) \quad (3.12)$$

Таблица 3.2: Минимумы групповой скорости для $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$: λ_0 - верхний предел распространения волны, λ_1 и P_1 - параметры первого минимума, λ_2 и P_2 - параметры второго минимума.

T (МК)	0.5	0.7	0.891	1	1.3	1.5	2	2.5
λ_2 , Мм	213	433	587	661				
λ_m , Мм	14.2	28.0	46.2	58.7	98.0	130	226	357
λ_1 , Мм	9.31	18.4	30.4	38.6	64.9	86.7	152	238
λ_0 , Мм	1963	8160	16981					
P_2 , мин	33.2	54.6	65.2	68.4				

P_m , мин	2.46	4.11	5.98	7.14	10.5	12.9	19.1	27.0
P_1 , мин	1.73	2.89	4.22	5.04	7.45	9.22	13.9	19.5

Величина $(\gamma - 1)A_2 + A_3$ есть некий параметр, характеризующий радиационное затухание. Мы уже знаем, что при $(\gamma - 1)A_2 + A_3 < 0$ возможна потеря устойчивости акустических колебаний.

Граничное волновое число, разделяющее области влияния одного и другого эффекта было получено в разделе 3.3, при температуре $\tilde{T}_0 = 1$ оно равно $\tilde{k} = 0.04$ в случае $\tilde{n}_0 = 1$ и $\tilde{k} = 0.2$ в случае $\tilde{n}_0 = 5$. Соответствующие длины волны равны $\lambda = 1.5 \cdot 10^8$ м и $\lambda = 3 \cdot 10^7$ м, периоды колебаний соответственно около 600 и 200 с. Они близки к наблюдаемым значениям, что позволяет применить теоретическую модель к описанию наблюдаемых явлений и оценивать степень влияния обоих неадиабатических эффектов. Наглядное представление об этом можно получить, рассматривая асимптотики при больших и малых волновых числах, что будет соответствовать малым и большим значениям периода колебаний.

Дальше мы будем рассматривать зависимость параметров затухания от периода колебаний, поскольку это удобно для анализа наблюдаемых явлений. Основными параметрами затухания будут время и длина затухания. Последнее часто используется в качестве наблюдательной характеристики. Дисперсионное соотношение будет использоваться как для определения частоты, так и для определения волнового числа.

На рисунках 3.5 групповая скорость показана как функция температуры. При $\tilde{T}_0 = 1$ и $\tilde{n}_0 = 1$ первый минимум групповой скорости близок к периоду распространённых корональных осцилляций, второй находится вблизи предела нераспространения, обусловленного частотой отсечки. Этот пример наглядно демонстрирует область реальных параметров изучаемых явлений. Параметры минимумов (период колебаний, длина волны и волновое число) для $\tilde{n}_0 = 1$ и целого ряда корональных температур представлены в таблице 3.1. Первый

минимум обозначен через P_1 , второй - через P_2 .

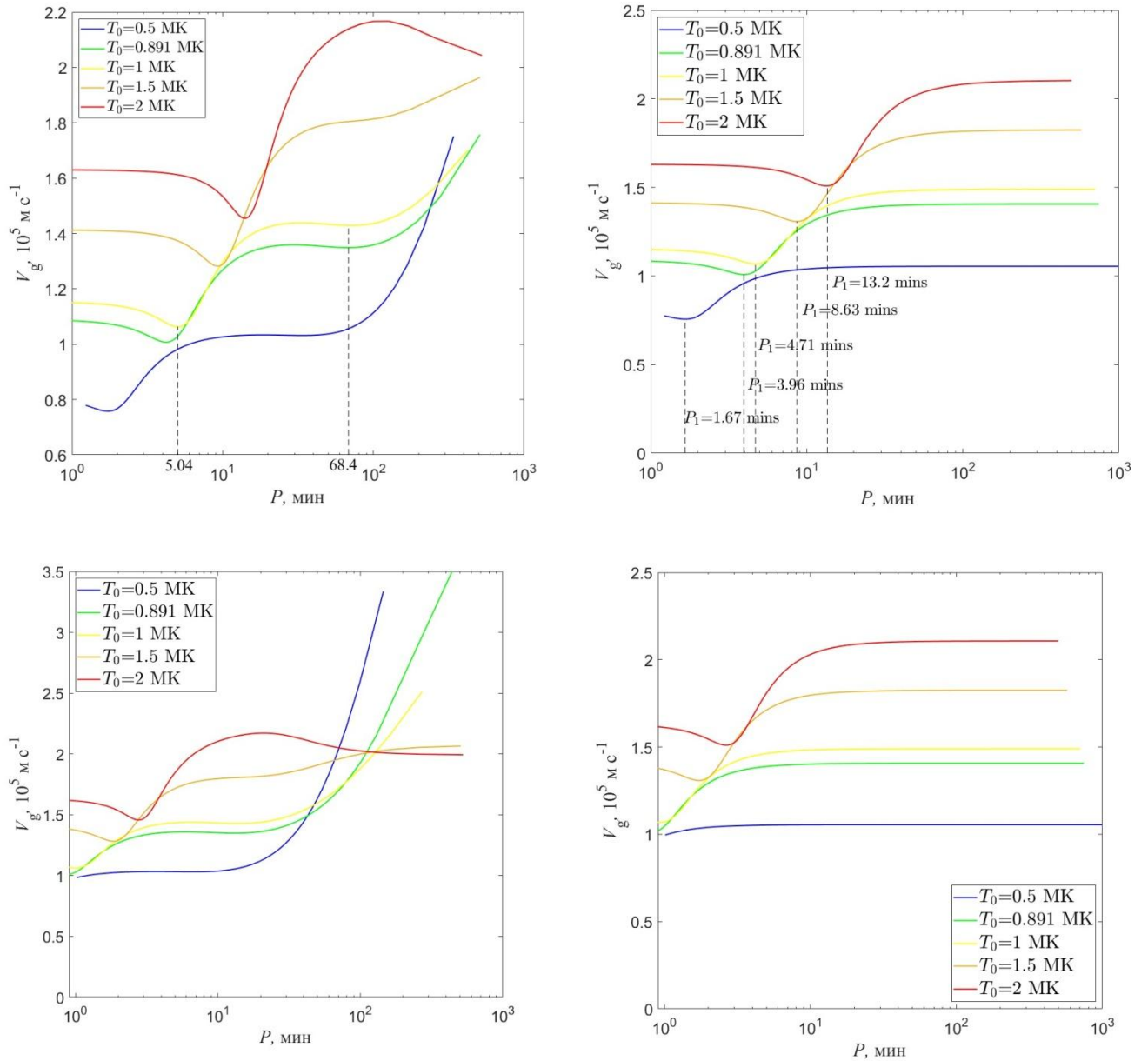


Рисунок 3.5. Групповая скорость V_g как функция периода для ряда температур при плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (вверху) и $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (внизу). Кривые слева учитывают эффекты теплопроводности и нагрева/охлаждения. Справа - только теплопроводности

Из сравнения рисунков 3.5 видно, что эффект нагрева/охлаждения мало влияет на положение первого минимума, он определяется главным образом теплопроводностью. Второй минимум существует только при наличии нагрева и охлаждения. Отметим, что минимумы различаются на порядок по величине

периода. Важное замечание: предельное значение групповой скорости при малых периодах, как и при больших волновых числах, равно $\tilde{C}_s/\sqrt{\gamma}$.

На рисунке 3.5 (внизу) приведены графики групповой скорости при плотности $\tilde{n}_0 = 5$. Поскольку с увеличением плотности увеличивается масштаб по $\tilde{k}$, локальные минимумы смещаются в область малых периодов. При этом в области больших вид кривых меняется, поскольку затрагивается область нераспространения волн. Точки локального экстремума при:

$$T_0 = 0.5 \text{ МК: } P_1 \text{ не определён, } P_2 = 6.68, V_2 = 1.03;$$

$$T_0 = 0.891 \text{ МК: } P_1 \text{ не определён, } P_2 = 13.0, V_2 = 1.35;$$

$$T_0 = 1 \text{ МК: } P_1 = 1.00, V_1 = 1.06, P_2 = 13.9, V_2 = 1.43;$$

$$T_0 = 1.5 \text{ МК: } P_1 = 1.84, V_1 = 1.28, P_2 \text{ не определён};$$

$$T_0 = 2 \text{ МК: } P_1 = 2.79, V_1 = 1.46, P_2 = 20.9 - \text{максимум, } V_2 = 2.17.$$

Данный результат показывает сложный характер поведения групповой скорости при различных значениях параметров равновесной плазмы.

Более тщательный, чем (3.11), расчет асимптотики решения дисперсионного уравнения при $\tilde{k} \rightarrow \infty$ дает

$$\tilde{\omega} = \frac{\tilde{C}_s \tilde{k}}{\sqrt{\gamma}} \left(1 + \frac{N_1}{\tilde{k}^2} + \mathcal{O}(\tilde{k}^{-4}) \right) - \frac{i(\gamma - 1)\tilde{n}_0 \tilde{C}_s^2}{2\gamma B_1} \left(1 + \frac{N_2}{\tilde{k}^2} + \mathcal{O}(\tilde{k}^{-4}) \right), \quad (3.13)$$

$$N_1 = \frac{(\gamma - 1)(5 - \gamma)\tilde{n}_0 \tilde{C}_s^2}{8\gamma B_1^2} - \frac{\tilde{n}_0^2 B_3}{2B_1}, \quad (3.14)$$

$$N_2 = -\frac{(2 - \gamma)\tilde{n}_0 \tilde{C}_s^2}{\gamma B_1^2} + \frac{\tilde{n}_0^2 B_3 - (\gamma - 1)\tilde{n}_0^2 B_2}{(\gamma - 1)B_1}. \quad (3.15)$$

Приближенное выражение имеет место при выполнении условия

$$\tilde{k} \gg \tilde{k}_1 \approx \frac{2\tilde{n}_0 \tilde{C}_s^2}{\gamma B_1^2}, \quad (3.16)$$

$\tilde{k}_1 = 2\pi/\tilde{\lambda}_1$, которое уточняет понятие предела $\tilde{k} \rightarrow \infty$.

При $\tilde{\omega} \rightarrow \infty$ из дисперсионного уравнения следует аналогично

$$\tilde{k} = \frac{\sqrt{\gamma}\tilde{\omega}}{\tilde{C}_s} \left(1 + \frac{S_1}{\tilde{\omega}^2} + \mathcal{O}(\tilde{\omega}^{-4})\right) + \frac{i(\gamma-1)\tilde{C}_s}{2\sqrt{\gamma}B_1} \left(1 + \frac{S_2}{\tilde{\omega}^2} + \mathcal{O}(\tilde{\omega}^{-4})\right), \quad (3.17)$$

$$S_1 = \frac{\tilde{C}_s^2}{\gamma} N_1, S_2 = -\frac{(B_3 - B_2)\tilde{n}_0\tilde{C}_s^2}{2(\gamma-1)B_1}, \quad (3.18)$$

при условии

$$\tilde{P} \ll \tilde{P}_1 \approx \frac{\pi\gamma\sqrt{\gamma}B_1}{2\tilde{n}_0\tilde{C}_s^2}. \quad (3.19)$$

Мнимые части в выражениях (3.13) и (3.17) позволяют определить время τ_d и длину затухания L_d , определяемые как

$$\tau_d = -\frac{1}{\Im\omega}, L_d = \frac{1}{\Im k}. \quad (3.20)$$

Из (3.13) и (3.17) получаем

$$\tau_d \approx \tau_{d0} = 4.2 \cdot 10^6 \frac{T_0^{3/2}}{n_0} \text{ (мин)}, P \ll P_1, \quad (3.21)$$

$$L_d \approx L_{d0} = 28.7 \cdot 10^3 \frac{T_0^2}{n_0} \text{ (Мм)}, P \ll P_1. \quad (3.22)$$

Существенным моментом в этих расчетах является то, что масштабные значения, участвующие в оценке волновых чисел и периодов, близки к параметрам первого минимума групповой скорости.

В противоположном пределе малых частот или больших периодов нахождение асимптотики весьма затруднительно из-за громоздкости расчетов. Если учитывается только теплопроводность, ситуация облегчается ввиду ясности выражения для коэффициента теплопроводности. Асимптотика здесь имеет вид

$$\tilde{k} = \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{C}_s} + \frac{i(\gamma-1)B_1\tilde{\omega}^2}{2\gamma\tilde{C}_s^3\tilde{n}_0}. \quad (3.23)$$

Отсюда длина затухания

$$L_d = \frac{2\gamma\tilde{C}_s^3\tilde{n}_0}{(\gamma-1)B_1\tilde{\omega}^2}. \quad (3.24)$$

Для малых волновых чисел

$$\tilde{\omega} = \tilde{C}_s\tilde{k} - i\frac{(\gamma-1)B_1}{2\gamma\tilde{n}_0}\tilde{k}^2. \quad (3.25)$$

Время затухания

$$\tau_d = \frac{2\gamma\tilde{n}_0}{(\gamma-1)B_1\tilde{k}^2} \approx \frac{2\gamma\tilde{C}_s^2\tilde{n}_0}{(\gamma-1)B_1\tilde{\omega}^2}. \quad (3.26)$$

Таким образом, для длинных периодов получаем следующие практические результаты

$$\tau_d = 2.9 \cdot 10^{-6} \frac{n_0 P^2}{T_0^2} \text{ (мин)}, L_d = 0.037 \frac{\tilde{n}_0 P^2}{\tilde{T}_0} \text{ (Мм)}, P \gg P_1. \quad (3.27)$$

При больших периодах зависимости длины и времени затухания имеют степенной характер. Аналогичный результат для L_d был получен в работе Кришна Прасад и др. [69]. Недавно Колотков и Накаряков получили более точное аналитическое выражение в случае, когда учитываются теплопроводность, нагрева и охлаждение [8, 64]

$$\tau_d = \frac{2\tau_M P^2}{d\tau_M + P^2}, \quad (3.28)$$

где τ_M и d есть постоянные параметры, характеризующие неадиабатические эффекты. Формула получена приближенно при условии слабой неадиабатичности. Как видно, поправка касается знаменателя выражения для τ_d и приводит к коррекции графика $\tau_d(P)$ при больших P .

Мы будем основываться на точных решениях дисперсионного уравнения, полученного численным решением и представляемого графиками зависимости

$\tau_d(P)$ и $L_d(P)$.

3.5 Неравномерность затухания и дисперсии акустических волн

Анализ затухания будем производить, сравнивая результаты двух случаев: – когда учитываются оба неадиабатических эффекта, теплопроводность и нагрева/охлаждение; – когда учитывается только теплопроводность. Это позволит сделать некоторые важные заключения.

На рисунке 3.6 показаны зависимости времени затухания $\tau_d(P)$ и длины затухания $L_d(P)$ при различных температурах. Первое, что необходимо отметить, – подтверждаются асимптотическое поведение (3.21), (3.22) и (3.27) в пределе малых и больших периодов. Наиболее ярко они проявляются в случае учета только теплопроводности. Области действия асимптотик разделены минимумом групповой скорости P_1 . Более того, здесь точка P_1 является точной границей раздела этих двух областей. Участие эффекта нагрева и охлаждения размывает границу, но не приводит к существенному изменению поведения функции при $P < P_1$. Теперь в оценках периода в формулах (3.21), (3.22) и (3.27) неравенства $P \ll P_1$ и $P \gg P_1$ можно заменить на $P < P_1$ и $P > P_1$.

Таким образом, периоды разделяются на две области $P < P_1$ и $P > P_1$ минимумом групповой скорости P_1 . Далее область $P < P_1$ будем называть областью коротких периодов, область $P > P_1$ – областью больших периодов. Колебания будем называть короткопериодическими и долгопериодическими соответственно. Второе замечание касается характера поведения функций в обеих областях. В области коротких периодов групповая скорость практически не меняется, а время и длина затухания минимальны. В области больших периодов групповая скорость меняется значительно, а время и длина затухания быстро растут с периодом. Другими словами, короткопериодические колебания характеризуются малой дисперсией и сильным затуханием. Долгопериодические,

наоборот, имеют сильную дисперсию и слабое затухание. Приближенное аналитическое выражение (3.28), полученное Колотковым и Накаряковым [8, 64], хорошо согласуется с графиком времени затухания при температурах до 1.5 МК, как это видно из рисунка 3.6. При температуре 2 МК расхождение велико, и очевидно, что оно вызвано неустойчивостью волны при больших периодах.

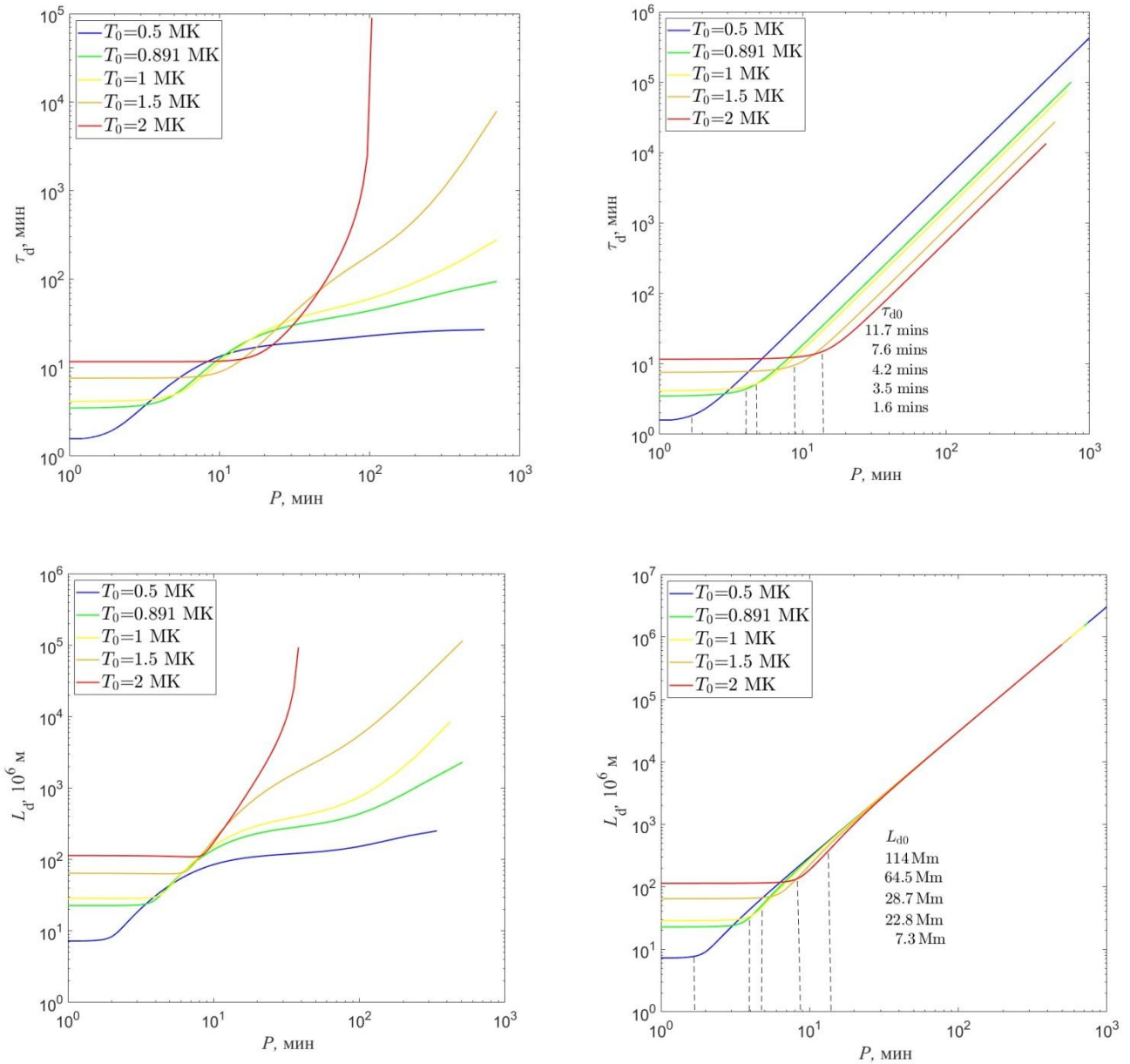


Рисунок 3.6. Частотная зависимость затухания акустических волн. Время $\tau_d(P)$ и длина $L_d(P)$ затухания при $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ в случаях, когда учитываются теплопроводность и нагрев/охлаждение (слева) или когда учитывается только теплопроводность (справа). Вертикальными пунктирными линиями показано

положение первого минимума групповой скорости P_1 . Показаны также постоянные асимптотические значения для малых периодов

Имеется неравномерность в затухании групп акустических волн, которая применительно к волнам сжатия именуется частотной зависимостью затухания [51, 69]. Она имеет место и для отдельных гармонических составляющих. Здесь подчеркивается свойство отдельных групп волн, которое можно будет применить при описании волн сжатия. Необходимые сведения были приведены в Главе 1.

3.6 Продольные колебания горячих корональных петель

Отдельное место в корональных осцилляциях занимают продольные колебания горячих корональных петель. Температура петель оценивается в 6-12 МК, петли формируются во время вспышек, при которых, по всей видимости, возникают ударные волны, генерирующие продольные колебания. Колебания регистрируются в доплеровском смещении. Скорость плазмы может достигать значительных значений, до 10% от звуковой скорости. Однако в большинстве случаев она гораздо меньше, и при описании можно использовать линейное приближение. Колебания быстро затухают, и считается, что основным механизмом затухания является теплопроводность [27, 98].

Ограничимся примерами наблюдения, представленными в работе Ванга и др. [127]. Данные наблюдений показаны в таблице 1.1. Температуры приходятся в область возрастания функции излучения, и, согласно, общей теории, существуют нераспространяющиеся волны. Оценим их параметры для температуры $T_0 = 6.3$ МК. При плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ волна не распространяется, если $k < 4.2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1}$ или $\lambda > 1.52 \cdot 10^5 \text{ Мм}$. При плотности $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ критическая длина волны будет на порядок больше. Исходя из этого будем считать, что нет нераспространяющихся волн в горячих петлях.

В таблице 3.2 приводятся результаты моделирования для событий, представленных в работе [127]. В целом расчетные данные близки к наблюдаемым, учитывая погрешность наблюдений. Есть хорошее совпадение в периодах колебаний, наилучший результат достигается в случае коротких петель. Значительное расхождение наблюдается для корональных петель 2 и 3, имеющих большую протяженность. Расхождение можно объяснить также нелинейностью, поскольку здесь колебания нельзя считать малыми.

Таблица 3.3: Периоды и время затухания волн сжатия в горячих корональных петлях, полученные из нашей модели в линейном приближении: “th” - только эффект теплопроводности; “hc” - только эффект нагрева и охлаждения; “th, hc” - оба эффекта.

Loop	P_{th} (мин)	τ_{th} (мин)	P_{hc} (мин)	τ_{hc} (мин)	$P_{th,hc}$ (мин)	$\tau_{th,hc}$ (мин)
1	13.7	15.0	11.7	240	13.8	14.5
2	26.0	32.2	24.2	290	26.2	29.3
3	8.4	10.3	7.8	109	8.4	9.4
4	7.6	8.2	6.5	120	7.6	7.9
5	9.5	11.2	8.7	113	9.6	10.4
6	8.7	9.9	7.3	160	8.7	9.6
7	14.1	15.3	12.4	216	14.2	14.6

В таблице 3.2 приведены результаты расчетов, где учитываются отдельно эффекты теплопроводности и нагрева/охлаждения. Во всех приведенных случаях роль нагрева и охлаждения в затухании невелика. Напомним, что мы считаем постоянным удельный нагрев. При больших длинах волны и периодах колебаний нагрев и охлаждение могут оказывать значительное влияние на затухание [44, 60]. Необходимо также напомнить, что в горячих вспышечных петлях возможно подавление теплопроводности [130, 132, 134]. При заданных температуре и плотности из дисперсионного соотношения может быть установлена связь между временем затухания и периодом. Подобные связи установлены на рисунке 3.1 (внизу) для неустойчивой волны и на рисунке 3.7 (внизу) для затухающей.

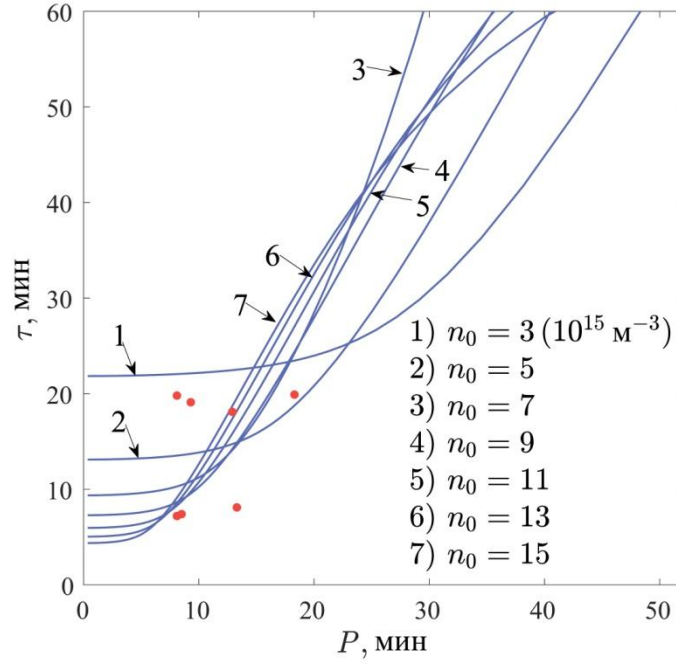


Рисунок 3.7. Соотношение между временем затухания и периодом колебаний в горячей плазме, $T_0 = 6.3$ МК. Красные точки показывают колебания, представленные в таблице 3.2

Для каждой пары значений n_0 and T_0 существует некоторая кривая $\tau_d(P)$. Для сравнения на рисунке 3.7 красными кружочками показаны пары, представленные в таблице. Аналогичный анализ времени затухания для ряда температур был сделан в работе Накарякова и др. [90]. Здесь берется ряд значений плотности при температуре $T_0 = 6.3$ МК. Согласно приближению (3.21) τ_d имеет постоянное значение при малых P . Согласно (3.27) оно растет неограниченно с периодом.

Рисунок 3.7 показывает, что кривые $\tau_d(P)$ заполняют некоторую области на плоскости (P, τ_d) . В нашей модели неадиабатических акустических волн температура и плотность играют роль входных параметров, время затухания и период - выходных параметров. Для различных n_0 и T_0 функция $\tau_d(P, n_0, T_0)$ дает множество точек в этой области. Функциональная зависимость определяет некоторое подмножество. Что касается распределение точек, показывающих распределение данных наблюдений, то он имеет статистический характер.

3.7 Выводы к Главе 3

1. В области возрастания функции излучения между температурой $T_0 = 0.5$ МК и локальным максимумом $T_0 = 1$ МК, а также между локальным минимумом $T_m = 4.57$ МК и вторым локальным максимумом $T_0 = 8.38$ МК возможна ситуация, при которой волна не распространяется. Между $T_1 = 1.83$ МК и $T_2 = 3.15$ МК возможна неустойчивость. И то, и другое вызвано действием нагрева и охлаждения и осуществимо при достаточно больших значениях длины волны и периода.

2. Между входными параметрами n_0 и T_0 , определяющими равновесную среду, и выходными параметрами (параметрами волны) P и τ_d существует определенная связь. Она выражается в том, что для каждого P существует определенное τ_d . Эту связь можно использовать в обратном направлении. Между парами n_0 , T_0 и P , τ_d нет взаимно однозначного соответствия. Оно достижимо введением дополнительного параметра.

3. Свойства затухания и дисперсии неадиабатической акустической волны определяются первым минимумом групповой скорости P_1 . Он разделяет колебания на короткопериодические и долгопериодические, имеющие различные свойства. Короткопериодические колебания имеют сильное затухание и слабую дисперсию. Долгопериодические - наоборот, слабое затухание и сильную дисперсию. Нагрев и охлаждение сильно влияют на величину длинного периода.

Глава 4. Двухпериодические колебания

Основным объектом нашего исследования в этой главе являются распространяющиеся возмущения коронального КУФ-излучения, имеющие два максимума в спектре, которые интерпретируются как периоды. На основании этого их иногда называют квазипериодическими или многопериодическими возмущениями. Для сокращения записи в этом разделе используем термин «двухпериодические колебания».

4.1 Постановка задачи о распространении локализованных возмущений

Имеются многочисленные свидетельства того, что волны сжатия генерируются различными мелкомасштабными возмущениями у нижней границе короны [51, 55, 59, 113, 137]. В рамках принятой нами модели акустических волн будем рассматривать возмущения мелкомасштабные в пространстве и времени, то есть локализованные акустические возмущения. Распространение локализованного возмущения будем рассматривать как базовый физический процесс, закономерности которого должны лечь в основу анализа волн сжатия.

Начальное возмущение, формирующееся у границы с нижней атмосферой, должно иметь форму короткого импульса, назовем его начальным импульсом. Следуя Оливеру и др. [99, 100], будем представлять его в виде интеграла Фурье, то есть локализованного волнового пакета

$$\rho = \varepsilon \rho_0 \int_0^{k_{\max}} F(k) e^{-\delta(k)t} \cos(kx - \omega(k)t) dk. \quad (4.1)$$

Здесь $k_{\max}$ верхний предел волновых чисел, определяющий ширину спектра

возмущения. Спектральная плотность

$$F(k) = e^{-d^2 k^2 / 4}, \quad (4.2)$$

имеет гауссову форму, как сам импульс (рисунок 4.1). Параметр d определяет пространственную длину начального импульса и его временную продолжительность $d/\bar{V}_{ph}$, где $\bar{V}_{ph}$ есть средняя фазовая скорость гармонических составляющих в интервале волновых чисел $0 < k < k_{max}$.

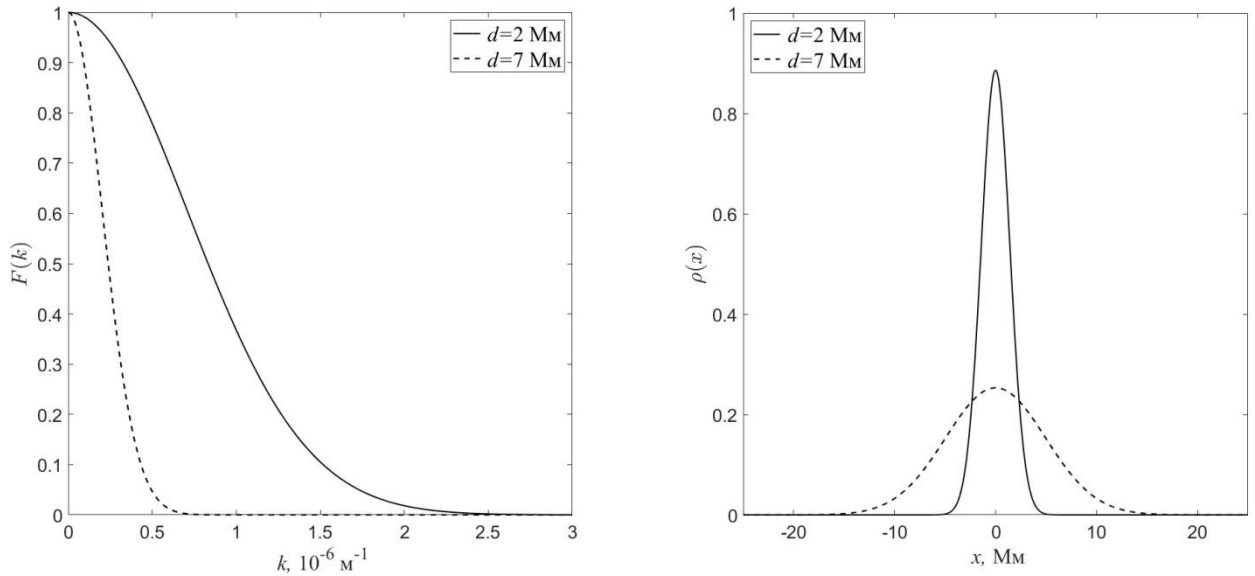


Рисунок 4.1. Спектральная функция и пространственное распределение начального импульса

Масштабы начального импульса должны быть сопоставимы с масштабами нижележащей области атмосферы, то есть хромосферы. Высота верхней границы хромосферы, формирующаяся спиклами, оценивается в 10 Мм. Значения длины начального импульса $d = (2 - 7) \text{ Мм}$ будем считать подходящими для возмущения, которое генерируется в хромосфере и затем распространяется в корону. Верхний предел спектра $k_{max} = (1 - 3) \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ дает хорошую спектральную локализацию импульса, при которой отсекается высокочастотный шум. В корональных условиях ($T_0 \sim 1 \text{ МК}$, $V_{ph} \sim 10^5 \text{ м с}^{-1}$) продолжительность начального импульса будет порядка минуты. В хромосферных условиях

($T_0 \sim 10^{-2}$ МК, $V_{ph} \sim 10^4$ м с $^{-1}$), продолжительность будет порядка десяти минут. Из рисунка 3.4 видно, что $k_{\max}$ дает достаточно большую ширину спектра, которая покрывает область дисперсии акустических волн в короне. Наблюдения мелкомасштабных уярчений в хромосферной сетке показывают, что время их жизни составляет 2-4 мин [112].

Волновой пакет (4.1) использует закон дисперсии $\omega(k)$ определяемый из дисперсионного соотношения (2.12) для заданных значений температурах T_0 и плотности n_0 . Целью задачи является анализ поведения волнового пакета в короне, при $x > 0$. Для удобства сравнения с результатами наблюдений будем рассматривать временные сигналы, получаемые из (4.1) при заданном x . Таким образом, непосредственным объектом изучения являются временные сигналы, определяющие вариации плотности на заданном расстоянии от начальной точки. Будем наблюдать, как меняется пространственная и временная локализация возмущения, а также спектры временных сигналов.

Для нахождения спектра сигналов используем вейвлет-анализ с вейвлетом Морле и Python-программу из стандартной библиотеки, [75, 144, 145]

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi B}} e^{-t^2/B} e^{i2\pi Ct}, \quad (4.3)$$

при $B = 2$ и $C = 3/\pi$ имеется вейвлет, аналогичный использовавшимся ранее в работах Де Мортель и др. [23], Офман и др. [96], Марш и др. [80] в задачах нахождения спектра волн сжатия, наблюдаемых в короне. Программа построена на широко распространенном алгоритме Торренса и Компо [121].

4.1.1 Влияние минимума групповой скорости

Робертс, Эдвин и Бенц [109] изучили поведение начального импульсного возмущения в магнитной трубке, основываясь на свойствах ее собственных мод.

Групповая скорость быстрых магнитозвуковых мод имеет минимум (рисунок 4.2, слева). Если импульс имеет широкий спектр, и отдельные группы волн имеют групповую скорость, также меняющуюся на широком интервале значений, возможно наложение двух групп, волновые числа которых лежат по обе стороны от минимума. При этом скорости пакетов равны, они движутся вместе, формируя квазипериодические осцилляции (рисунок 4.2, справа). До этого момента в точку наблюдения приходят волновые пакеты с наибольшей скоростью, близкой к V_{Ae} .

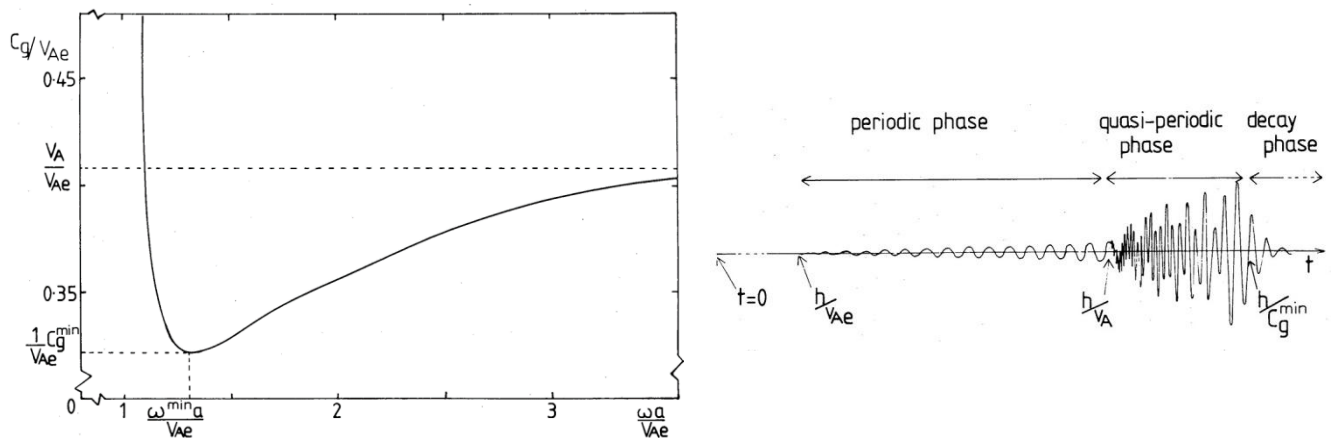


Рисунок 4.2. Слева: вид кривой групповой скорости для собственных мод магнитной трубки. Справа: формирование квазипериодических колебаний из начального импульса. Из работы Робертса и др. [109]

Вейвлет-спектр сигнала может иметь разные формы, например, головастика или бумеранга (рисунок 4.3) [62]. Они имеют один и тот диапазон периодов, то есть ширину спектра. Однако во первом случае наложения пакетов с разными периодами не происходит. Вероятной причиной может быть величина расхождения между максимумом спектра и минимума групповой скорости или ширина спектра. Если ширина спектра небольшая, и минимум находится вблизи его края, второй пакет не успевает сформироваться. Для формирования квазипериодических осцилляций необходим достаточно широкий спектр, то есть начальный импульс должен иметь высокую пространственную локализацию.

Механизм Робертса-Эдвина-Бенца (механизм РЭБ) неприменим к акустическим волнам непосредственно, несмотря на то, что групповая скорость акустических волн также имеет минимум. Причина кроется в их быстром

затухании. Тем не менее, квазипериодические осцилляции здесь также возможны. Напомним, что под квазипериодическими осцилляциями понимается поведение временного сигнала, вейвлет-спектр которого имеет два и более ясно выраженных максимума. Форма самого временного сигнала может отличаться от изображенных на рисунках 4.2 и 4.3.

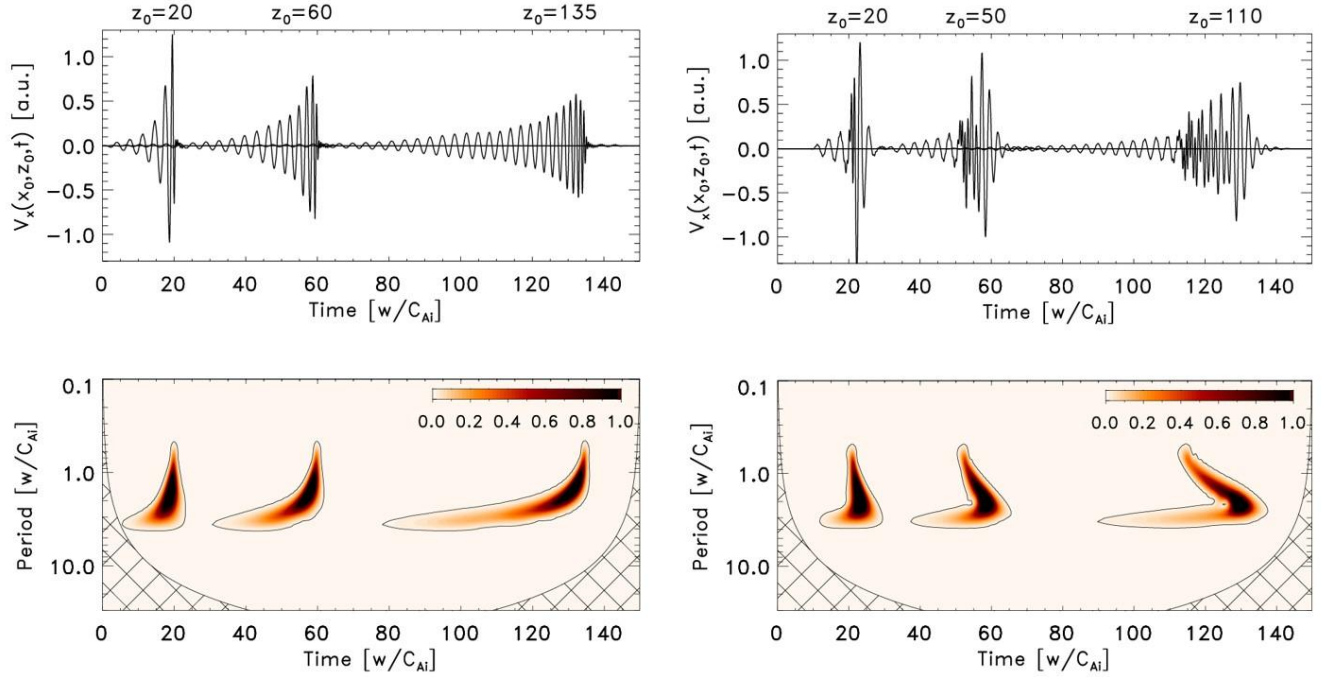


Рисунок 4.3. Слева: формирование вейвлет-спектра в форме головастика. Справа: формирование вейвлет-спектра в форме бумеранга. Из работы Колоткова и др. [62]. Величина w есть пространственный масштаб неоднородности плотности

На рисунке 4.4 (слева) представлена групповая скорости при $T_0 = 1$ МК и $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Будем рассматривать пары волновых пакетов, узких по величине периодов входящих в них гармонических составляющих. Каждый из них определяется неким средним периодом. Квазипериодические осцилляции, то есть два максимума вейвлет-спектра, возникают, когда существуют два узких волновых пакета, определяющие периоды которых лежат по обе стороны от минимума групповой скорости $P_1 = 12.6$ мин. Один из них P_s называется коротким, другой P_l - длинным. Они определяются из условия равенства скорости обоих пакетов. В данном случае она равна $1.132 \cdot 10^5 \text{ км с}^{-1}$. Заметим, что скорость пакетов не должна превышать значение $C_s/\sqrt{\gamma} = 1.16 \cdot 10^5 \text{ км с}^{-1}$.

Следовательно, длинный период ограничен величиной $P_m = 17.7$ мин. Второй минимум групповой скорости в данном примере находится далеко и не влияет на рассматриваемый процесс.

Периоды удовлетворяют условию

$$P_s < P_1 < P_l < P_m. \quad (4.4)$$

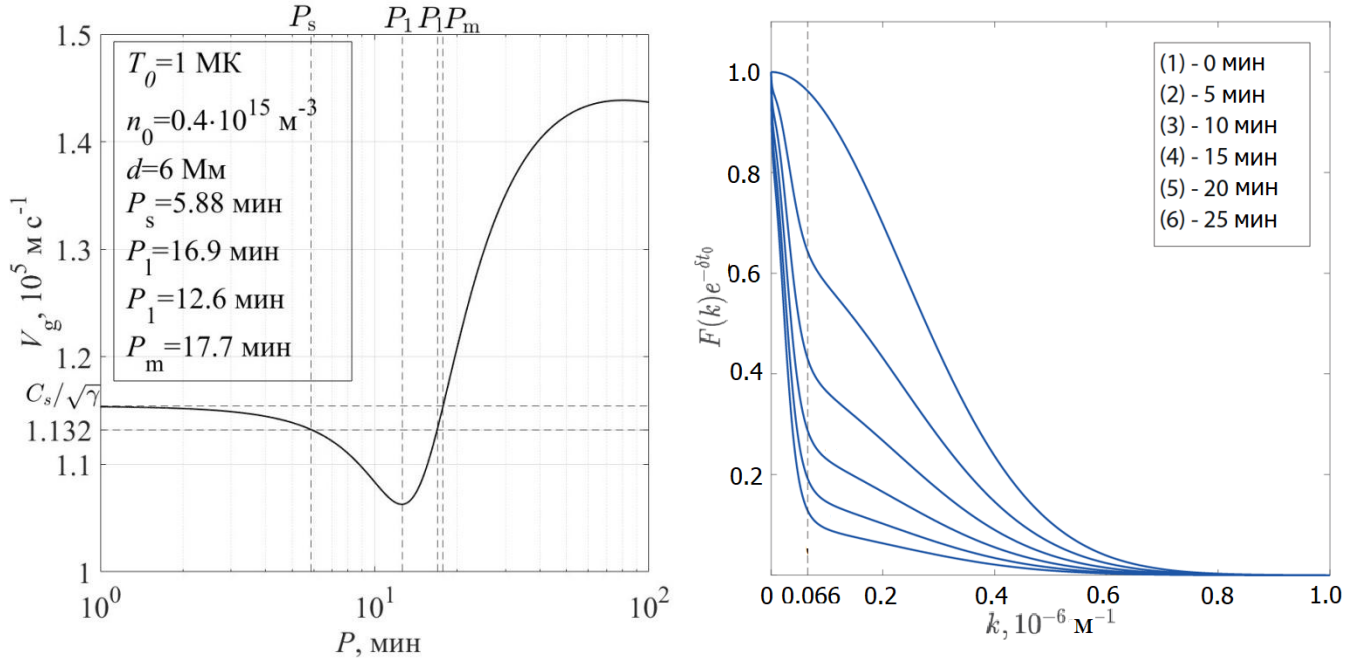


Рисунок 4.4. Формирование возмущения в двумя периодами в спектре. Слева:

короткий $P_s = 5.88$ мин и длинный $P_l = 16.9$ мин периоды для начального импульса с длиной $d = 6$ Мм. Справа: спектральная плотность $F(k)e^{-\delta(k)t_0}$ в ряд моментов времени. Параметры: $T_0 = 1$ МК и $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$; $C_s/\sqrt{\gamma} = 1.16 \cdot 10^5 \text{ км с}^{-1}$; и $P_1 = 12.6$ мин, $P_m = 17.7$ мин

Значения P_m для разных температур показаны в таблице 3.1. Если значение P_1 определяется главным образом теплопроводностью, то на P_m и P_2 значительное влияние оказывают нагрев и охлаждение. Приемлемое значение длинного периода по может быть найдено без учета эффекта нагрева/охлаждения. Точные значения короткого и длинного периодов могут быть найдены для конкретного начального импульса, когда определен спектр, основной характеристикой которого мы принимаем ширину импульса d .

Таким образом, механизм РЭБ в случае акустических волн определяет периоды и скорость волновых пакетов, которые могут создавать квазипериодические осцилляции. Остается вопрос, существуют ли они.

4.1.2 Влияние неравномерности затухания гармоник

Напомним основное свойство затухания и дисперсии неадиабатической акустической волны в корональных условиях (раздел 3.5). Первый минимум групповой скорости разделяет акустические колебания на короткопериодические и длиннопериодические. Первые характеризуются слабой дисперсией и сильным затуханием, вторые - наоборот. По отношению к узким волновым пакетам оно приведет: с короткими периодами - к быстрому затуханию без заметного изменения формы пакета; с длинными периодами - к относительно медленному затуханию, но с быстрым расплыванием пакета.

Применим эти соображения к парам узких пакетов, заданным в предыдущем разделе по обе стороны от первого минимума групповой скорости. Таких пар имеется много с периодами на интервалах от 0 до P_1 и от P_1 до P_m . Вопрос - какие пакеты в конечном итоге определяют периоды P_s и P_l ? Они определяются как максимумы в вейвлет-спектре. Очевидно, что на формирование максимумов, наряду с формой спектра начального импульса, влияние будет оказывать затухание гармонических составляющих.

На рисунке 4.4 (справа) показан пример спектральной функции. Согласно (4.1) спектральная функция волнового пакета, составленного из затухающих гармоник, со временем меняется. Из первоначальной $F(k)$ она превращается в $F(k)e^{-\delta(k)t}$. Первоначальная спектральная функция на рисунке изображена сплошными линиями, в момент времени t - пунктирными. Возникает провал функции и именно вблизи первого минимума P_1 . Гармоники с периодами меньше P_1 имеют сильно уменьшившуюся амплитуду, они затухают быстрее. Гармоники с

периодами больше P_1 - амплитуду, практически не изменившуюся. На возникновение провала решающее влияние оказывает форма кривой затухания $\delta(k)$.

Дальше необходимо выяснить, откуда здесь могут взяться максимумы P_s и P_l . Качественный анализ на основе формы начального и конечного спектров приводит к выводу, что максимум P_s , если он есть, должен находиться до P_1 , максимум P_l - больше P_1 . На деле это означает, что множество узких пакетов с периодами до P_1 должны образовать один пакет с доминирующим периодом, который и есть P_s . Узкие пакеты с периодами больше P_1 должны образовать также один пакет с доминирующим периодом P_l . Подобный сценарий эволюции начального импульса пока является предположением, основанным на общих свойствах неадиабатической акустической волны. Точное поведение импульса можно выяснить только на основе расчетов, которые возможны с применением численных методов. Здесь таким методом служит вейвлет-анализ.

На появление максимумов влияет спектр начального импульса. Будем исходить из того, что имеется определенная корональная ситуация с заданными температурой и плотностью. Кривая групповой скорости будет считаться заданной, тогда поведение импульса будет зависеть от его свойств, то есть его спектра. В модели импульса (4.1) спектр определяется длиной d , широкому спектру соответствует малая d . С этой точки зрения проанализируем появление спектров в виде головастика и бумеранга (рисунок 4.3). Если спектр не захватывает минимум P_1 , будет формироваться только один максимум. В лучшем случае сформируется пакет с максимумом в P_1 . Эта ситуация характерна для головастика. Если спектр недостаточно широкий, сам импульс будет недостаточно локализован. Для появления бумеранга необходима высокая пространственно-временная локализация начального импульса.

Предваряя вейвлет-анализ, сделаем следующее заключение. Если вывод о появлении двух максимумов в спектре обоснован, можно считать, что в процессе эволюции начальный импульс разделяется на два отдельных волновых пакета, в спектрах которых доминируют два определенных периода. Их будем называть

доминирующими периодами. Наличие доминирующих периодов показывают наблюдательные данные. Важно также отметить, что разделение импульса на два отдельных пакета должно отразиться и на форме начального временного сигнала. Как мы знаем, начальный сигнал имеет форму импульса. Будут ли из него со временем формироваться два четко различимых сигнала со своими максимумами в спектре и во времени? Ответ на этот вопрос мы попытаемся получить, проведя вейвлет-анализ временных сигналов получаемых из волновых распределений при заданных значениях координаты.

4.2 Вейвлет-анализ волновых пакетов

4.2.1 Эволюция локализованного импульса

Пример эволюции и спектр волнового пакета, заданного выражением (4.1), представлен на рисунке 4.5 [42]. На верхней панели показан временной сигнал и его изменение по мере распространения возмущения на разных расстояниях от начальной точки. На нижних панелях показано изменение спектра возмущения. Параметры плазмы: $T_0 = 1$ МК и $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Характерные периоды: $P_1 = 12.6$ мин и $P_m = 17.7$ мин.

Начальный импульс имеет длину $d = 6$ Мм, то есть хорошо локализован. На начальной стадии до расстояния в $x = 30$ Мм он остается локализованным, спектр сохраняет первоначальное единство. На второй стадии спектр распадается на два максимума ($x = 60$ Мм), а на третьей ($x = 90$ Мм) первый максимум сильно спадает. Он приходится на область коротких импульсов (рисунок 4.4). При этом второй сильно растягивается.

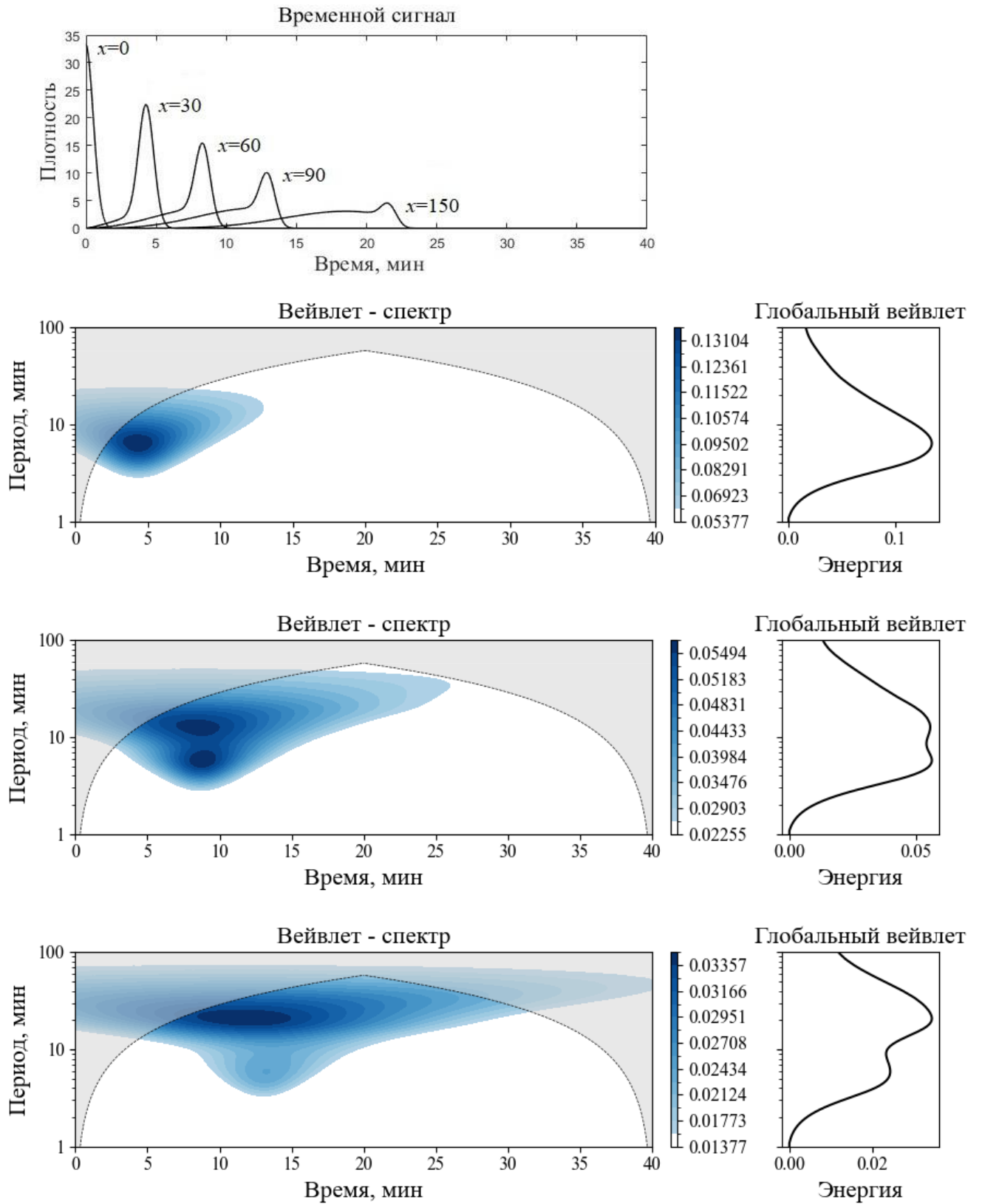


Рисунок 4.5. Формирование «волн-двойников» при эволюции локализованного возмущения. Временные сигналы (верхняя панель) и их вейвлет-спектры на расстояниях $x = 30$ Мм, 60 Мм и 90 Мм от источника возмущения. Параметры плазмы: $T_0 = 1$ МК и $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Длина начального импульса $d = 6$ Мм

Наиболее четкое разделение максимумов происходит при $x = 60$ Мм, здесь они уравниваются по величине плотности энергии. Если не придерживаться этого требования, появление двух максимумов произойдет раньше. Имеются два доминирующих периода в 5.78 и 12.7 мин, которые мы определим как короткий период P_s и длинный P_l . Они удовлетворяют соотношению (4.4). Найденное расстояние согласуется с расстоянием наблюдения волн сжатия [27, 52]. Предположение о возможных значениях короткого и длинного периодов подтверждается прямыми расчетами. С увеличением длины импульса d ширина спектра уменьшается (рисунок 4.1), периоды сближаются, больше меняется длинный период (рисунок 4.6).

На рисунке 4.7 приведены примеры наблюдения временных сигналов, имеющих острую вершину или форму пика. Они явно имеют широкий спектр. Во втором примере также показан вейвлет-спектр, который имеет два выраженных максимума, большой и маленький. Они различаются также и по своей продолжительности в соответствии с поведением максимумов на рисунке 4.5. Сигнал был получен при наблюдении вспышки, поэтому можно считать, что возникло импульсное возмущение, которое распространялось вдоль корональной петли. Вид самого сигнала и его спектр вполне укладываются в рассматриваемый нами сценарий эволюции локализованных возмущений в короне.

В локальном вейвлет-спектре положение максимумов определяется временем t и периодом P , для первого максимума они обозначены индексом s , для второго - индексом l . Можно заметить, что по мере перемещения импульса от источника первый максимум дает практически не меняющийся период. Короткий период P_s почти постоянный. В отличие от него длинный период P_l появляется не сразу. Объясняется это тем, что второй максимум формируется постепенно, в то время как первый рождается сразу из первоначального импульса. Подробнее этот процесс будет рассмотрен в разделе 4.4.

Параметры максимумов представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1: Параметры максимумов в случае $T_0 = 1$ МК и $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $d = 6$ Мм. Значения координаты x 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
55	5.75	8.14	0.065	10.9	7.97	0.063	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

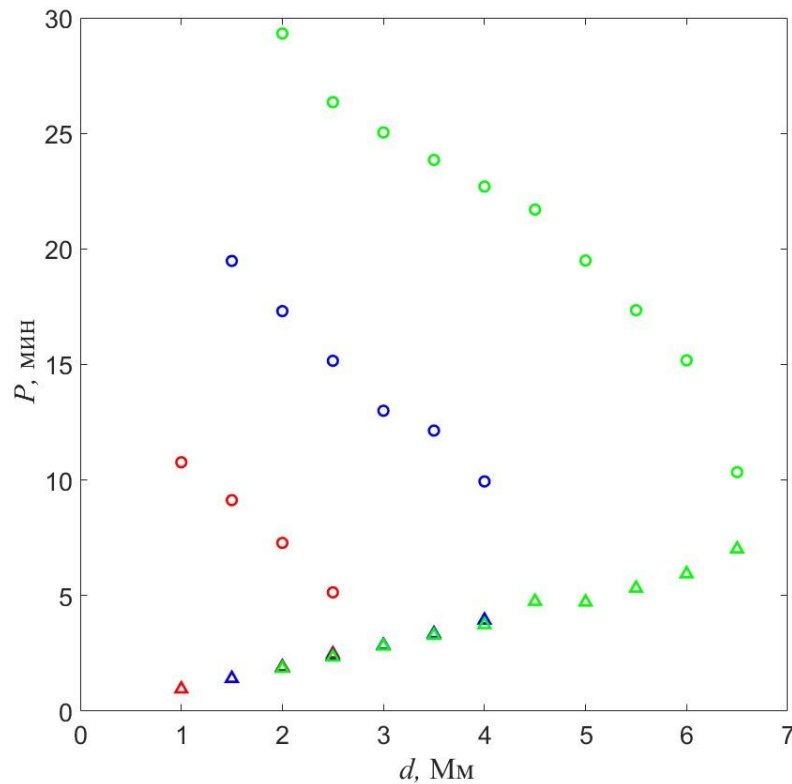


Рисунок 4.6. Максимумы P_s (треугольники) и P_l (кружочки) вейвлет-спектров при

$T_0 = 1$ МК и $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (красный цвет), $n_0 = 0.6 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (голубой цвет) и $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (зеленый цвет)

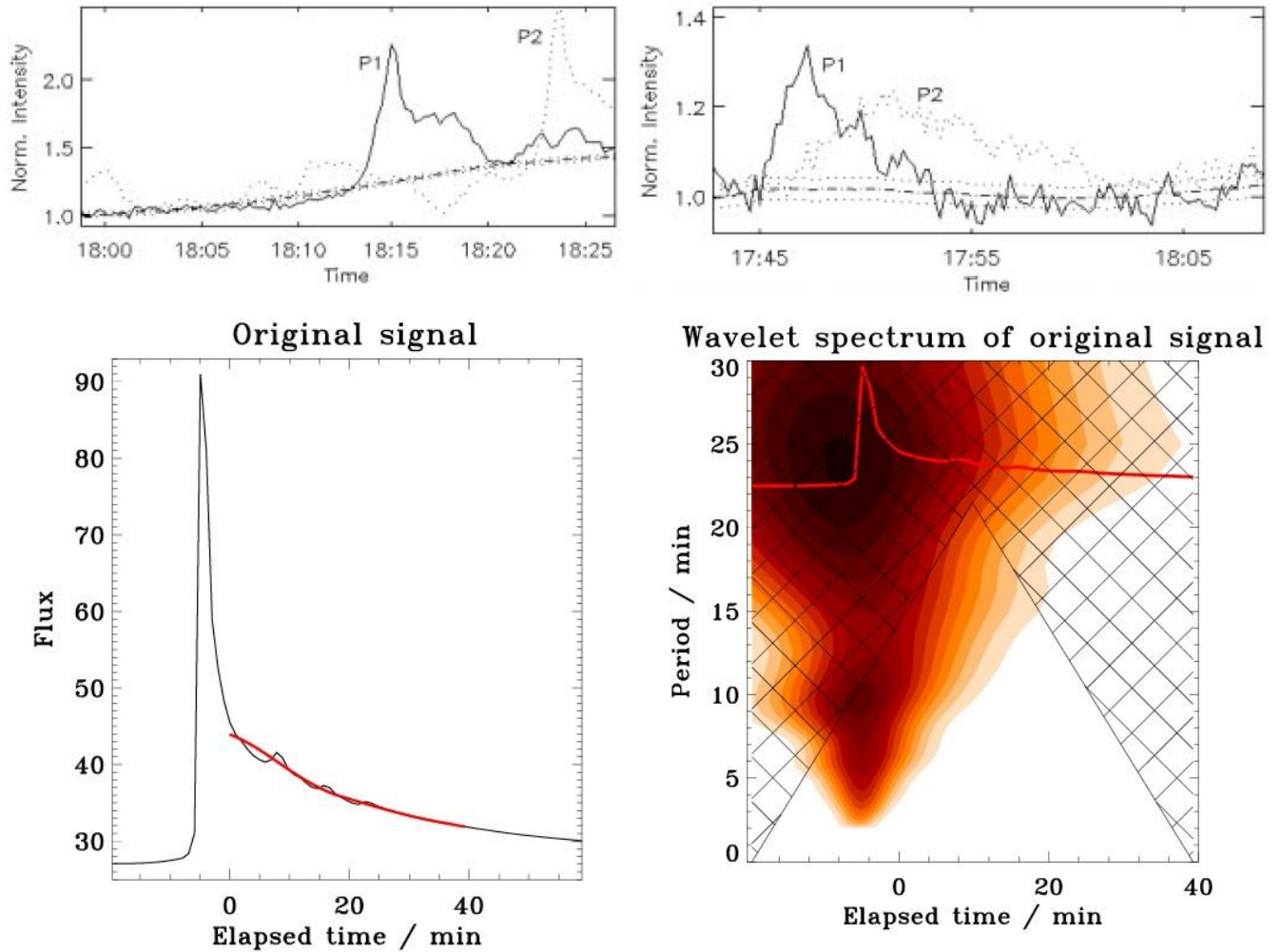


Рисунок 4.7. Вид временного сигнала интенсивности, регистрируемый в основании активных областей из работы Бергманса и Клетта [18] (вверху) и во время вспышек из работы Накарякова и др. [90] (внизу). Временные сигналы имеют форму острых пиков. Вейвлет-спектр в нижнем рисунке имеет два локальных максимума, различающихся по величине и продолжительности

4.2.2 Моделирование наблюдаемых сигналов

Чтобы сравнить теоретические расчеты с данными наблюдений и понять, что

же на самом деле представляют собой явления, которые называют волнами сжатия, проведем моделирование событий, представленных в таблице 1.1.

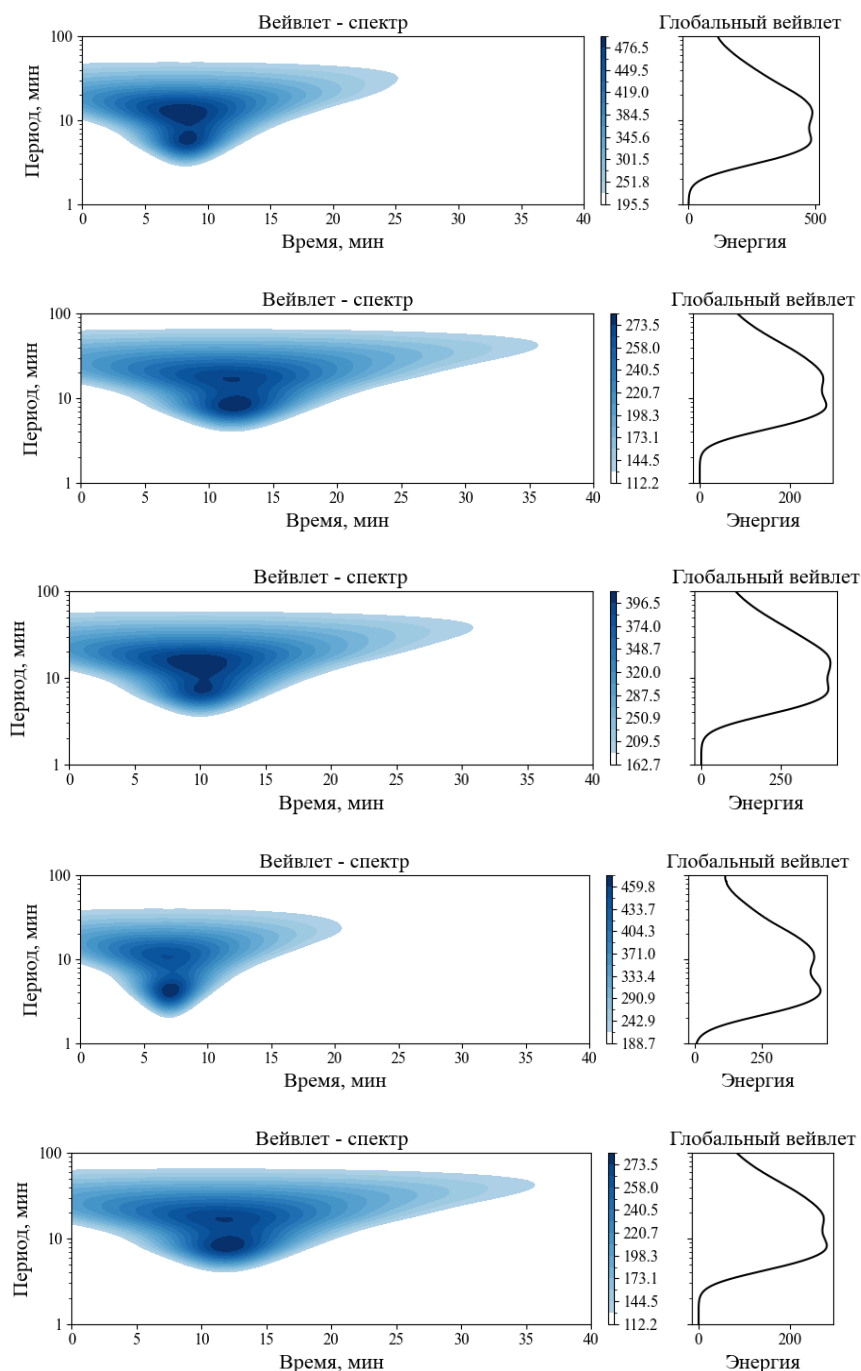


Рисунок 4.8. Вейвлет-спектры модельных сигналов, построенных по данным наблюдений из работы Krishna Prasad et al. [69]

Будем исходить из предполагаемой в наблюдениях температуры и найденных значений периодов. Задачей является поиск подходящих значений плотности плазмы и ширины начального импульса. В тех событиях, где указана дистанция наблюдения, появляется возможность сравнить ее с расчетной. Результаты

моделирования показаны на рисунке 4.8 и собраны в таблицу 4.1. Часть вейвлет-спектров перенесена в Приложение 3.

Таблица 4.2: Параметры наблюдаемых волн сжатия с двумя периодами (глава 1):

d - длина начального импульса, x - дистанция наблюдения

	T_0 (МК)	n_0 (10^{15} м^{-3})	d (Мм)	P_s (мин)	P_l (мин)	x (Мм)
O'Shea, Banerjee, and Doyle [102]	1.25	TPD none				
	2.5	TPD none				
Srivastava et al. [115]	1.5	1.0	5.6	4.4	8.4	48
	1.26	0.7	6.0	5.5	14.4	73
Sych and Nakariakov [119]	1.0	0.52	3.2	3.04	15.6	65
Wang et al. [128]	1.5	TPD none				
Marsh, Walsh, and Plunkett [81]	1.0	0.41	6.1	6.5	12.2	57
	1.3	0.4	10	8.3	17.5	93
Krishna Prasad, Banerjee, and Singh [67]	1.0	0.33	7.7	8.0	14.3	69
	1.3	0.75	5.0	4.2	10	55
	1.3	0.4	10	8.3	17.5	93
	1.5	0.65	8.7	7.0	13.1	75
	1.5	0.58	9.8	8.0	18.2	95
Gupta [52]	1.0	0.5	5.2	5.27	14.6	60
	1.0	TPD none				
Pant et al. [103]	1.0	0.3	6.0	6.0	20	90
	1.0	0.37	7.0	7.1	12.4	60
	1.3	0.58	7.4	6.5	12.3	63

Здесь анализируются данные пяти наблюдений из работы Krishna Prasad et al. [69]. Во всех примерах существуют двухпериодические колебания. Авторы не указали дистанцию наблюдения, в таблице 4.1 приводятся расстояния, на которых формируются два максимума. Напомним, что сначала имеется один максимум, расположенный в области коротких периодов (до 10 мин), затем в области длинных периодов (больше 10 мин) появляется второй. По мере распространения

возмущения первый максимум спадает и затем исчезает, происходит затухание короткопериодических гармоник. Мы ориентировались на момент, когда максимумы уравниваются. Если не придерживаться такого требования строго, появление двух максимумов можно регистрировать гораздо раньше. В некоторых случаях не удалось найти разумные значения плотности и ширины импульса. Их мы рассматриваем как примеры, где двухпериодические колебания отсутствуют, несмотря на то, что вейвлет-спектрах содержат два максимума. Расстояния x , на которых имеются два максимума, большей частью равны 50-60 Мм не совпадают с дистанцией наблюдения волн сжатия с двумя периодами. Здесь может иметь дело эффект проекции. Де Мортель и др. [24, 25] считают приемлемой длину затухания волны в 50 Мм при том, наблюдения дают дистанцию не выше 20 Мм. Большинство наблюдений приходится на температуры 1-1.5 МК, получаемые из расчетов короткие периоды меньше 10 мин, длинные периоды лежат в интервале 10-20 мин в соответствии с данными наблюдений. Отметим, что моделирование позволяет делать оценки плотности плазмы, которая на практике трудно определима. В рассматриваемых событиях она принимает значения от $3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$ до 10^{15} м^{-3} . Наконец, ширина начального импульса лежит в пределах от 3.2 до 10 Мм. Все полученные параметры мы считаем приемлемыми.

Отдельно необходимо отметить наблюдение из работы Сыча и Накарякова [119], проведенное не в КУФ диапазоне, как обычно, а в микроволновом излучении. Оно наблюдалось в короне над пятном, и можно предположить, модуляция интенсивности также была возможна из-за колебаний плотности электронов. Во всяком случае, величины зарегистрированных периодов принимают типичные значения для корональной температуры.

4.3 Генерация двухпериодических колебаний

Подтверждается сделанное в разделе 4.2 предположение, что в процессе эволюции импульса появляются два максимума в спектре временного сигнала,

два доминирующих периода. Это можно интерпретировать как появление двух отдельных волновых пакетов, которые должна отражаться в форме самого сигнала. Признаки такого разделения видны на рисунке 4.5 (верхняя панель). Начальный импульс хорошо локализован, но далее он меняет форму, что четко отображено в профиле сигнала. Из общей массы сигнала выделяется узкий пик, явно составленный из высокочастотных гармоник. Оставшаяся масса будет содержать низкочастотные составляющие и, соответственно, будет занимать более широкий интервал времени. Со временем узкий пик быстро затухает ($x = 150$ Мм), а остальная часть расширяется. Такое поведение сигнала полностью соответствует свойствам затухания и дисперсии акустических волн. Пакет из высокочастотных гармоник быстро затухает, а второй пакет, составленный из низкочастотных гармоник, сильно диспергирует.

Налицо формирование двух отдельных волновых пакетов или пакетов-двойников, которые распространяются вместе, обеспечивая два доминирующих периода. Они имеют одну и ту же групповую скорость (рисунок 4.4). Доминирующие периоды есть короткий период P_s и длинный период P_l . «Волны-двойники» имеют групповую скорость $V_g = 1.132 \cdot 10^5$ км с⁻¹. В форме временного сигнала на большом расстоянии от источника ($x = 150$ Мм) можно увидеть два максимума, свидетельствующих о наличии двух отдельных пакетов. Два пакета разделяются во времени, они приходят в точку наблюдения в разное время, благодаря чему мы видим их по отдельности. Это означает, что соответствующие локальные максимумы в спектре формируются в разное время. В спектре на нижней панели, построенном для $x = 90$ Мм различие во времени формирования также хорошо регистрируется. Небольшое различие можно увидеть и для $x = 60$ Мм. Возникает вопрос, почему происходит разделение пакетов, если они имеют одну и ту же скорость распространения?

Ответ заключается все в той же неравномерности затухания гармоник. Ключевым моментом является то, что максимум каждого отдельного пакета на приходится на определенный период, а формируется в процессе движения. Для краткости обозначим пакеты через « P_s -пакет» и « P_l - пакет». Каждый из них

можно представить суперпозицией нескольких пакетов, спектр которых узок, а скорость которых лежит в окрестности значения $V_g = 1.132 \cdot 10^5$ км с⁻¹. Для « P_s -пакета» часть «узких» пакетов имеет максимум левее точки P_s и скорость выше V_g , другая часть имеет максимум правее точки P_s и скорость ниже V_g . Поскольку первые затухают сильнее, со временем максимум всего « P_s -пакета» будет смещаться в сторону увеличения, соответственно его скорость будет падать. С « P_l -пакетом» будет происходить противоположное, он будет ускоряться. Этот эффект объясняется изменением групповой скорости пакета в диссипативной среде [84]. В нашем случае он будет давать только небольшую поправку, поскольку на рассматриваемых расстояниях временное разделение P_s - и P_l -пакетов невелико.

Скорость «волн-двойников» значительно меньше звуковой скорости $C_s = 1.49 \cdot 10^5$ км с⁻¹ при рассматриваемой температуре в 1 МК. Если предположить, что в данном случае мы имеем дело с тем, что называют волной сжатия, то мы должны предположить, что волны сжатия распространяются с дозвуковой скоростью. Данное обстоятельство может объяснить затруднение в определении скорости волн сжатия, возникшее у Кришна Прасада и др. [67] (раздел 1). Дозвуковое значение скорости характерно почти для всех наблюдаемых волн сжатия, и обычно объясняется эффектом проекции. Марш и др. [81] представили наблюдение парой телескопов из космической обсерватории STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory), позволяющие оценивать пространственные соотношения с большой точностью. Они подтвердили, что скорость наблюдавшейся ими волны сжатия близка к звуковой. Однако Кришна Прасад и др. [67] отметили отсутствие явной корреляции между колебаниями в интенсивности и доплеровском смещении, что исключается у медленных магнитозвуковых или акустических волн. Они считают, что здесь возможно присутствие высоких частот, которые не коррелируют с колебаниями в доплеровском смещении.

Мнение Кришна Прасада и др. [67] между тем вполне согласуется с нашим предположением, что мы имеем дело с возмущениями, обладающими широким

спектр. Высокие частоты присутствуют в одной из волн-двойников. Причем волны-двойники не есть обычные гармонические волны или суперпозиции небольшого количества гармонических волн, которые имеют несколько периодов. «Волны-двойники», возникающие из начального импульса, представляют собой волновые пакеты, имеющие широкий спектр и определенную локализацию в пространстве и времени.

Проведенные расчеты показывают, что пара волновых пакетов распространяются с групповой скоростью, меньшей звуковой в рассматриваемых условиях. Скорость пакетов зависит не только от параметров среды, температуры и плотности плазмы, но и от свойств самого импульса. Например, мы получаем $V_g = 1.132 \cdot 10^5 \text{ км с}^{-1}$ при $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $d = 6 \text{ Мм}$ и $V_g = 1.127 \cdot 10^5 \text{ км с}^{-1}$ при $n_0 = 0.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $d = 5.1 \text{ Мм}$.

Таким образом, установлено, что из начальных сильно локализованных импульсов могут возникать пары возмущений в форме волновых пакетов со своими доминирующими периодами, которые определяются по максимумам в спектре. Каждый начальный импульс приводит к появлению пары периодов. Их особенность заключается в том, что они не дают периоды отдельных гармонических колебаний, поэтому в данном случае нельзя говорить о квазипериодических колебаниях в общепринятом смысле. Тем не менее, при описании подобных явлений в первую очередь необходимо отметить наличие двух характерных периодов. Поэтому, имея в виду рассматриваемые явления, мы будем говорить о них как о возмущениях с двумя периодами или двухпериодических колебаниях. Такое название отражает их главное свойство.

Разделение локализованного импульса на два волновых пакета, на две отдельные волны со своими характерными периодами есть закономерный итог действия теплопроводности. Именно такие возмущения с двумя доминирующими периодами в спектре наблюдаются на практике.

4.4 Разделение акустического импульса

В заключение продемонстрируем физическое 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 4.4 справа. В каждый момент времени часть спектра, лежащая правее минимума $k_1 = 0.066 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$, имеет форму, близкую к гауссовой, как и первоначальный импульс. Соответствующая часть спектра $F_1(k, t) = F(k)e^{-\delta(\infty)t}$ определяет короткое возмущение, длинное определяется спектром $F_2(k, t) = F(k)(e^{-\delta(k)t} - e^{-\delta(\infty)t})$. Параметры разделенных пакетов показаны на рисунке 4.9.

Как и ожидалось, первый пакет дает период и время, близкие к параметрам первого максимума в спектре неразделенного возмущения (рисунок 4.9 слева). Время для второго пакета также принимает значения, близкие ко времени второго максимума. На первый взгляд кажется выбивающимся из общей картины период второго пакета. 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 их максимумы сближаются, первый незначительно, а второй существенно. При $x < 55$ Мм второй максимум имеет небольшую высоту, поэтому дает только небольшую поправку к первому максимуму, приводя к его расширению и небольшому увеличению периода, что и наблюдается также в таблице 3. Со временем второй максимум растет (рисунок 4.4) и при $x > 55$ Мм формирует отдельный период.

Разделение пакетов мы произвели, основываясь на свойствах дисперсии и затухания акустических волн, явно определяемых минимумом групповой скорости. В данном случае мы использовали этот минимум на оси волновых

чисел (рисунок 4.4). Волновые числа, лежащие правее минимума, как было найдено ранее, дают волны, затухающие однородно по значениям волнового числа. Эта часть спектра определяет возмущение гауссовой формы, со временем только уменьшающееся по величине. В этой части спектра практически отсутствует дисперсия. Как результат, мы получаем затухающий импульс, по форме совпадающий с начальным импульсом. Он имеет один и тот же максимум в спектре на различных расстояниях от источника и распространяется с постоянной скоростью. Именно это мы видим, рассматривая параметры короткого импульса в неразделенном возмущении. Таким образом, можно действительно утверждать, что минимум групповой скорости служит границей спектров двух импульсов. Именно по этому минимуму проходит граница спектров, как показано на рисунке 4.4.

Разделение мы провели в спектре, но возможно и разделение самих физических возмущений, то есть разделение акустического возмущения плотности плазмы на два отдельных импульса. Спектральное и физическое разделение возмущения показано на рисунке 4.10. Спектры показывают, что разделение проходит по минимуму групповой скорости k_1 . Гармоники с волновыми числами $k > k_1$ формируют короткий период в спектре акустического возмущения, гармоники с $k < k_1$ формируют длинный период. Временные сигналы показывают характер распространения максимумов. Сигнал с большой продолжительностью, создающий длинный максимум, движется быстрее. Короткий сигнал быстрее затухает. Эти наглядные свойства двух составляющих исходного акустического возмущения полностью соответствуют параметрам максимумов из таблицы 4.1, которые получены из вейвлет-анализа.

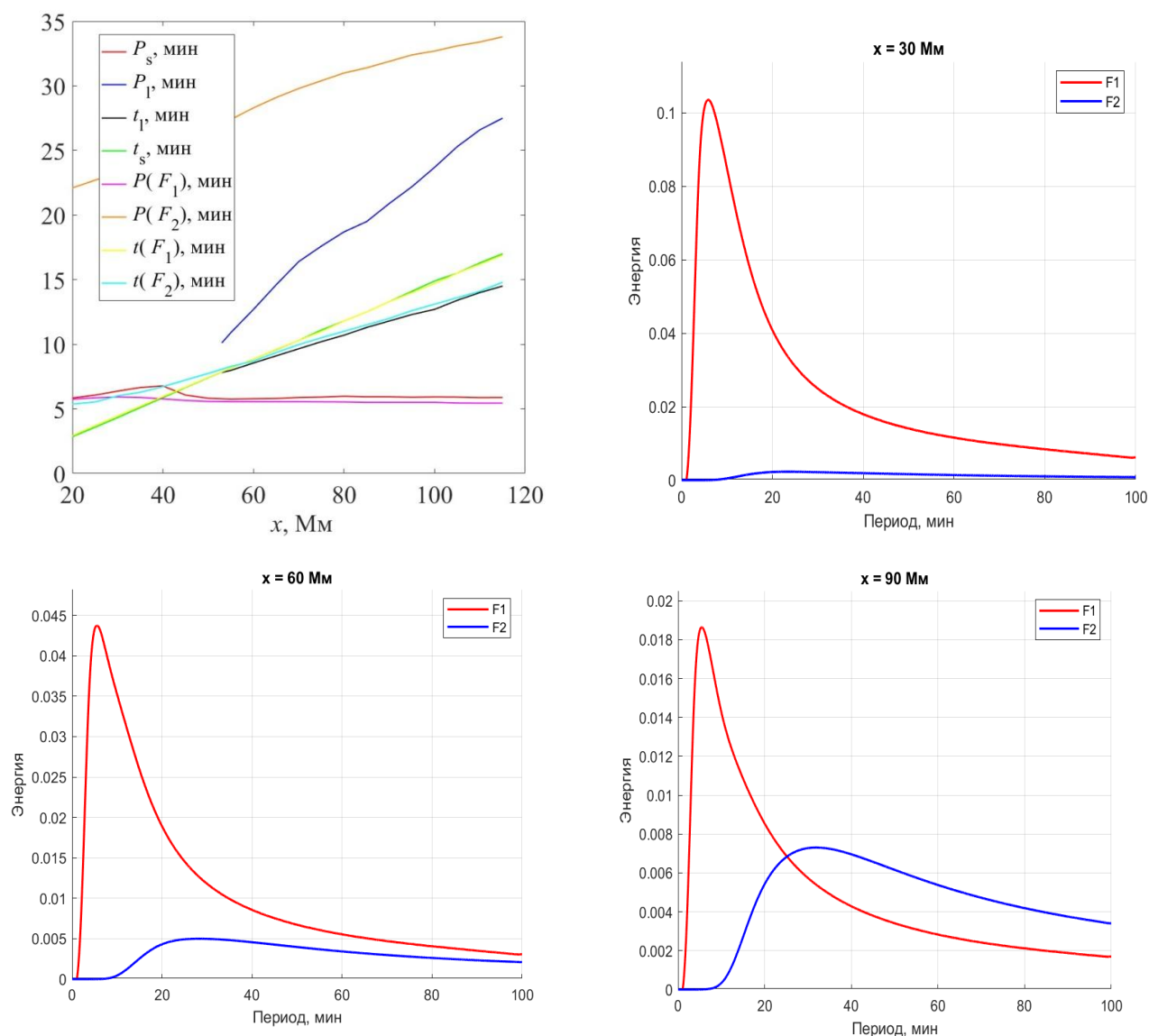


Рисунок 4.9 Параметры неразделенного и разделенных возмущений на расстоянии x от источника и изменение распределения плотности энергии по периодам. Параметры первого из разделенных импульсов, составленного из короткопериодических гармоник, практически полностью совпадают с параметрами первого максимума в спектре неразделенного возмущения. Период второго значительно отличается от второго максимума, однако при сложении импульсов мы получаем и первый, и второй максимумы. Распределение плотности энергии по периодам показывает, что второй импульс проявляет себя в параметрах только при больших x . На малых расстояниях он только вносит небольшое изменение в первый максимум. Параметры: $T_0 = 1$ МК и $n_0 = 0.4 \cdot$

$$10^{15} \text{ м}^{-3}$$

4.5 Новый взгляд на природу волн сжатия

Используя модель неадиабатических акустических волн, мы показали, что дисперсия и неравномерное затухание, зависящее от частоты колебаний, ведет к появлению двух максимумов в спектре начального акустического возмущения имеющего форму сильно локализованного импульса. Для характерных для короны температур от 0.5 до 2.5 МК время затухания и периоды колебаний находятся в интервале от 3 до 30 минут, где лежат периоды большинства наблюдаемых волн сжатия. Колебания быстро затухают в основном под действием теплопроводности. Вопрос - могут ли описываемые здесь возмущения объяснить волны сжатия, наблюдаемые в короне?

Заметим, что продолжительность наблюдаемых колебаний с длинным периодом около 20-30 минут, в то время как общее время наблюдения волн сжатия обычно составляет 2-3 часа. Чтобы преодолеть данное затруднение, рассмотрим внимательно свойства наблюдаемых волн сжатия. Первое - нерегулярность величины периодов в течение всего времени наблюдения. Второе - несоответствие между формой наблюдаемых сигналов и квазипериодических колебаний с небольшим количеством гармонических составляющих. Третье - скорость распространения волн сжатия существенно меньше звуковой скорости в соответствующих физических условиях.

Одно из первых наблюдений волн сжатия в корональных петлях и их подробный анализ был сделан в работе Де Мортель и др. [23]. Было отмечено, что в течение 23 минут наблюдаемый период менялся от 3 до 7 минут. Среднее значение составило 5 мин. Временной сигнал имеет признаки периодичности, но при этом максимумы имеют острые вершины, аналогично тем, которые наблюдались в работе Бергмапса и Клетта [18]. Явление идентифицировалось как волна с периодом в 5 мин, однако очевидно присутствие в сигнале высоких гармоник, а также нерегулярность периода. Сигнал и его спектр мало похожи на гармоническое колебание.

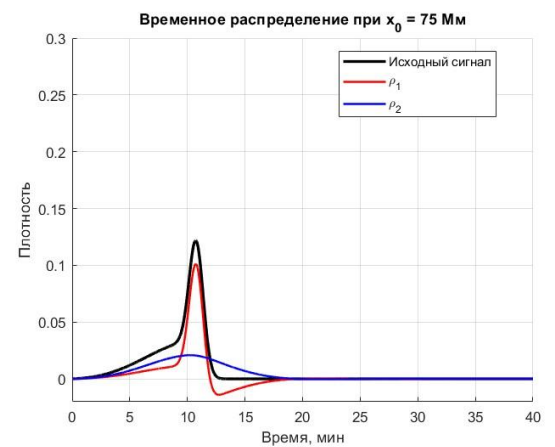
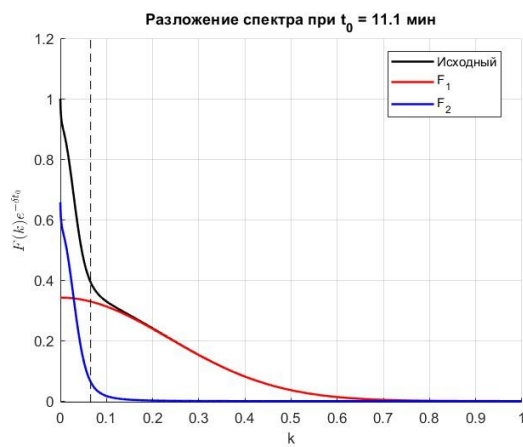
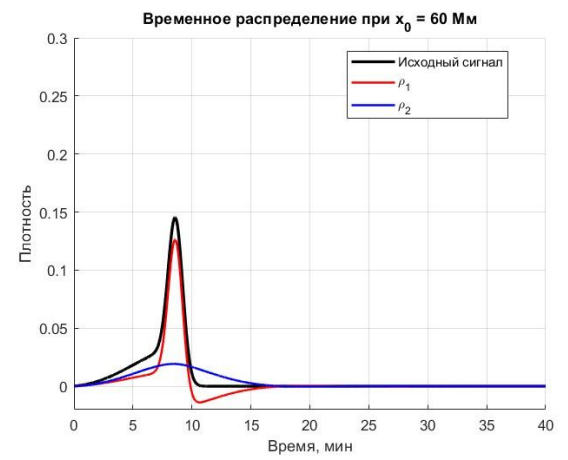
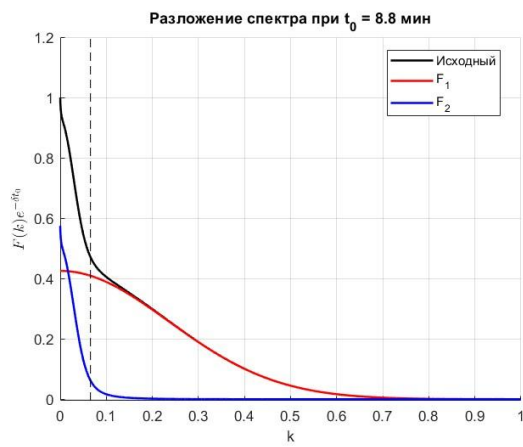
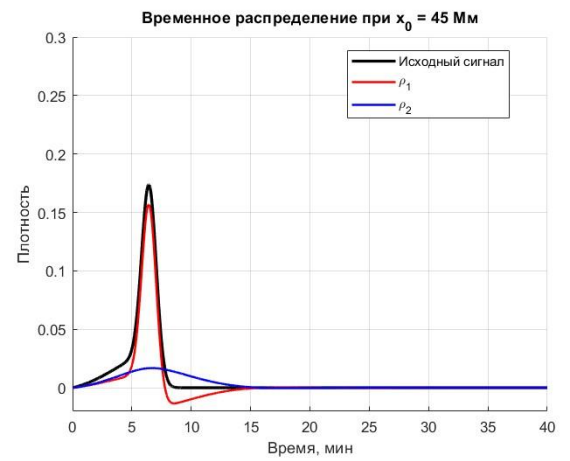
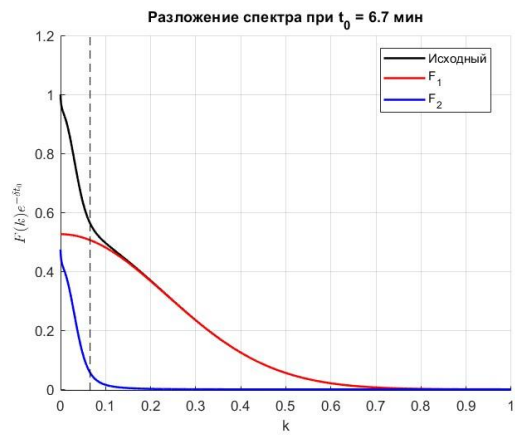
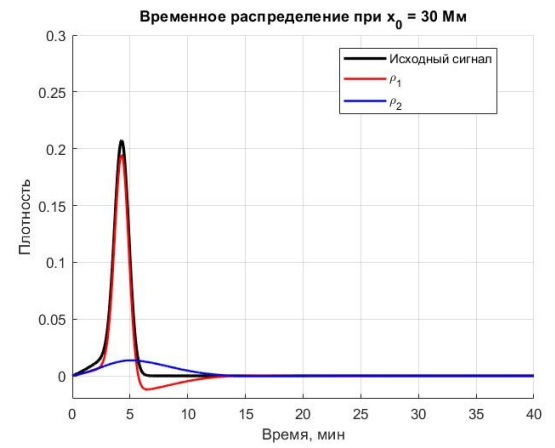
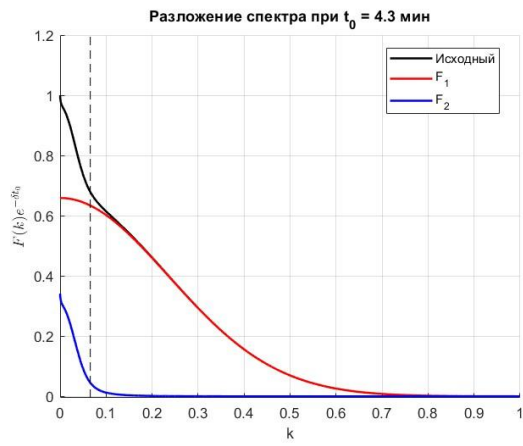


Рисунок 4.10. Разделение спектра (слева) и временного сигнала (справа) на разных расстояниях от источника. Параметры: $T_0 = 1$ МК и $n_0 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$

Скорее, имеются возмущения с широким спектром. Наличие высоких частот подтверждается тем, что между колебаниями интенсивности и доплеровского смещения имеется слабая корреляция [69].

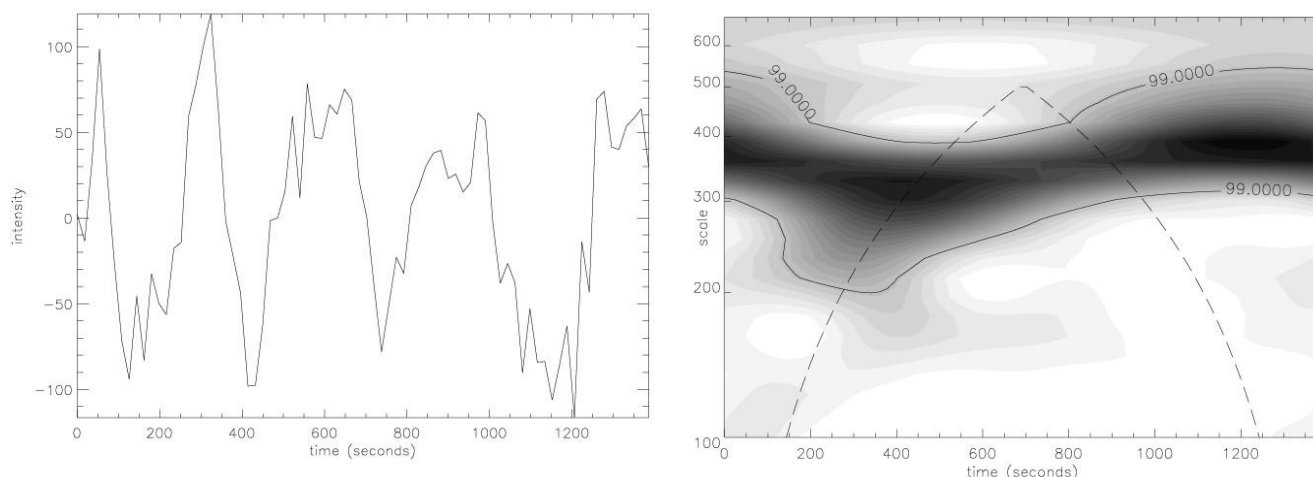


Рисунок 4.11. Временной сигнал интенсивности и его вейвлет – спектр, регистрируемый в теплых корональных петлях активных областей. Из работы Де Мортель и др. [23]

Похожий вид имеют все явления, описанные в разделе 1 и названные волнами сжатия. Они имеются, в частности, в работах [102], [67], [103]. Во всех случаях скорость волны меньше звуковой. Приведем типичный пример наблюдения из работы Банержи и др. [12] (рисунок 4.12). Временной сигнал мало похож на сумму двух гармонических колебаний, хотя представляется как волна сжатия с двумя периодами. Доминирующие периоды определяются по максимумам глобального спектра. Зеленым цветом мы отмечаем то, как можно интерпретировать явление, если принять концепцию генерации двухпериодических колебаний из начального локализованного импульса.

Здесь показаны две возможные пары максимумов. Каждая пара состоит из продолжительного длинного периода и скоротечного короткого. Вместе они образуют спектральную структуру в форме треугольника.

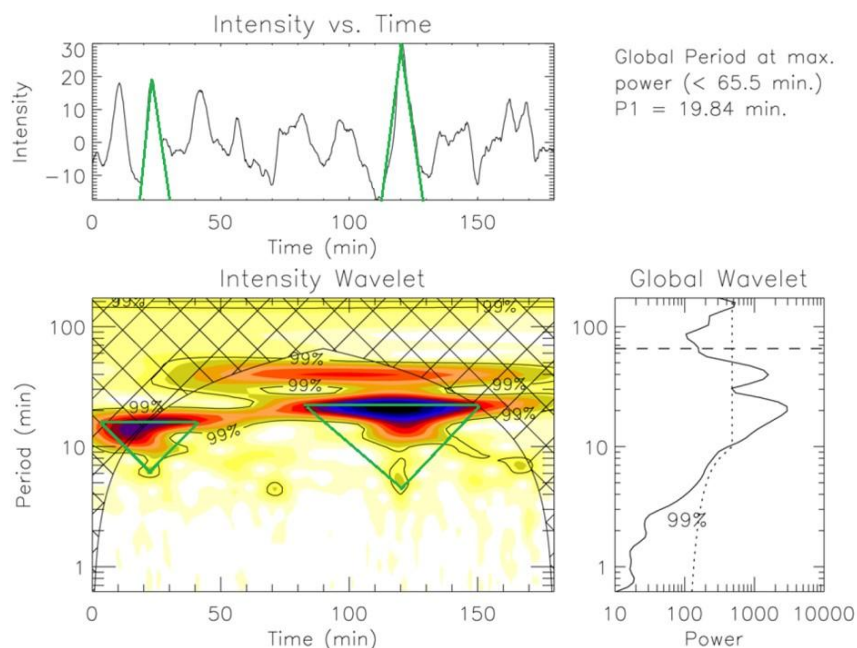


Рисунок 4.12. Временной сигнал интенсивности и его вейвлет-спектр из работы Банержи и др. [12]. Наряду с протяженными во времени большими максимумами имеются небольшие максимумы, имеющие вид небольших светлых пятен и лежащие ниже больших. Треугольниками на спектре обозначены пары максимумов с коротким и длинным периодами. Длинный период имеет большую продолжительность, колебания с короткими периодами быстро затухают

На рисунке 4.4 была продемонстрирована общая закономерность эволюции пары волновых пакетов, «волн-двойников». Пакет с короткопериодическими гармониками слабодиспергирует и быстро затухает. Пакет с длиннопериодическими гармониками сильно расплывается и затухает медленно. Отсюда большая продолжительность длинного периода и быстрое исчезновение короткого. Именно это мы видим в рассматриваемом примере.

Проведенное нами исследование эволюции локализованного возмущения и анализ двухпериодических колебаний позволяют сделать следующее предположение о природе волн сжатия. Наблюдаемое явление состоит из нескольких последовательных или одновременных независимых локализованных возмущений, генерируемых импульсами в основании короны. На определенном расстоянии от источника каждое возмущение трансформируется в набор из двух

волновых пакетов с разными периодами, но имеющих одинаковую скорость. Эта скорость всегда меньше скорости звука. В течение длительного времени сигнал сохраняет форму, в которой можно выделить две компоненты с коротким и длинным периодом. Разделение возмущения на две волны-двойники обусловлено действием теплопроводности, что и определяет наблюдаемые периоды. Нагрев и охлаждение оказывают заметное влияние на длинный период. Периоды также зависят от начальной длительности импульса. Наше предположение основано на многочисленных свидетельствах того, что источником начального импульса являются мелкомасштабные возмущения в нижней атмосфере. Оно не исключает возможности существования периодических возмущений, источники которых, за редким исключением, необходимо искать.

Таким образом, мы предлагаем разделить так называемые волны сжатия на отдельные импульсные возмущения вместо того, чтобы искать в их временных сигналах гармоническую огибающую. В спектре каждого отдельного возмущения, согласно новой модели, имеются короткие и длинные периоды, причем длительность колебаний порядка периода. Обратим внимание на расположение максимумов на рисунке 4.12. Оно характерно для других примеров. Наряду с протяженными во времени большими максимумами имеются небольшие максимумы, имеющие вид небольших светлых пятен и лежащие ниже больших. Эти небольшие максимумы показывают быстрозатухающие короткопериодические колебания, и они повторяются с интервалом, характерным для больших максимумов. Мы предполагаем, что именно эти небольшие максимумы составляют пары для больших. Колебания и долгопериодических колебаний в целом быстро затухают, поэтому длительность самого возмущения определяется большим периодом и в наблюдениях составляет 20-30 минут. Из этого следует, что двухпериодические колебания существуют всего 20-30 минут, далее мы наблюдаем другие двухпериодические колебания с другой парой периодов. Цепочка импульсных возмущений дает цепочку двухпериодических колебаний, эти периоды могут совпадать или не совпадать в зависимости от свойств исходных импульсов.

Сформулированное предположение мы обосновываем тремя обстоятельствами, указанными выше, структурой наблюдаемых сигналов, нерегулярностью периодов. Однако требуется дополнительный анализ сигналов, который показал бы, зависят ли локализованные возмущения, составляющие наблюдаемые сигналы, друг от друга или независимы. Также стоит задача выявления отдельных локализованных возмущений. Подобный анализ может быть предметом отдельного исследования двухпериодических колебаний, находит подтверждение продолжительность начального импульса, оцененная нами в 1-10 мин. Последние наблюдения мелкомасштабных уярчений в хромосфере, которые можно принять за свидетельства источников импульсов, показывают 2-4 мин [112].

Термин «волна сжатия» по-прежнему себя оправдывает, поскольку представляет собой уплотнение плазмы. При условии, что волна здесь понимается не в узком смысле как периодическое возмущение, а в широком смысле как возмущение плотности, которое может иметь любую пространственно-временную форму. Тогда явление в целом может рассматриваться как последовательность локализованных волн. Их источником тогда должны быть некие повторяющиеся события в нижней атмосфере. Свидетельства таких событий упомянуты выше.

Пары периодов, генерируемых в процессе эволюции локализованного начального возмущения, зависят не только от параметров корональной плазмы, но и от свойств самого возмущения (рисунок 4.6). Следовательно, периоды, а также их продолжительность, содержат в себе информацию о начальном возмущении. Задача корональной сейсмологии таким образом расширяется и предоставляет возможность диагностики не только короны, но и областей нижней атмосферы, где генерируются начальные возмущения.

4.6 Выводы к Главе 4

В данной главе проведено моделирование динамики локализованного акустического импульса, представляющего возмущение, генерируемого у нижней границы короны и распространяющегося вверх. Исследование проведено с использованием вейвлет-анализа. Получены спектры возмущений, получающихся в короне из начальных локализованных импульсов под действием теплопроводности, нагрева и радиационного охлаждения.

По мере перемещения в короне возмущение претерпевает изменения, акустический импульс разделяется на два отдельных акустических возмущения, имеющих свой максимум в спектре. Таким образом, генерируются двухпериодические возмущения. Для типичных корональных значений плотности и температуры получаются короткие периоды до 10 мин и длинные в 10-30 мин. Короткопериодические возмущения имеют небольшую длительность и сильное затухание. Длиннопериодические имеют большую длительность и слабое затухание.

Заключение

Отметим, что нам удалось построить простую модель неадиабатических акустических волн, которая уточняет и объясняет ряд важных наблюдений. В ней все неадиабатические эффекты строго определены, а именно, используется классическая теплопроводность, общепринятая функция излучения CHIANTI и постоянная удельная функция нагрева. Последнее вызывает вопросы, однако: а) оно дает вполне адекватные результаты; б) нет общепринятых альтернативных вариантов функции нагрева. В этом смысле, а также в своей простоте, модель имеет сходство с широко известной и часто используемой в корональной сейсмологии моделью корональных петель, представляющей собой однородную магнитную трубку.

Использование глобальной аналитической функции излучения, построенной при помощи кубических сплайнов, позволило исследовать поведение акустических волн на всем интервале температур, свойственным наблюдаемым корональным петлям и корональным дырам. Для параметров корональной плазмы точно определена область возможной неустойчивости, подтверждаемую другими работами. Были установлены области, где поведение волны сильно различается, от нераспространения к повышенному затуханию, далее к пониженному затуханию, затем к неустойчивости, наконец, снова к нераспространению. Такая картина объективно обусловлена свойствами функции излучения CHIANTI.

На примере продольных колебаний горячих корональных петель показано, что результаты, полученные с применением новой модели, соответствуют данным наблюдений и, следовательно, могут использоваться для уточнения некоторых данных. Модель объясняет быстрое затухание продольных волн в теплых корональных петлях действием не только теплопроводности, как это обычно считается, но и нагрева/охлаждения. Нагрев и охлаждение оказывают существенное влияние на поведение волн с большими периодами, что подтверждается результатами других работ.

Модель уточняет эффект частотной зависимости затухания, определяя значения длины и времени затухания в области больших периодов. Показано, что групповая скорость акустической волны имеет два минимума, которые теоретически дают возможность появления колебаний с двумя периодами. Практическое значение имеет один из них, обусловленный действием теплопроводности. Этот минимум связан со временем термической релаксации среды. Он разделяет периоды на две области, в которых свойства акустических волн оказываются диаметрально противоположными. В одной из них волны имеют высокую дисперсию, но слабое затухание, во второй - низкую дисперсию и сильное затухание.

Новый подход позволяет преодолеть перечисленные выше затруднения, связанные с описанием волн сжатия, объяснить происхождение наблюдаемых пар максимумов спектра, в том числе происхождение длинного периода, долгое время считавшегося загадкой. Волны сжатия, распространяющиеся в корональных петлях и корональных дырах от основания короны вверх, могут генерироваться у нижней границы короны возмущениями, имеющими форму импульсов. Такая возможность подтверждается многочисленными наблюдениями возмущений с малыми пространственно-временными масштабами в хромосфере и вблизи нижней границы короны.

Два выраженных максимума в спектре волн сжатия, названные коротким и длинным периодами, появляются в спектре начального импульсного возмущения благодаря эффекту обобщенной неравномерности затухания и дисперсии. В этом процессе ключевую роль играет теплопроводность, однако нагрев и охлаждение в значительной мере определяют величину длинного периода. Приемлемое вычисление периодов не может быть проведено без учета нагрева и охлаждения.

Разделение спектра на два отдельных максимума приводит к реальному разделению начального возмущения на две отдельные волны, при наблюдении демонстрирующие два отдельных временных сигнала. Эти сигналы имеют различную длительность, соответствующую их периодам, сигнал с коротким периодом имеет короткую продолжительность, второй - большую. Как результат,

временной сигнал приобретает характерную треугольную форму с узкой вершиной и широким основанием. Со временем в силу неравномерности затухания сигнал с коротким периодом исчезает.

Практически все наблюдения волн сжатия показывают, что в регистрируемых временных сигналах имеются острые всплески. В спектре содержатся максимумы, продолжительность которых сравнима с периодом, и в течение всего времени наблюдения регистрируемые периоды могут несколько раз меняться. Иными словами, периоды характеризуются нерегулярностью значений. Указанные свойства, а также тот факт, что волны сжатия имеют скорость, значительно меньше звуковой, позволяют сделать следующее предположение. Волны сжатия, регистрируемые как последовательность максимумов во временном сигнале, представляют собой последовательность отдельных локализованных возмущений, рождающихся в процессе эволюции импульсов, генерируемых в нижней атмосфере или у нижней границы короны.

Есть основания предполагать, что каждый наблюдаемый в волнах сжатия всплеск интенсивности вызывается отдельным возмущением, порождаемым одним из акустических импульсов, которые один за другим генерируются спикулами у нижней границы короны. В процессе движения они делятся на две части, короткие и длинные, которые движутся рядом и имеют различную длину затухания. Таким образом, генерируемые спикулами акустические импульсы могут участвовать в нагреве различных слоев нижней короны.

Список литературы

1. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы. Под ред М.А. Леонтовича. Вып. 1. – М.: Госатомиздат, 1963. С. 193.
2. Гинзбург В.Л. Об общей связи между поглощением и дисперсией звуковых волн // Акуст. журн. 1955. Т. 1. Вып. 1. С. 31.
3. Дертеев С.Б., Гаваев Б.С., Шивидов Н.К., Михалев Б.Б. Радиационное затухание медленных магнитозвуковых волн в короне звезд // Ученые зап. физ. фак-та МГУ. – 2022. 2260801.
4. Михалев Б.Б., Веселовский И.С., Хонгорова О.В. Влияние излучения на поведение МГД-волн в солнечной короне // Астрономический вестник. – 2013. – Т. 47, № 1. – С. 53–60.
5. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. –М.: Мир, 1965. – 212 с.
6. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. –М.: Физматлит, 2018. –392 с.
7. Степанов А. В., Зайцев В. В., Накаряков В. М. Корональная сейсмология // УФН. 2012. – Т. 182. – Вып. 9. – С. 999–1005.
8. Arregui T., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M. Bayesian evidence for two slow-wave damping models in hot coronal loops // Astron. Astrophys. – 2023. – V. 677. A23.
9. Aschwanden M.J. Coronal MHD waves and oscillations: observations and quests // Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. – 2006. – V. – 364. – P. 417–432.
10. Aschwanden M.J., Terradas J. The effect of radiative cooling on coronal loop oscillations // Astrophys. J. – 2008. – V. 686. L127.
11. Banerjee D., O'Shea E., Doyle J.G. Long-period oscillations in polar plumes as observed by CDS on SOHO // Sol. Phys. – 2000. – V. 196. – P. 63–78.
12. Banerjee D., Gupta G.R., Teriaca L. Propagating MHD waves in coronal holes // Space Sci. Rev. – 2011. – V. 158. – P. 267–288.
13. Banerjee D. MHD waves in coronal holes / Banerjee D., Krishna Prasad S. // Low-Frequency Waves in Space Plasmas / ed. by Keiling A., Lee D.-H., Nakariakov V. M. -

John Wiley and Sons, AGU, 2016. – P. 419–430.

14. Banerjee D., Krishna Prasad S., Pant V., McLaughlin J.A., Antolin P., Magyar N., Ofman L., Tian H., Van Doorselaere T., De Moortel L., Wang T.J. Magnetohydrodynamic waves in open coronal structures // *Space Sci. Rev.* – 2021. – V. 217. 76.
15. Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.L. Dispersion of slow magnetoacoustic waves in the active region fan loops introduced by thermal misbalance // *Sol. Phys.* – 2021. – V. 296. 122.
16. Belov S.A., Goffrey T., Arber T.D., Kolotkov D.Y. Non-local thermal transport impact on compressive waves in two-temperature coronal loops // *Astron. Astrophys.* – 2025. – V. 693. A186.
17. Bembitov D.B., Derteev S.B., Shividov N.K., Mikhalyev B.B. Acoustic waves in a rarefied high-temperature plasma // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2023. – V. 86, № 10. – P. 2217–2223.
18. Bergmans D., Clette F. Active region EUV transient brightenings // *Sol. Phys.* 1999. – V. 186. – P. 207–229.
19. Berghmans D., Auchere F., Long D.M., Soubrie E., Mierla M., Zhukov A.N., Schiindle U., Antolin P., Harra L., Parenti S., et al. Extreme-UV quiet sun brightenings observed by the Solar Orbiter/EUI // *Astron. Astrophys.* – 2021. – V. 656. L4.
20. Botha Arber T.D., Nakariakov V.M., Zhugzhda Y.D. Chromospheric resonances above sunspot umbrae // *Astrophys. J.* – 2011. – V. 728. 84.
21. Carbonell M., Oliver R., Ballester J.L. Time damping of linear non-adiabatic magnetohydrodynamic waves in an unbounded plasma with solar coronal properties // *Astron. Astrophys.* – 2004. – V. 45. – P. 739–750.
22. Claes N., Keppens R. Thermal stability of magnetohydrodynamic modes in homogeneous plasmas // *Astron. Astrophys.* – 2019. – V. 624. A96.
23. De Moortel I., Ireland J., Walsh R. Observation of oscillations in coronal loops // *Astron. Astrophys.* – 2000. – V. 355, №2. L23–L26.
24. De Moortel I., Ireland J., Walsh R., Hood A.W. Longitudinal intensity oscillations in coronal loops observed with TRACE I. Overview of measured parameters // *Sol.*

Phys. – 2002. – V. 209. – P. 61-88.

25. De Moortel I., Hood A.W., Ireland J., Walsh R. Longitudinal intensity oscillations in coronal loops observed with TRACE II. Discussion of measured parameters // Sol. Phys. – 2002. – V. 209. P. 89–108.

26. De Moortel L, Ireland J., Hood A. W., Walsh R. W. The detection of 3 and 5 min period oscillations in coronal loops // Astron. Astrophys. – 2002. – V. 387, № 1. L13–L16.

27. De Moortel L, Hood A.W. The damping of slow MHD waves in solar coronal magnetic fields // Astron. Astrophys. – 2003. – V. 408. – P. 755–765.

28. De Moortel L, Hood A.W. The damping of slow MHD waves in solar coronal magnetic fields II. The effect of gravitational stratification and field line divergence // Astron. Astrophys. - 2004. - V. 415, № 2. –P. 705–715.

29. De Moortel I. An overview of coronal seismology // Roy. Soc. London. Trans. Ser. A. – 2005. – V. 363. – P. 2743–2760.

30. De Moortel I. Longitudinal waves in coronal loops // Space Sci. Rev. – 2009. – V. 149. P. 65–81.

31. De Moortel I., Nakariakov V.M. Magnetohydrodynamic waves and coronal seismology: an overview of recent results // Phil. Trans. Roy. Soc. A. – 2012. – V. 370. – P. 3193–3216.

32. De Moortel L, Browning P. Recent advances in coronal heating // Phil. Trans. R. Acad. Sci. A. – 2015. – V. 373. 20140269.

33. 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.

34. De Pontieu B., McIntosh S.W., Carlsson M., et al. The Origins of Hot Plasma in the Solar Corona // Science. –2011. –331. 55.

35. De Pontieu B., De Moortel I., Martinez-Sykora J., McIntosh S.W. Observations and numerical models of solar coronal heating associated with spicules // Astrophys. J. – 2017. – V. 845. L18.

36. DeForest C.E., Gurman J.B. Observation of quasi-periodic compressive waves in solar polar plumes // Astron. J. – 1998. – V. 501. L217.

37. Del Zanna G., Dere K.P., Young P.R., Landi E. CHIANTI — an atomic database for emission lines. XVI. Version 10, further extensions // *Astrophys. J.* – 2021. – V. 909, № 1. 38.
38. Dere K.P., Landi E., Mason H.E., Monsignori Fossi B.C., Young P.R. CHIANTI—An atomic database for emission lines. I. Wavelengths greater than 50 Å // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 1997. – V. 125, № 1. – P. 149–173.
39. Dere K. P., Landi E., Young P.R., Del Zanna G., Landini M., Mason H.E. CHIANTI—An atomic database for emission lines IX. Ionization rates, recombination rates, ionization equilibria for the elements hydrogen through zinc and updated atomic data // *Astron. Astrophys.* – 2009. – V. 498, № 3. – P. 915–929.
40. Derteev S.B., Sapraliev M.E., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B. Propagation of acoustic waves in coronal plasma // *Geomagnetism and Aeron.* – 2023. – V. 63, № 8. – P. 1313–1317.
41. 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.
42. 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. 299. 141.
43. Deubner F.-L., Fleck B. Dynamics of the solar atmosphere I. Spatiotemporal analysis of waves in the quiet solar atmosphere // *Astron. Astrophys.* – 1989. – V. 213. 423.
44. Duckenfield T.J., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M. The effect of the magnetic field on the damping of slow waves in the solar corona // *Astron. Astrophys.* – 2021. – V. 646. A155.
45. Dudik J.; Dziftakova, E.; Karlicky M., Kulinova A. The bound-bound and free-free radiative losses for the nonthermal distributions in solar and stellar coronae // *Astron. Astrophys.* – 2011. – V. 529. A103.
46. Edwin P. M., Roberts B. Wave propagation in a magnetic cylinder // *Sol. Phys.* – 1983. – V. 88. – P. 179–191.

47. Erdelyi R., Ballai I. Heating of the solar and stellar coronae: a review // *Astron. Nachr.* – 2007. – V. 328, № 8. – P. 726–733.
48. Fedenev V.V., Nakariakov V.M., Anfinogentov S.A. Slow magnetoacoustic waves in smoothly nonuniform coronal plasma structures // *Sol. Phys.* – 2024. – V. 299. 2.
49. Field G.B. Thermal instability // *Astrophys. J.* – 1965. – V. 142, № 2. – P. 531–567.
50. Goddard C.R., Nakariakov V.M., Pascoe D.J. Fast magnetoacoustic wave trains with time-dependent drivers // *Astron. Astrophys.* – 2019. – V. 624. L4.
51. Gupta G.R., Teriaca L., Marsch E., Solanki S.K., Banerjee D. Spectroscopic observations of propagating disturbances in a polar coronal hole: evidence of slow magneto-acoustic waves // *Astron. J.* – 2012. – V. 546. A93.
52. Gupta G.R. Observations of dissipation of slow magneto-acoustic waves in a polar coronal hole // *Astron. Astrophys.* – 2014. – V. 568. A96.
53. Gupta G.R., Subramanian S., Banerjee D., Madjarska M.S., Doyle J.G. Nature of quiet Sun oscillations using data from the Hinode, TRACE, and SOHO spacecraft // *Sol. Phys.* – 2013. – V. 546. 93.
54. Ireland J., Walsh R.W., Harrison R.A., Priest E.R. A wavelet analysis of active region oscillations // *Astron. Astrophys.* – 1999. – V. 347, № 1. – P. 355–365.
55. Jiao F., Xia L., Li B., Huang Z., Li X., Chandrashekhar K., Mo H., Fu H. Sources of quasi-periodic propagating disturbances above a solar polar coronal hole // *Astrophys. J. Lett.* – 2015. – V. 809. L17.
56. Klimchuk J.A., Patsourakos S., Cargill P.J. Highly efficient modeling of dynamic coronal loops // *Astrophys. J.* – 2008. – V. 682, № 2. – P. 1351–1362.
57. Klimchuk J.A. Key aspects of coronal heating // *Phil. Trans. R. Acad. Sci. A.* – 2015. – V. 373. 20140256.
58. Klimchuk J.A., Knizhnik K.J., Uritsky V.M. Observational signatures of coronal heating in magnetohydrodynamic simulations without radiation or a lower atmosphere // *Astrophys. J.* – 2023. – V. 942. 10.
59. Kolotkov D.Y., Smirnova V.V., Strekalova P.V., Riekhokainen A., Nakariakov V.M. Long-period quasi-periodic oscillations of a small-scale magnetic structure on the

Sun // *Astron. Astrophys.* – 2017. – V. 598. L2.

60. 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.

61. Kolotkov D.Y., Duckenfield T.J., Nakariakov V.M. Seismological constraints on the solar coronal heating function // *Astron. Astrophys.* – 2020. – V. 644. A33.

62. Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Moss G., Shellard P. Fast magnetoacoustic wave trains: from tadpoles to boomerangs // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2021. – V. 505, № 3. – P. 3505–3513.

63. Kolotkov D.Y., Zavershinskii D.L., Nakariakov V.M. The solar corona as an active medium for magnetoacoustic waves // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2021. – V. 63. 124008.

64. Kolotkov D.Y. Coronal seismology by slow waves in non-adiabatic conditions // *Front. Astron. Space Sci.* – 2022. – V. 9. 1073664.

65. Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Fihosy J.B. Stability of slow magnetoacoustic and entropy waves in the solar coronal plasma with thermal misbalance // *Physics.* – 2023. – V. 5, № 1. – P. 193–204.

66. Krishna Prasad S., Banerjee D., Gupta G.R. Propagating intensity disturbances in polar corona as seen from AIA/SDO // *Astron. Astrophys.* – 2011. – V. 528. L4.

67. Krishna Prasad S., Banerjee D., Singh J. Oscillations in active region fan loops: observations from EIS/Hinode and AIA/SDO // *Sol. Phys.* – 2012. – V. 281. 67.

68. Krishna Prasad S., Banerjee D., Van Doorselaere T., Singh J. Omnipresent long-period intensity oscillations in open coronal structures // *Astron. Astrophys.* – 2012. – V. 546. A50.

69. Krishna Prasad S., Banerjee D., Van Doorselaere T. Frequency-dependent in propagating slow magneto-acoustic waves // *Astrophys. J.* – 2014. – V. 789, № 2. 118.

70. Krishna Prasad S., Van Doorselaere T. Compressive oscillations in hot coronal loops: are sloshing oscillations and standing slow waves independent? // *Astrophys. J.* – 2021. – V. 914. 81.

71. Krishna Prasad S., Van Doorselaere T. Modeling the propagation of slow

- magnetoacoustic waves in a multistranded coronal loop // *Astrophys. J.* – 2024. – V. 970. 58.
72. Kumar S., Nakariakov V.M., Moon Y.-J. Effect of a radiation cooling and heating function on standing longitudinal oscillations in coronal loops // *Astrophys. J.* – 2016. – V. 824. 8.
73. Landi E., Landini M. Radiative losses of optically thin coronal plasmas // *Astron. Astrophys.* –1999. – V. 347. – P. 401–408.
74. Landi E., Del Zanna G., Young P.R., Dere K.P., Mason H.E., Landini M. CHIANTI—An atomic database for emission lines. VII. New data for X-rays and other improvements // *Astrophys. J. Supp. Ser.* – 2006. – V. 162. – P. 261–280.
75. Lee G.R., Gommers R., Waselewski F., Wohlfahrt K., O’Leary A. PyWavelets: A python package for wavelet analysis // *J. Open Source Software.* – 2019. –V. 4, № 36. 1237.
76. Lionello R., Winebarger A.R., Mok Y., Linker J.A., Mikic Z. Thermal non-equilibrium revisited: a heating model for coronal loops // *Astrophys. J.* – 2013. – V. 773, № 2. 134.
77. Mandal S., Magyar N., Yuan D., Van Doorselaere T., Banerjee D. Forward modeling of propagating slow waves in coronal loops and their frequencydependent damping // *Astrophys. J.* – 2016. – V. 820, № 1. 13.
78. Mankaeva G.A., Derteev S.B., Mikhalyaev B.B., Bembitov D.B. Damping of fast magnetoacoustic oscillations in the solar coronal loops // *Geomagnetism and Aeron.* – 2017. – V. 57, № 8. – P. 1023–1027.
79. Marmolino C., Severino G. Phases and amplitudes of acoustic-gravity waves I. Upward and downward solutions // *Astron. Astrophys.* –1991. –V. 242. –P. 271–278.
80. Marsh M.S., Walsh R.W., Bromage B.J.L A wavelet analysis of quasi- periodic variability across a solar coronal hole region // *Astron. Astrophys.* – 2002. – V. 393, № 2. – P. 649–659.
81. Marsh M.S., Walsh R.W., Plunkett S. Three - dimensional coronal slow modes: towards three - dimensional seismology // *Astrophys. J.* – 2009. V. – 697, № 2. – P. 1674–1680.

82. Meadowcroft R.L., Zhong S., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M.: Observation of a propagating slow magnetoacoustic wave in a coronal plasma fan with SDO/AIA and SolO/EUI // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2024. – V. 527. – P. 5302–5310.
83. 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 // *Sol. Phys.* – 2023. – V. 298. 102.
84. Muschietti L., Dum C.T. Real group velocity in a medium with dissipation // *Physio Fluids B.* – 1993. – V. 5, № 5. –P. 1383–1397.
85. Nakariakov V.M., Ofman L., Deluca E.E., Roberts B., Davila J.M. TRACE observation of damped coronal loop oscillations: Implications for coronal heating // *Science.* – 1999. – V. 285. – P. 862–864.
86. Nakariakov V.M., Verwichte E., Berghmans D., Robbrecht E. Slow magnetoacoustic waves in coronal loops // *Astron. Astrophys.* – 2000. – V. 362. – P. 1151 – 1157.
87. Nakariakov V.M., Ofman L. Determination of the coronal magnetic field by coronal loop oscillations // *Astron. Astrophys.* – 2001. – V. 372, № 3. L53–L56.
88. Nakariakov V.M., Pascoe D.J., Arber T.D. Short quasi-periodic MHD waves in coronal structures // *Space Sci. Rev.* – 2005. –V. 121. – P. 115125.
89. Nakariakov V.M., Afanasyev A.N., Kumar S., Moon Y.-J. Effect of local thermal equilibrium misbalance on long-wavelength slow magnetoacoustic waves // *Astrophys. J.* – 2017. – V. 849, № 1. 62.
90. Nakariakov V.M., Kosak M.K., Kolotkov D.Y., Anfinogentov S.A., Kumar P., Moon Y.-J. Properties of slow magnetoacoustic oscillations of solar coronal loops by multiinstrumental observations // *Astrophys. J. Lett.* – 2019. – V. 874, № 1. L1.
91. Nakariakov V.M., Kolotkov D.Y. Magnetohydrodynamic waves in the solar corona // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* – 2020. – V. 58. – P. 441 – 481.
92. Narain U., Ulmschneider P. Chromospheric and coronal heating mechanisms. II // *Space Sci. Rev.* – 1996. – V. 75, № 3. – P. 453–509.
93. Nistico G., Pascoe D.J., Nakariakov V.M. Observation of a high-quality quasi-periodic rapidly propagating wave train using SDO/AIA // *Astron. Astrophys.* – 2014. –

V. 569. A12.

94. Ofman L., Romoli M., Poletto G., Noci G., Kohl J.L. Ultraviolet Coronagraph Spectrometer observations of density fluctuations in the solar wind // *Astrophys. J.* – 1997. –V. 491, № 2. L111.
95. Ofman L., Nakariakov V.M., DeForest G.E. Slow magnetosonic waves in coronal plumes // *Astrophys. J.* – 1999. – V. 514, № 1. – P. 441–447.
96. Ofman L., Nakariakov V.M., Sehgal N. Dissipation of slow magnetosonic waves in coronal plumes // *Astrophys. J.* – 2000. – V. 533, № 2. – P. 1071–1083.
97. Ofman L., Romoli M., Poletto G., Noci G., Kohl J.L. UVCS WLC observations of compressional waves in the south polar coronal hole // *Astrophys. J.* –2000. –V. 529, № 1. –P. 592–598.
98. Ofman L., Wang T. Hot coronal loop oscillations observed by SUMER: slow magnetosonic wave damping by thermal conduction // *Astrophys. J.* –2002. –V. 580, № 1. L85.
99. Oliver R., Ruderman M.S., Terradas J. Propagation and dispersion of transverse wave trains in magnetic flux tubes // *Astrophys. J.* –2014. –V. 789, № 1. 48.
100. Oliver R., Ruderman M.S., Terradas J. Propagation and dispersion of sausage wave trains in magnetic flux tubes // *Astrophys. J.* –2015. –V. 806, № 1. 56.
101. Orange N.B., Chesny D.L., Olusey H.M. Observations of an energetically isolated quiet Sun transient: evidence of quasi-steady coronal heating // *Astrophys. J.* –2015. –V. 810, № 2. 98.
102. O’Shea E., Banerjee D., Doyle J.G. Magnetoacoustic wave propagation in off-limb polar regions // *Astron. Astrophys.* –2006. –V. 452. –P. 1059–1068.
103. Pant V., Doha L., Mazumder R., Banerjee D., Krishna Prasad S., Panditi V. Dynamics of on-disk plumes as observed with the Interface Region Imaging Spectrograph, the Atmospheric Imaging Assembly, and the Helioseismic and Magnetic Imager // *Astrophys. J.* –2015. –V. 807, № 1. 71.
104. Pascoe C.R., Goddard D.J., Nakariakov V.M. Dispersive evolution of nonlinear fast magnetoacoustic wave trains // *Astrophys. J. Lett.* – 2017. –V. 847. L21.
105. Pereira T.M.D., De Pontieu B., Carlsson M. An Interface Region Imaging

- Spectrograph first view on solar spicules // *Astrophys. J. Lett.* –2014. –V. 792. L15.
106. Priest E.R. *Magnetohydrodynamics of the Sun* - UK, Cambridge. Cambridge University Press. –2014. –582 p.
107. Reale F., Landi E. The role of radiative losses in the late evolution of pulse-heated coronal loops/strands // *Astron. Astrophys.* –2012. – V. 543. A90.
108. Reale F. Coronal loops: Observations and modeling of confined plasma // *Living Rev. Sol. Phys.* –2014. – V. 11. 4.
109. Roberts R., Edwin P.M., Benz A.O. On coronal oscillations // *Astrophys. J.* –1984. –V. 279. –P. 857–865.
110. Roberts R. *MHD Waves in the solar atmosphere* - UK, Cambridge. Cambridge University Press. - 2015. - 530 p.
111. Rosner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. Dynamics of the quiescent solar corona // *Astrophys. J.* –1978. –V. 220. –P. 643–665.
112. Sadeghi, R., Tavabi, E. IRIS observational approach to the oscillatory and damping nature of network and internetwork chromosphere smallscale brightening (SSBs) and their unusual dynamical and morphological differences in different regions on the solar disk // *Sol. Phys.* –2024. –V. 299. 106.
113. Samanta T., Pant V., Banerjee D. Propagating disturbances in the solar corona and spicular connection // *Astrophys. J. Lett.* –2015. –V. 815. L16.
114. Skirvin S.J., Samanta T., Van Doorselaere T. Modelling the connection between propagating disturbances and solar spicules. *Astron. Astrophys.* –2024. –V. 689. A135.
115. Srivastava A.K., Kuridze D., Zaqarashvili T.V., Dwivedi B.N. Intensity oscillations observed with Hinode near the south pole of the Sun: leakage of low frequency magneto - acoustic waves into the solar corona // *Astron. Astrophys.* –2008. –V. 481. L95.
116. Srivastava S., Chatterjee P., Dey D., et al. The Relation between Solar Spicules and Magnetohydrodynamic Shocks // *Astrophys. J.* –2025. –V. 989. 39.
117. Stankovic N., Morgan H. Connections Between the quiet corona magnetic topology and the velocity field of propagating disturbances // *Solar Phys.* –2025. –V. 300. 31.

118. 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.
119. Sych R.A., Nakariakov V.M. The pixelised wavelet filtering method to study waves and oscillations in time sequences of solar atmospheric images // Sol. Phys. –2008. –V. 248. 395.
120. Taroyan Y., Erdelyi R. Heating diagnostics with MHD waves // Space Sci. Rev. –2009. –V. 149. –P. 229–254.
121. Torrence C., Compo G.P. A practical guide to wavelet analysis // Bull. Amer. Meteorol. Soc. –1998. –V. 79, № 1. –P. 61–78.
122. Tripathi D., Klimchuk J.A., Mason H.E. Emission measure distribution and heating of two active region cores // Astrophys. J. –2011. –V. 740. 111.
123. Tsiklauri D., Nakariakov V.M., Arber T.D., Aschwanden M.J. Flaregenerated acoustic oscillations in solar and stellar coronal loops // Astron. Astrophys. –2004. – V. 422, № 1. – P. 351–355.
124. Uritsky V.M., DeForest C.E., Karpen J.T., DeVore C.R., Kumar P., Raouafi N.E., Wyper P.F. Plumelets: dynamic filamentary structures in solar coronal plumes // Astrophys. J. –2021. –V. 907, № 1. 1.
125. Verwichte E., Marsh M., Foullon C., Van Doorselaere T., De Moortel I., Hood A.W., Nakariakov V.M. Periodic spectral line asymmetries in solar coronal structures from slow magnetoacoustic waves // Astrophys. J. – 2010. – V. 424. L194.
126. Viall N.M., Klimchuk J.A. Signatures of steady heating in time lag analysis of coronal emission // Astrophys. J. – 2016. – V. 828, № 2. 76.
127. Wang T., Innes D.E., Qiu J. Determination of the coronal magnetic field from hot-loop oscillations observed by SUMER and SXT // Astrophys. J. – 2007. –V. 656, № 1. –P. 598–609.
128. Wang T., Ofman O., Davila J.M., Mariska J.T. Hinode/EIS observations of propagating low-frequency slow magnetoacoustic waves in fan-like coronal loops // Astron. Astrophys. –2009. –V. 503, № 3. L25–L28.
129. Wang T.J. Standing slow-mode waves in hot coronal loops: Observations, modeling, and coronal seismology // Space Sci. Rev. –2011. –V. 158. –P. 397–419.

130. Wang T., Ofman L., Sun X., Provornikova E., Davila J.M. Evidence of thermal conduction suppression in a solar flaring loop by coronal seismology of slow-mode waves // *Astrophys. J. Lett.* –2015. –V. 811, № 1. L13.
131. Wang T. Waves in solar coronal loops / Wang T. // *Low-Frequency Waves in Space Plasmas* / ed. by Keiling A., Lee D.-H., Nakariakov V. M. –John Wiley and Sons, AGU. –2016. – P. 395 –418.
132. Wang T., Ofman L., Sun X., Solanki S.K., Davila J.M. Effect of transport coefficients on excitation of flare-induced standing slow-mode waves in coronal loops // *Astrophys. J.* –2018. –V. 860, № 2. 107.
133. Wang T., Ofman L. Determination of transport coefficients by coronal seismology of flare-induced slow-mode waves: numerical parametric study of a 1D loop model // *Astrophys. J.* – 2019. –V. 886, № 1. 2.
134. Wang T., Ofman L., Yuan D., Reale F., Kolotkov D.Y., Srivastava A.K. Slow-mode magnetoacoustic waves in coronal loops // *Space Sci. Rev.* –2021. –V. 217. 34.
135. Warren H.P., Winebarger A.R., Brooks D.H. Evidence for steady heating: observations of an active region core with Hinode and TRACE // *Astrophys. J.* –2010. –V. 711, № 1. –P. 228–238.
136. Withbroe G.L. Evidence for temporal variations in polar plumes // *Sol. Phys.* – 1983. –V. 89. – P. 77–88.
137. Yuan D., Su J., Jiao F., Walsh R.W. Stochastic transients as a source of quasi-periodic processes in the solar atmosphere // *Astrophys. J. Suppl.* –2016. – V. 224, № 2. 30.
138. 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. – 295. 166.
139. Zaqarashvili T.V., Erdelyi R. Oscillations and waves in solar spicules // *Space Sci. Rev.* –2009. –V. 149. –P. 355–388.
140. Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.N., Molevich N.E., Ryashchikov D.S. Formation of quasi-periodic slow magnetoacoustic wave trains by the heating/cooling misbalance // *Phys. Plasmas.* –2019. –V. 26. 082113.

141. Zavershinskii D., Kolotkov D., Riashchikov D., Molevich N. Mixed properties of slow magnetoacoustic and entropy waves in a plasma with heating/cooling misbalance // Sol. Phys. –2021. –V. 296. 96.
142. Zavershinskii D., Agapova D. Diagnosing coronal magnetic fields with slow magnetoacoustic waves: the role of isothermal speeds // Solar Phys. –2026. –V. 301. 7.
143. Zhao J. Wang T., Chen R. Observed dispersive properties of the slow magnetoacoustic waves propagating in coronal fan loops above sunspots // MNRAS. –2025. –V. 538. 797.
144. <https://pywavelets.readthedocs.io/en/latest/>
145. <https://github.com/PyWavelets/pywt>

Приложение

Приложение 1

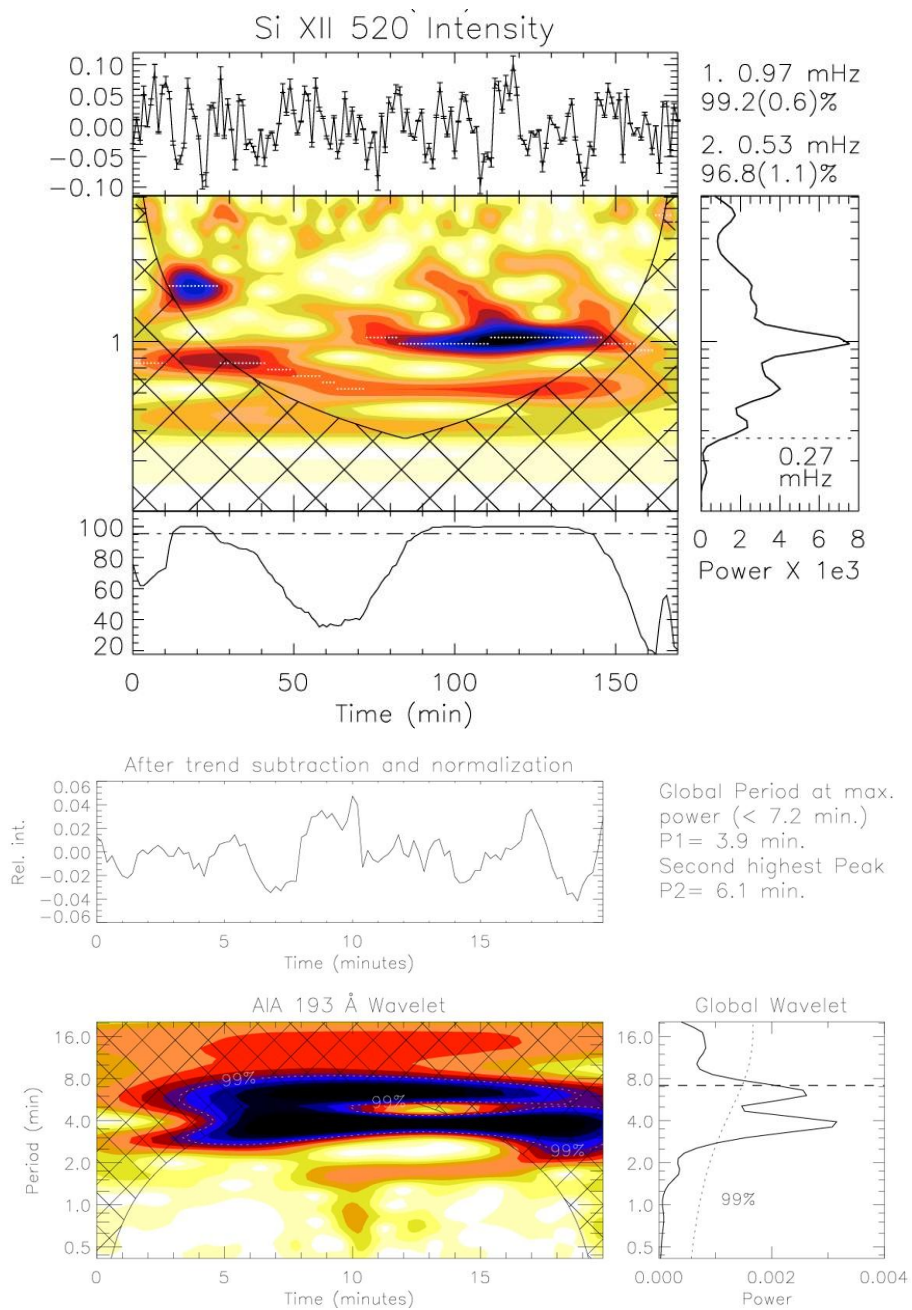


Рисунок 4.13. Временные сигналы интенсивности и их вейвлет-спектры из работ [102] и [67]

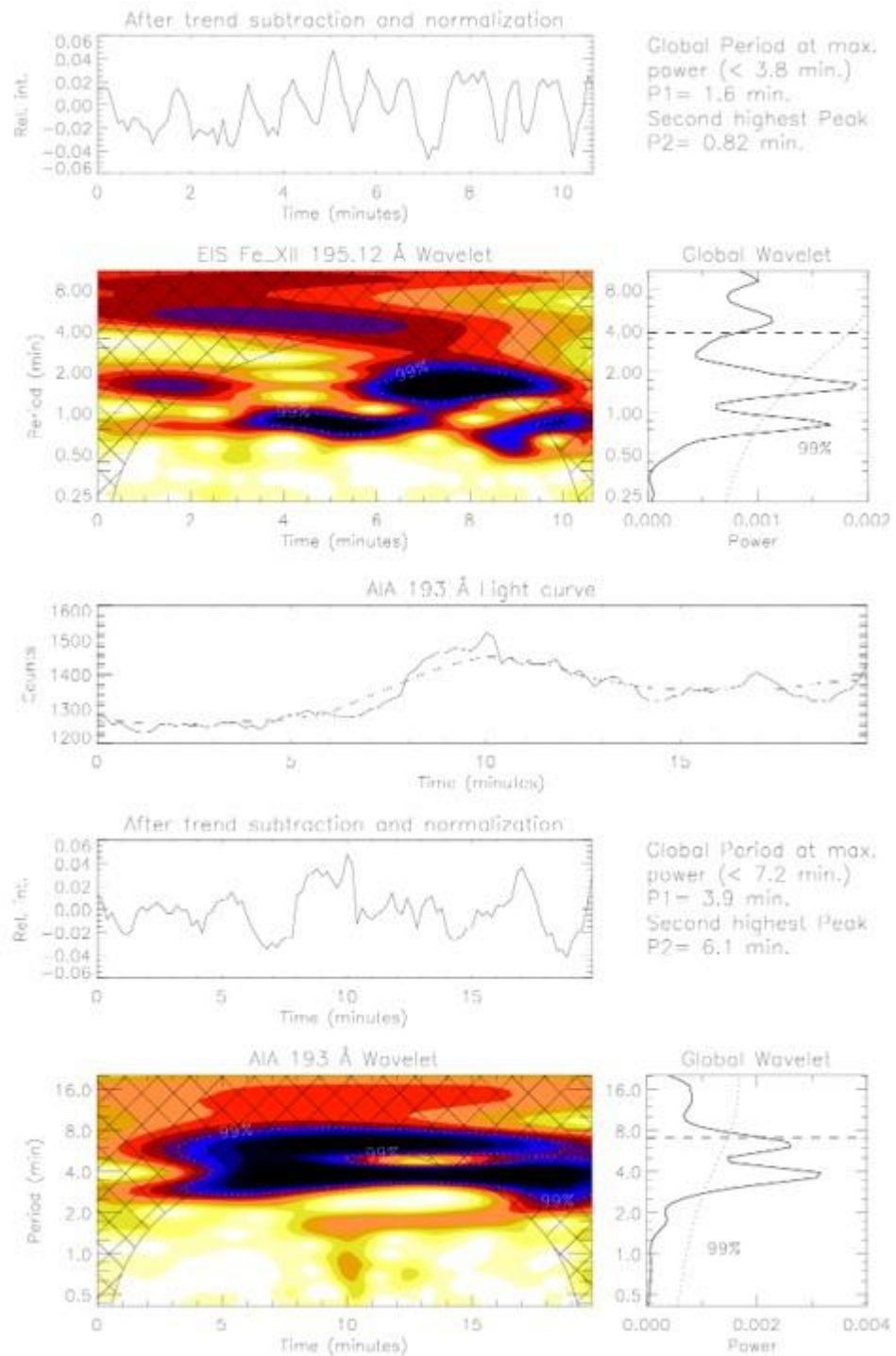


Рисунок 4.14. Наблюдения волн сжатия в теплых корональных петлях. Имеются одновременные колебания с разными периодами. Из работы Кришна Прасад и др. [67]

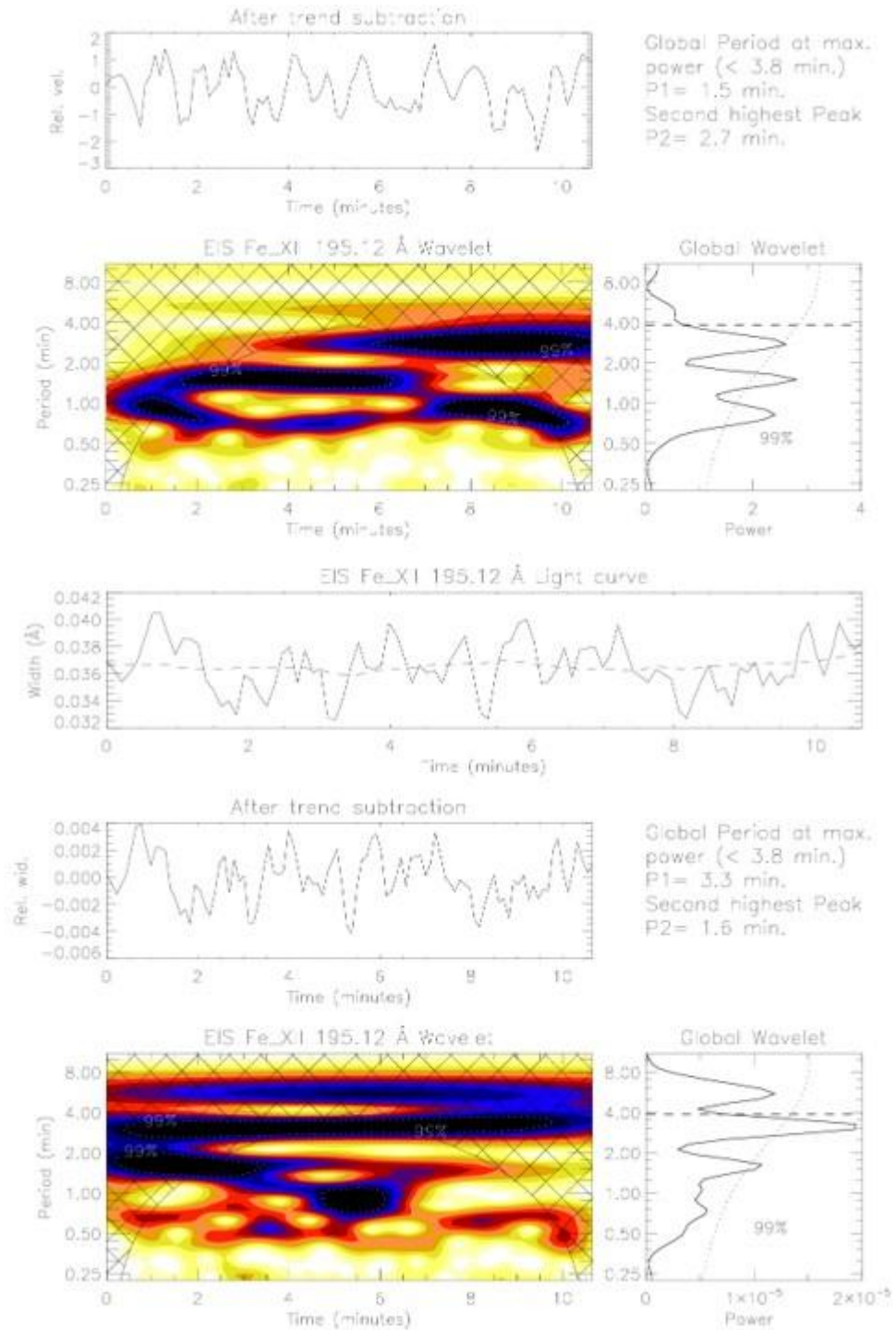


Рисунок 4.15. Наблюдения волн сжатия в теплых корональных петлях. Имеются одновременные колебания с разными периодами. Имеются колебания с тремя периодами. Из работы Кришна Прасад и др. [67]

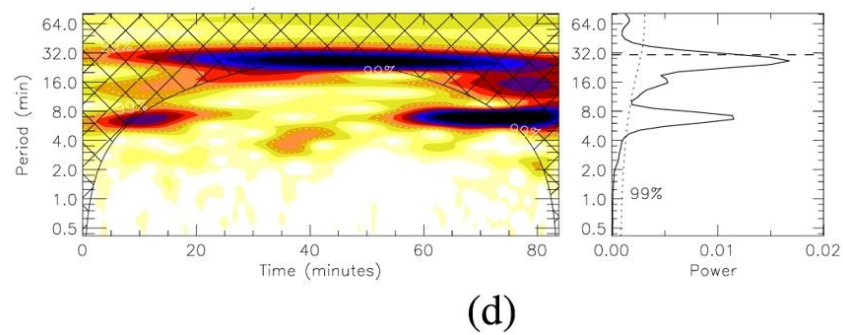
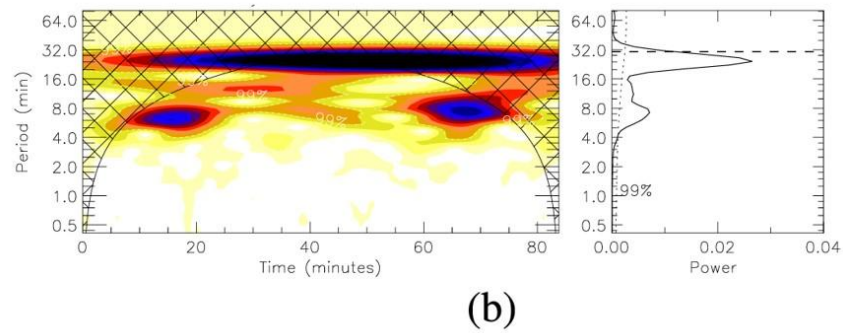
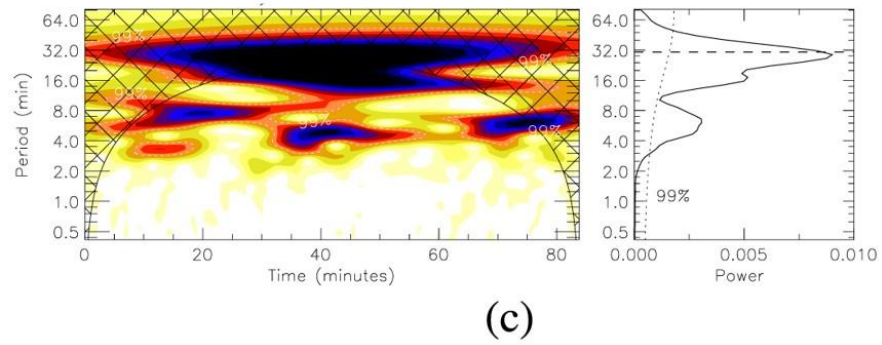
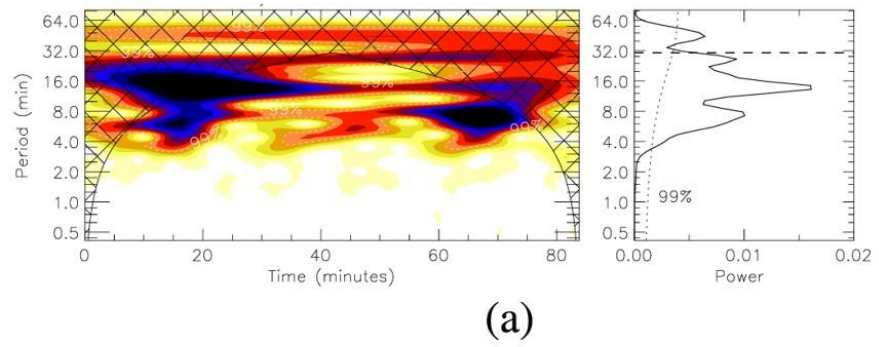


Рисунок 4.16. Наблюдения волн сжатия в корональных дырах. Имеются одновременные колебания с разными периодами. Имеются колебания с тремя периодами. Из работы Пант и др. [103]

Приложение 2

Таблица 4.3: Значения функции излучения в узловых точках

i	$T_i(K), \times 10^6$	$\rho^2 \Lambda_i / n^2$ (эрг см ³ с ⁻¹), $\times 10^{-22}$	Λ_i (эрг гр ⁻² см ³ с ⁻¹), $\times 10^{-26}$
0	0.5011872	2.267829	2.108884
1	0.562341	2.367434	2.201509
2	0.630957	2.418156	2.248675
3	0.707946	2.469151	2.296096
4	0.794328	2.547926	2.369351
5	0.891251	2.622882	2.439053
6	1	2.646271	2.460803
7	1.122018	2.602311	2.419923
8	1.258925	2.523537	2.346671
9	1.412538	2.421656	2.25193
10	1.584893	2.266581	2.107724
11	1.778279	2.019601	1.878054
12	1.995262	1.665344	1.548626
13	2.238721	1.269071	1.180126
14	2.511886	0.946541	0.880201
15	2.818383	0.729857	0.678704
16	3.162278	0.59583	0.55407
17	3.548134	0.52004	0.483592
18	3.981072	0.483017	0.449164
19	4.466836	0.471106	0.438087
20	5.011872	0.474839	0.441559
21	5.623413	0.487475	0.45331
22	6.309573	0.504156	0.468822
23	7.079458	0.520485	0.484006
24	7.943282	0.531125	0.493901
25	8.912509	0.530389	0.493216
26	10	0.513176	0.47721
27	11.220185	0.476465	0.443071
28	12.589254	0.421238	0.391715
29	14.125375	0.357961	0.332873

Таблица 4.4: Безразмерные значения коэффициентов теплопроводности, функции радиационных потерь и ее производной

i	$\tilde{T}_i$	$\tilde{\kappa}(\tilde{T}_i)$	$\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_i)$	$\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_i)/\tilde{T}_i$	$(\gamma - 1)\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_i) + \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_i)/\tilde{T}_i$
0	0.501187	0.405448	1.952125	4.207778	5.509194
1	0.562341	0.540673	1.04656	3.9149	4.6126
2	0.63096	0.721	0.52849	3.5639	3.916237
3	0.707946	0.961468	0.744471	3.243322	3.739636
4	0.794328	1.282138	0.864853	2.982836	3.559404
5	0.891251	1.709759	0.506189	2.736663	3.074122
6	1	2.28	-0.097951	2.460803	2.395502
7	1.122019	3.040429	-0.484119	2.156759	1.834013
8	1.258925	4.054477	-0.568352	1.864027	1.485126
9	1.412538	5.406732	-0.695985	1.594244	1.130255
10	1.584893	7.209993	-0.994577	1.329884	0.666833
11	1.778279	9.61468	-1.377247	1.056107	0.137943
12	1.995262	12.821382	-1.591249	0.776152	-0.284681
13	2.238721	17.097588	-1.352606	0.527143	-0.374595
14	2.5118864	22.8	-0.862828	0.350415	-0.224804
15	2.818383	30.404289	-0.488543	0.240813	-0.084882
16	3.162278	40.544771	-0.258674	0.175212	0.002763
17	3.548134	54.06732	-0.121902	0.136295	0.055027
18	3.981072	72.099931	-0.045797	0.112825	0.008229
19	4.466836	96.146803	-0.004947	0.098076	0.094778
20	5.011872	128.21382	0.014733	0.088103	0.097924
21	5.623413	170.97588	0.022107	0.080611	0.095349
22	6.309573	228	0.022146	0.074303	0.089068
23	7.079458	304.04289	0.016473	0.068368	0.07935
24	7.943282	405.44771	0.005991	0.062178	0.066172
25	8.912509	540.6732	-0.007474	0.05534	0.050357
26	10	720.9993	-0.021536	0.047721	0.033363
27	11.220185	961.46803	-0.033691	0.039489	0.017028
28	12.589254	1 282.1382	-0.039563	0.031115	0.00474

Таблица 4.5: Коэффициенты интерполяционных полиномов

i	$\tilde{A}_i$	$\tilde{B}_i$	$\tilde{C}_i$	$\tilde{D}_i$
0	-8.164325	-6.655046	1.952125	2.108884
1	42.533874	-8.152892	1.046559	2.201509
2	6.927944	0.602624	0.52849	2.248675
3	-11.622274	2.202738	0.74447	2.296096
4	-7.161141	-0.809143	0.864853	2.36935
5	0.696996	-2.891375	0.506189	2.439053
6	5.9093052	-2.6639816	-0.097951	2.4608027
7	0.940888	-0.500849	-0.484119	2.419923
8	-1.306459	-0.114406	-0.568352	2.3466709
9	-0.579185	-0.71647	-0.695985	2.25193
10	0.091538	-1.015948	-0.994577	2.107724
11	1.443157	-0.962841	-1.377247	1.878054
12	1.4062024	-0.02342	-1.591249	1.548626
13	-0.261502	1.003637	-1.352606	1.180126
14	-0.388805	0.789338	-0.862828	0.880201
15	-0.189246	0.431835	-0.488543	0.678704
16	-0.102562	0.236593	-0.258674	0.55407
17	-0.046161	0.117871	-0.121902	0.483592
18	-0.021779	0.057916	-0.045797	0.449164
19	-0.009937	0.026178	-0.004947	0.438087
20	-0.004251	0.009929	0.0147325	0.044156
21	-0.002043	0.002131	0.0221072	0.453309
22	-0.001395	-0.20738	0.022146	0.468822
23	-0.000595	-0.005296	0.0164728	0.484006
24	-0.000074	-0.006839	0.005991	0.4939
25	0.000361	-0.007054	-0.007474	0.493216
26	0.00049	-0.005878	-0.021536	0.47721
27	0.000944	-0.004084	-0.033691	0.443071
28	0.000667	-0.000021	-0.039563	0.391715

Таблица 4.6: Коэффициенты дисперсионного соотношения

i	$T_0, 10^6 \text{ K}$	A_1	A_2	A_3
0	0.5011872	1.9588168	0.0101420	0.0218610
1	0.5623413	2.6121242	0.0054373	0.0203393
2	0.6309573	3.4833236	0.0027457	0.0185158
3	0.7079458	4.6450866	0.0038678	0.0168503
4	0.7943282	6.1943226	0.0044932	0.0154969
5	0.8912509	8.2602619	0.0026298	0.0142180
6	1	11.015236	-0.0005089	0.0127848
7	1.1220185	14.689054	-0.0025152	0.0112052
8	1.2589254	19.588168	-0.0029528	0.0096843
9	1.4125375	26.121242	-0.0036159	0.0082827
10	1.5848932	34.833236	-0.0051672	0.0069092
11	1.7782794	46.450866	-0.0071553	0.0054869
12	1.9952623	61.943226	-0.0082671	0.0040324
13	2.2387211	82.602619	-0.0070273	0.0027387
14	2.5118864	110.15236	-0.0044827	0.0018205
15	2.8183829	146.89054	-0.0025382	0.0012511
16	3.1622777	195.88168	-0.0013439	0.0009103
17	3.5481339	261.21242	-0.0006333	0.0007081
18	3.9810717	348.33236	-0.0002379	0.0005862
19	4.4668359	464.50866	-0.0000257	0.0005095
20	5.0118723	619.43226	0.0000765	0.0004577
21	5.6234133	826.02619	0.0001149	0.0004188
22	6.3095734	1101.5236	0.0001151	0.0003860
23	7.0794578	1468.9054	0.0000856	0.0003552
24	7.9432823	1958.8168	0.0000311	0.0003230
25	8.9125094	2612.1242	-0.0000388	0.0002875
26	10	3483.3236	-0.0001119	0.0002479
27	11.220185	4645.0866	-0.0001750	0.0002052
28	12.589254	6194.3226	-0.0002055	0.0001617

Приложение 3

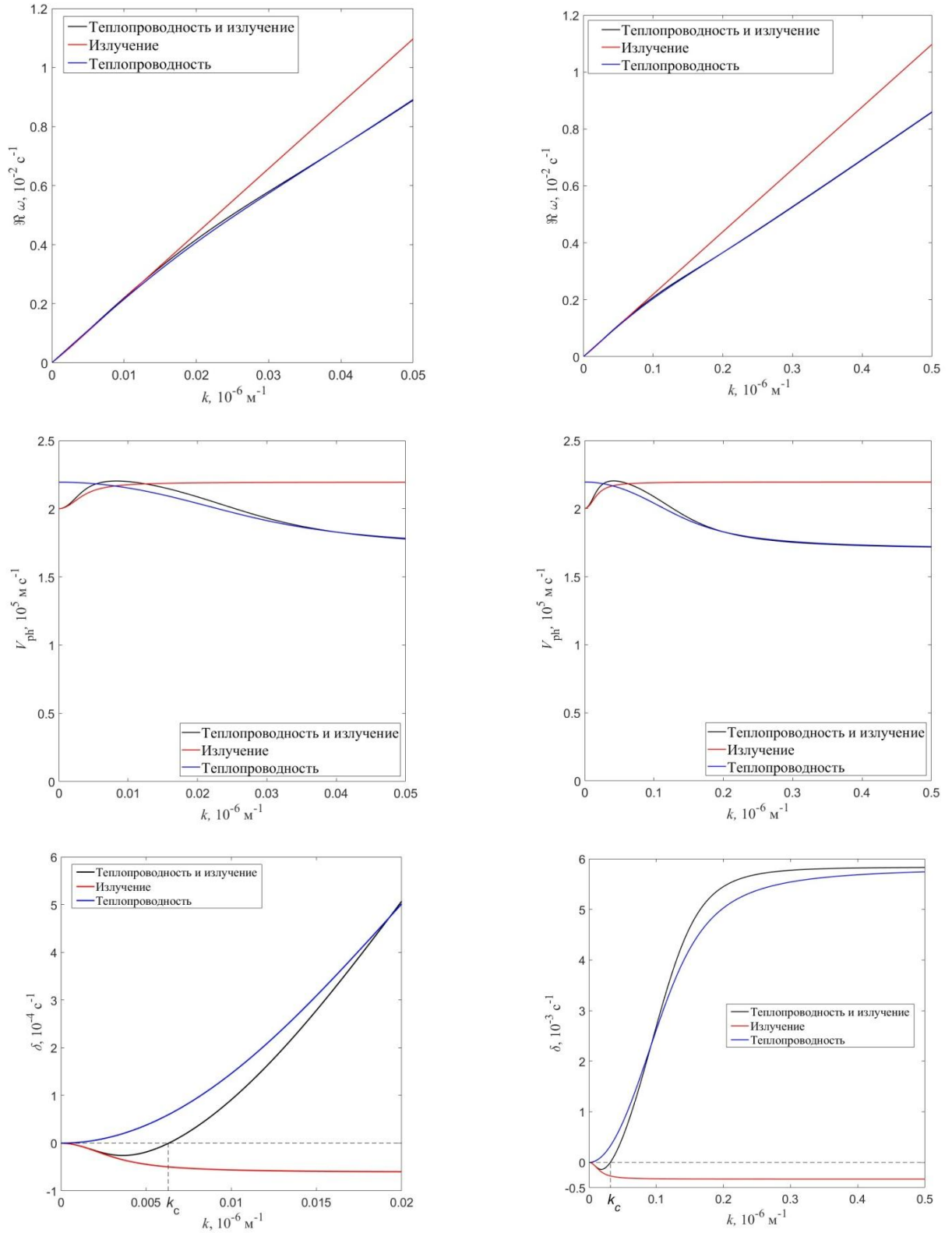


Рисунок 4.17. $T_0 = 2.17 \text{ МК}$ и плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (слева), $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (справа)

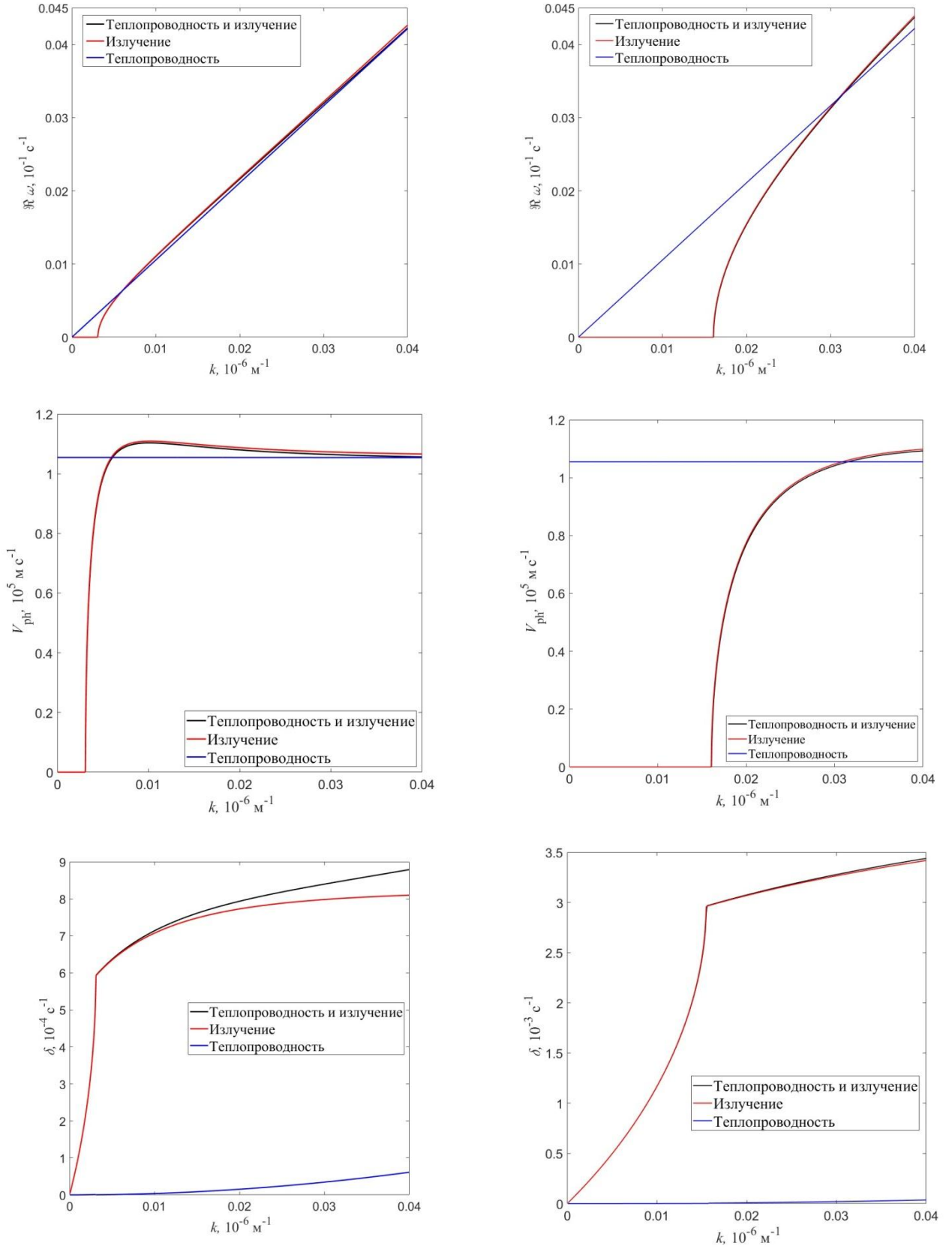


Рисунок 4.18. $T_0=0.5$ МК и плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (слева), $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (справа)

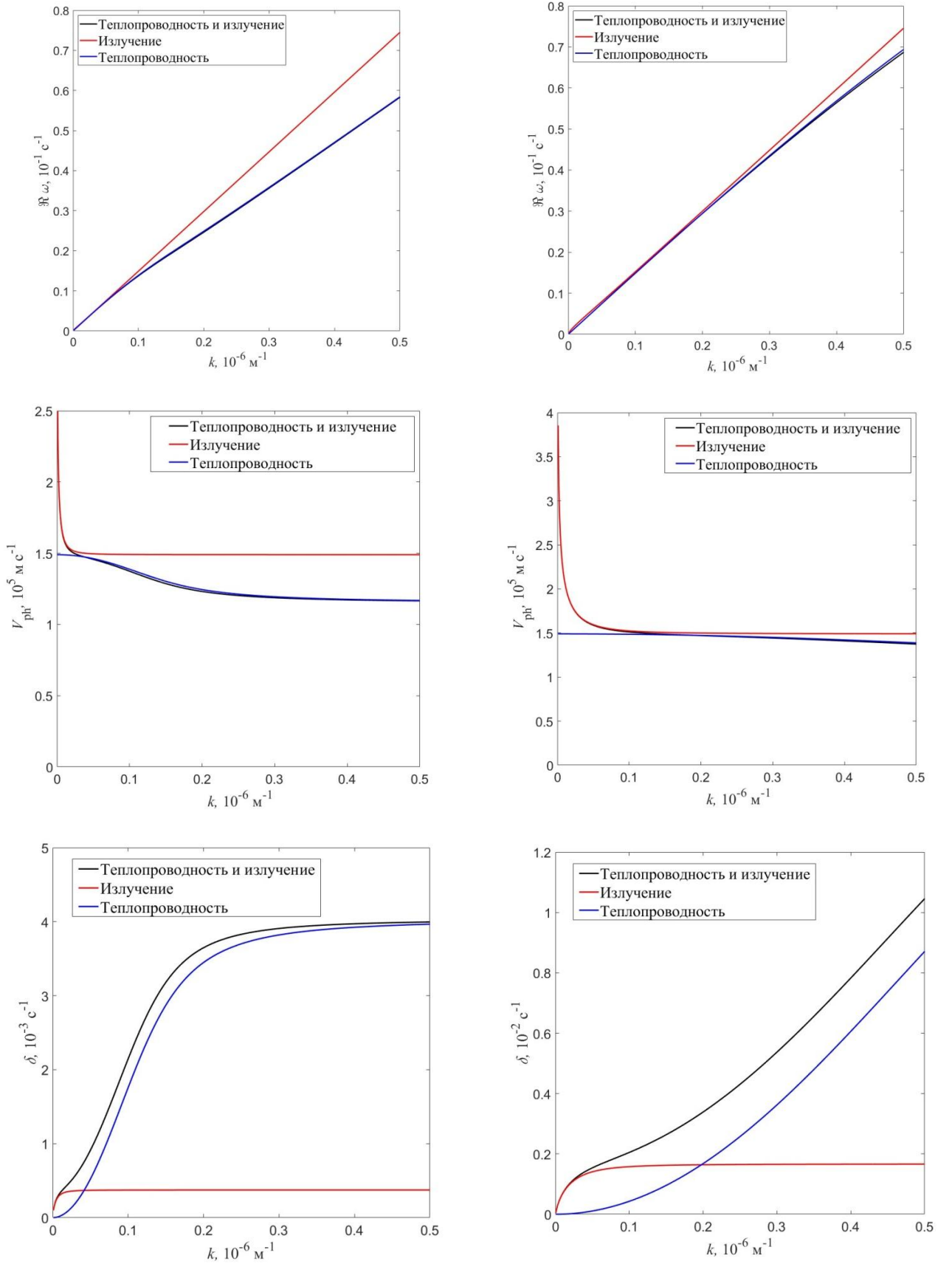


Рисунок 4.19. $T_0 = 1 \text{ МК}$ и плотности $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (слева), $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ (справа)

Приложение 4

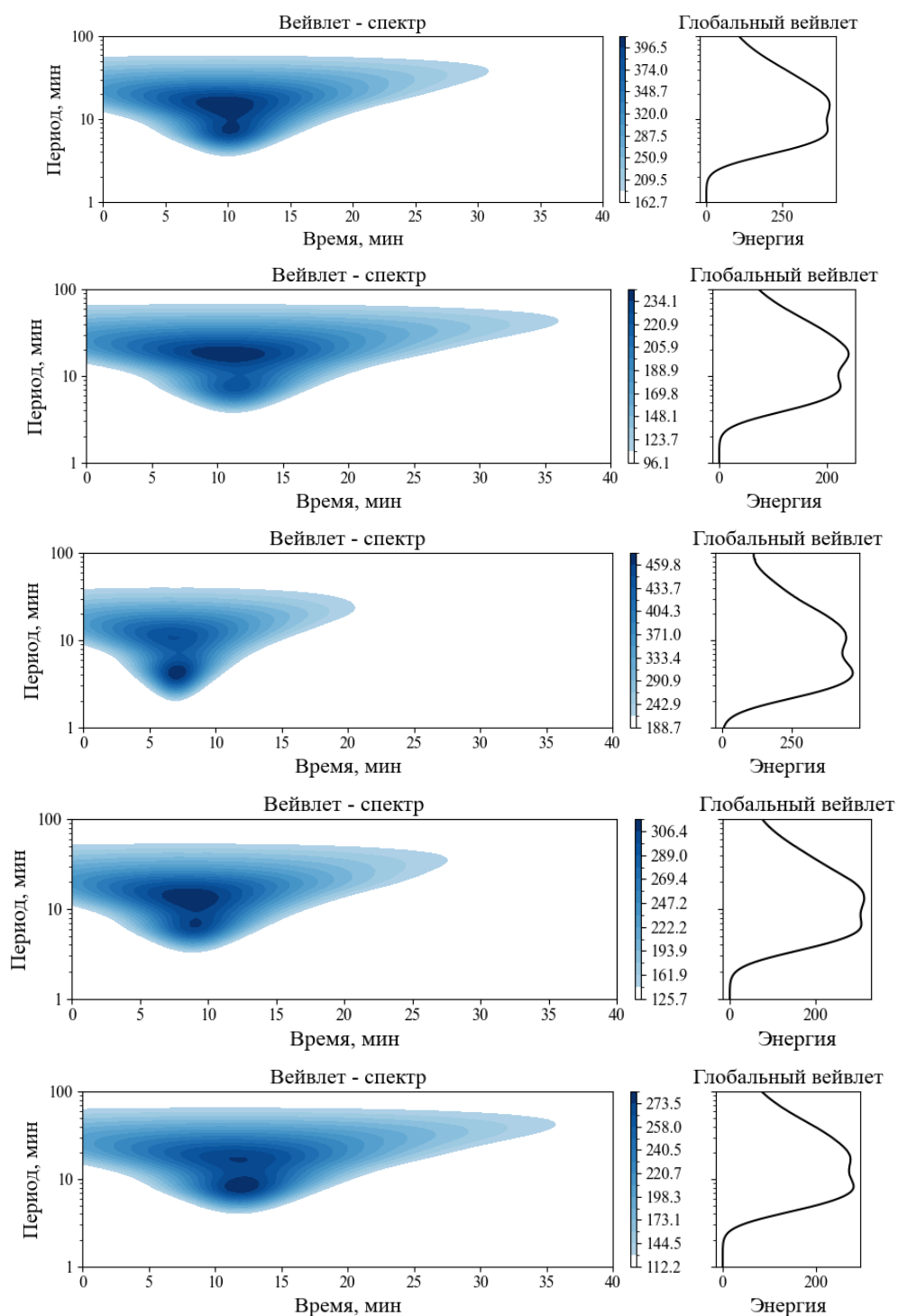


Рисунок 4.20. Вейвлет – спектры двухпериодических корональных колебаний из таблицы 4.1. Последовательность: 1-ый и 2-ой рисунки относятся к работе Srivastava et al. [115], 3-й – к работе Sych and Nakariakov [119], 4-й и 5-й – к работе [81]

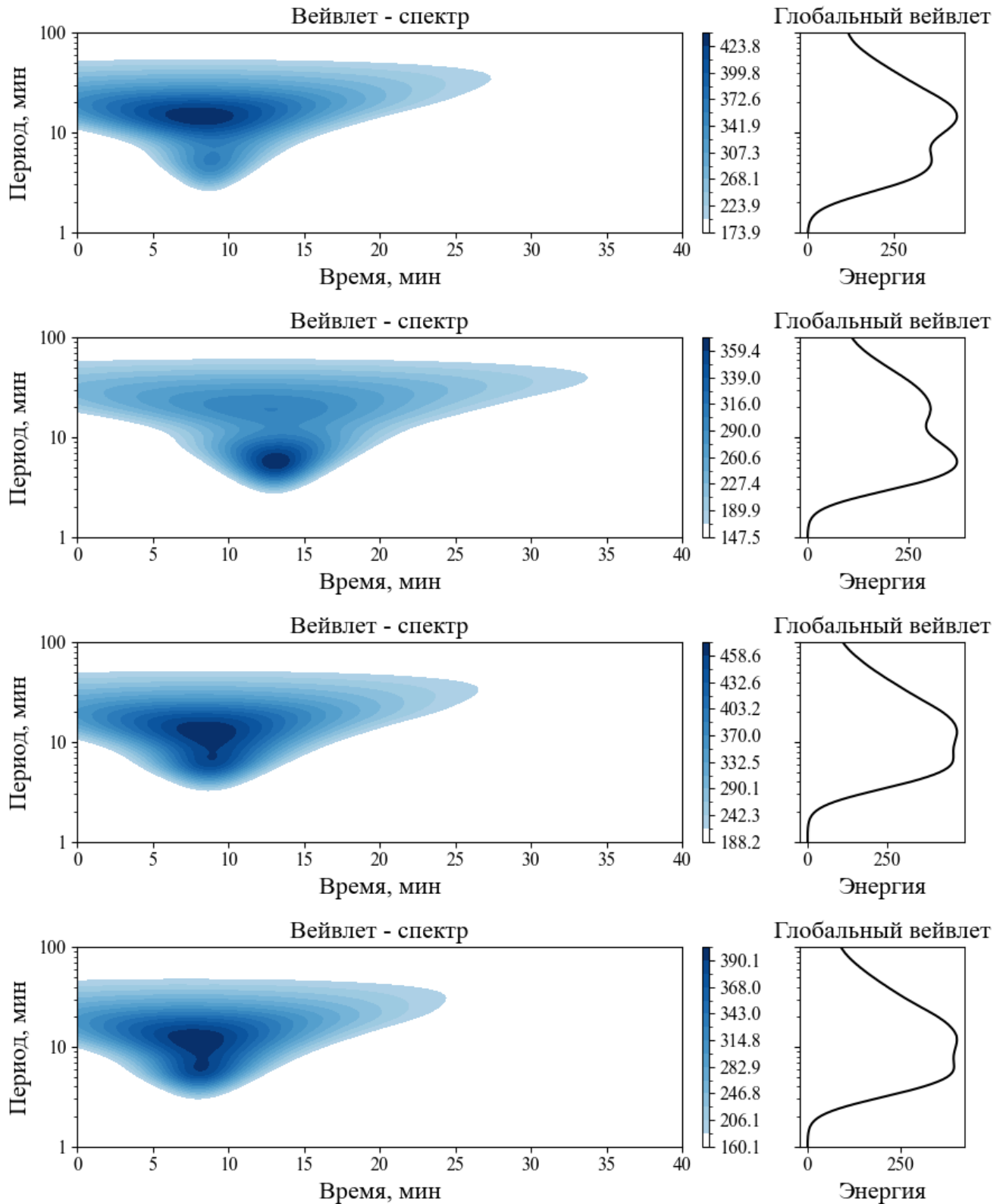


Рисунок 4.21. Вейвлет – спектры двухпериодических корональных колебаний из таблицы 4.1. 1-й рисунок относится к Gupta [51], остальные – к работе Pant et al. [103]