

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Корональные магнитные арки

В.В. Зайцев, А.В. Степанов

Цель обзора — познакомить читателя с новыми идеями в физике корональных магнитных арок, которые являются фундаментальной структурой атмосфер Солнца и вспыхивающих звезд. С арками связаны процессы нагрева корон, вспышечного энерговыделения и ускорения заряженных частиц, модуляции оптического, радио- и рентгеновского излучения. Представление Альвена–Карлqvиста о корональной арке как об эквивалентном электрическом контуре дает возможность понять физику происходящих в арках процессов. Описание арок как резонаторов объясняет разнообразные модуляции излучения при вспышках на Солнце и звездах. Представление арки в виде ловушки с магнитными пробками позволяет описать динамику энергичных частиц и генерируемое ими излучение. На основе этих подходов определяются параметры корональных арок и энергичных частиц, создаются модели вспышечного энерговыделения и нагрева корон звезд.

PACS numbers: 52.35. –g, 96.60. –j, 97.10.Sj

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811b.1165

Содержание

1. Введение (1165).

1.1. Магнитные арки — фундаментальная структура атмосфер Солнца и звезд. 1.2. Данные наблюдений, типы магнитных арок, их параметры.

2. Корональная арка — эквивалентный электрический (RLC) контур (1167).

2.1. Физическая модель одиночной вспышечной арки. 2.2. Формирование магнитных трубок в узлах ячеек супергрануляции. 2.3. Электрический ток в магнитной трубке. 2.4. Эквивалентный электрический контур. Собственная частота. 2.5. Процессы накопления и диссипации энергии электрического тока в корональных арках. Диагностика электрических токов. 2.6. Взрывное джоулево энерговыделение. Роль желобковой неустойчивости и проводимости Каулинга. 2.7. Индукционное взаимодействие корональных магнитных петель.

3. Корональная арка — резонатор для магнитогидродинамических волн (1178).

3.1. Собственные колебания арок и диагностика вспышечной плазмы. 3.2. Механизмы возбуждения колебаний арок. Пара-

метрический резонанс. 3.3. Корональная сейсмология и диагностика вспышечной плазмы.

4. Нагрев плазмы в корональных магнитных петлях (1183).

4.1. Нагрев плазмы в петлях вблизи солнечных пятен. 4.2. Основные уравнения. 4.3. Функция нагрева для корональной плазмы. Роль гелия. 4.4. Желобковая неустойчивость и филаментация магнитных петель.

5. Ускорение электронов в токонесящих магнитных петлях (1188).

5.1. Данные наблюдений и возможные механизмы ускорения. 5.2. Область ускорения: хромосфера или корона? 5.3. Потоки электронов, ускоренных в электрическом поле арки. 5.4. Импульсный и пульсирующий режимы ускорения. 5.5. Ток ускоренных электронов. Парадокс Колгейта. 5.6. Турбулентный режим распространения энергичных частиц.

6. Корональная арка — магнитная ловушка (1191).

6.1. Распределение заряженных частиц в арках. 6.2. Арка — электронный циклотронный мазер. 6.3. Проблема выхода радиоизлучения из корон звезд. 6.4. Плазменный механизм излучения корональных арок. 6.5. Неустойчивости свистов и альвеновских волн. 6.6. Тонкая структура радиоизлучения арок.

7. Заключение (1201).

Список литературы (1202).

В.В. Зайцев. Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, 603900 Нижний Новгород, Российская Федерация
Тел. (831) 416-06-59
Факс (831) 436-06-16
E-mail: za130@appl.sci-nnov.ru
А.В. Степанов. Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулковское шоссе 65/1, 196140 Санкт-Петербург, Российская Федерация
Тел. (812) 723-44-00
Факс (812) 388-22-44
E-mail: stepanov@gao.spb.ru

Статья поступила 16 мая 2008 г.,
после доработки 28 июня 2008 г.

1. Введение

1.1. Магнитные арки — фундаментальная структура атмосфер Солнца и звезд

Магнитные арки (петли) являются основным структурным элементом корон Солнца и звезд поздних спектральных классов [1–3]. Они играют большую роль в активности Солнца. Наблюдения с помощью космических аппаратов Skylab, SOHO (Solar and Helispheric Observatory), Yohkoh, RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager), TRACE (Transition Region and Coronal Explorer), Hinode, крупных оптиче-

ких (SVTT — Surface Vessel Torpedo Tube) телескопов и радиотелескопов VLA (Very Large Array), ССРТ (Сибирский солнечный радиотелескоп), NoRH (Nobeyama Radioheliograph) показали, что солнечные вспышки возникают в корональных арках [4, 5]. Эруптивные протуберанцы и корональные транзиенты — гигантские выбросы массы из короны (Coronal Mass Ejections, CME) — часто имеют аркообразную форму [6]. Вспышечная активность красных карликов и тесных двойных систем также обусловлена энерговыделением в магнитных арках [1, 7, 8]. Более того, арки — типичная магнитная структура атмосфер аккреционных дисков и молодых звездных объектов [9, 10]. Успехи физики корональных арок в значительной мере связаны со следующими представлениями.

I. Корональная арка — эквивалентный электрический (*RLC*) контур.

II. Корональная арка — резонатор для магнитогидродинамических (МГД) волн.

III. Корональная арка — магнитная ловушка для энергичных заряженных частиц.

1.2. Данные наблюдений, типы магнитных арок, их параметры

Корона Солнца (звезды типа G2) в активной фазе состоит в основном из плотных горячих магнитных петель, которые светятся в мягком рентгеновском излучении и содержат в себе значительную часть общей массы короны. Магнитные арки указывают на сложный характер подфотосферного магнитного поля, обусловленного, по-видимому, конвективными движениями фотосферного вещества.

Наблюдения свидетельствуют о том, что в солнечной атмосфере существуют пять морфологически различных типов арок [11].

1. *Арки, соединяющие разные активные области.* Их длина достигает 700000 км, температура плазмы в таких арках порядка $(2-3) \times 10^6$ К и плотность $\sim 10^9$ см⁻³. Концы арок расположены в островках сильного магнитного поля на краях активных областей. Характерное время существования таких арок — около суток.

2. *Арки в спокойных областях.* Они связывают активные области, имеют такую же длину, как и предыдущие, но их температура несколько ниже: $(1,5-2,1) \times 10^6$ К, а плотность находится в диапазоне $(2-10) \times 10^8$ см⁻³.

3. *Арки активной области.* Имеют длину 10000–100000 км, температуру $10^4-2,5 \times 10^6$ К и плотность $(0,5-5,0) \times 10^9$ см⁻³.

4. *Послевыспышечные петли.* Обычно связывают основания двухленточных вспышек, имеют длину 10000–100000 км, температуру $10^4-4 \times 10^6$ К и плотность до 10^{11} см⁻³.

5. *Простые вспышечные петли (single flare loops).* Представляют собой одиночные арки, в которых происходит вспышечное энерговыделение. Для таких вспышек наиболее характерен всплеск жесткого рентгеновского излучения длительностью около одной минуты. В мягком рентгеновском диапазоне такие арки характеризуются небольшими объемами, низкими высотами. Петли имеют длину 5000–50000 км, температуру $\leq 4 \times 10^7$ К, плотность плазмы в них достигает 10^{12} см⁻³.

Замкнутые магнитные структуры типа корональных арок существуют и на других типах звезд. Данные спутников "Эйнштейн", RoSAT (от немец. Röntgensatel-

lit), XMM-Newton (XMM — X-ray Multi-Mirror Mission) [12–14] свидетельствуют о том, что практически у всех звезд на диаграмме Герцшпрунга–Рассела имеются горячие короны с температурой порядка 10^7-10^8 К, которые не являются гравитационно ограниченными, следовательно, предполагается наличие магнитного поля, которое их удерживает. Особый интерес представляют звезды поздних спектральных классов, в частности dMe-звезды — красные карлики, обладающие высокой вспышечной активностью и составляющие около 80 % звезд Галактики и ее ближайших окрестностей. Несмотря на морфологическую схожесть излучения Солнца и красных карликов, в частности радиоизлучения (наличие медленно изменяющейся компоненты, быстро дрейфующих всплесков, всплесков в поглощении, спайк-всплесков, квазипериодических пульсаций [7, 15, 16]), между ними имеется ряд существенных различий, обусловленных высокой активностью корон этих звезд.

Во-первых, это большая яркостная температура "спокойного" радиоизлучения dMe-звезд (до 10^{10} К), которая не обеспечивается тепловой корональной плазмой с температурой 10^7-10^8 К. Эта компонента интерпретируется обычно как гиротронное излучение нетепловых электронов, которые присутствуют в коронах красных карликов наряду с горячей плазмой. О таком сосуществовании горячей плазмы и субрелятивистских частиц свидетельствует также корреляция радиоизлучения и мягкого рентгеновского излучения в диапазоне шести порядков по интенсивности [17]. В короне Солнца такого явления не наблюдается. В спокойном состоянии в солнечной короне нет достаточного количества энергичных частиц и яркостная температура радиоизлучения не превышает 10^6 К.

Во-вторых, различие заключается в чрезвычайно высокой яркостной температуре вспышечного радиоизлучения красных карликов, иногда превышающей 10^{16} К, что на 3–4 порядка больше, чем у самых мощных радиовсплесков Солнца. Это свидетельствует о действии в коронах звезд эффективных мазерных (когерентных) механизмов излучения. Более того, радиовспышки на красных карликах довольно часто могут возникать независимо от оптических вспышек.

В-третьих, различаются размеры арок на Солнце и красных карликах [1, 3]. Длина арок на Солнце, за исключением трансэкваториальных, как правило, много меньше солнечного радиуса (рис. 1а). На красных карликах размер магнитных арок может быть сравнимым с радиусом звезды, а иногда и превышать его в несколько раз (рис. 1б). Магнитное поле в арках на звездах может на порядок превосходить магнитное поле солнечных арок.

В таблице 1 представлены параметры вспышечных арок на Солнце и звездах поздних спектральных классов (из литературных источников), полученные на основании многоволновых (оптический диапазон, радио- и рентгеновский диапазоны) наблюдений и методов диагностики, в которых привлекаются указанные выше подходы I–III.

В данном обзоре описываются электродинамические процессы в корональных магнитных арках, в основном вспышечных, с привлечением магнитогидродинамического и кинетического рассмотрения, а также аналогии с электрической цепью.

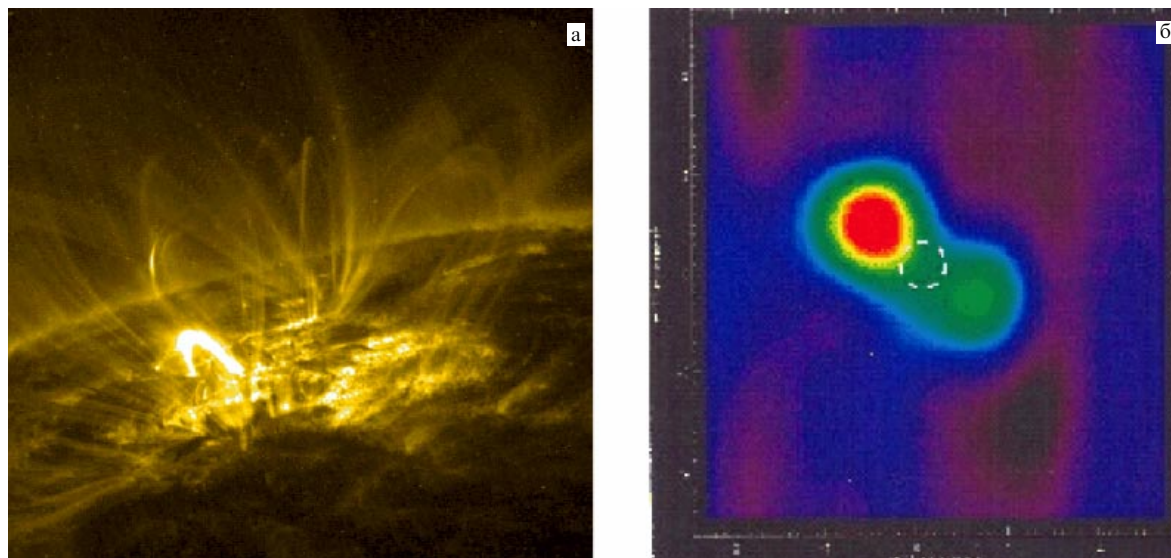


Рис. 1. (а) Корональные магнитные арки активной области на Солнце, зарегистрированные космической лабораторией TRACE в ультрафиолетовом диапазоне ($\lambda = 171 \text{ \AA}$) [2]. Выделяется горячая вспышечная арка. (б) Радиокарта звезды UV Ceti B на длине волны 3,6 см (по данным, полученным с помощью VLBA (Very Long Baseline Array) и VLA (Very Large Array)). Штриховой линией показан оптический диск звезды [3].

Таблица 1. Параметры корональных вспышечных арок

Параметр	Солнце	Красный карлик UV Ceti	Тесная двойная	
			RS CVn	Algol
Длина, см	$(1-10) \times 10^9$	$2 \times 10^9 - 3 \times 10^{11}$	$(5-10) \times 10^{10}$	$(2-6) \times 10^{11}$
Поперечный размер, см	$(1-5) \times 10^8$	$10^8 - 3 \times 10^9$		
Плотность плазмы n , см ⁻³	$10^9 - 10^{12}$	$10^{10} - 10^{12}$	$10^8 - 10^{12}$	$10^9 - 10^{12}$
Температура плазмы T , К	$10^6 - 10^7$	$3 \times 10^6 - 10^8$	$(3-9) \times 10^7$	$(3-7) \times 10^7$
Магнитное поле B , Гс	$10^2 - 10^3$	$3 \times 10^2 - 10^3$	$(0,3-6) \times 10^2$	$(1-5) \times 10^2$
Мера эмиссии (ЕМ), см ⁻³	$10^{47} - 10^{50}$	$10^{50} - 10^{53}$	$10^{53} - 10^{55}$	$10^{52} - 10^{54}$

2. Корональная арка — эквивалентный электрический (RLC) контур

Развитая солнечная вспышка имеет сложную магнитную конфигурацию, состоящую из совокупности арок (петель). Тем не менее довольно часто наблюдаются вспышки в одиночных арках (single loop flare), отстоящих достаточно далеко от солнечных пятен [5]. Рассмотрим электродинамические процессы, происходящие в одиночной вспышечной петле, что важно как для интерпретации одиночных арок, так и для понимания активных процессов во вспышках с более сложной магнитной структурой.

Вопросы генерации электрического тока и формирования магнитных трубок в слабо ионизованной плазме солнечной фотосферы рассмотрены в работах [18–22]. Вопросы взаимодействия вспышечных арок освещены в обзорах Приста [23], Сакаи и де Ягера [5], а также в работах Ходаченко и Зайцева [24, 25].

2.1. Физическая модель одиночной вспышечной арки

Микроволновое и рентгеновское излучение одиночных вспышечных арок свидетельствуют о том, что в них

происходит ускорение заряженных частиц и нагрев плазмы. Источником свободной энергии для ускорения и нагрева является непотенциальная часть магнитного поля, связанная с протеканием внутри магнитной петли больших электрических токов, которые генерируются в основаниях петли конвективными движениями фотосферной плазмы. Эта идея, истоки которой восходят к работам Альвена и Карлквиста [26] и Сена и Уайта [27], проиллюстрирована на рис. 2: изображена магнитная петля, основания которой, погруженные в фотосферу, формируются сходящимися горизонтальными потоками фотосферного вещества. Такая ситуация может реализоваться, например, когда основания арки находятся в узлах нескольких ячеек супергрануляции. Существование сильных электрических токов в корональных арках косвенно подтверждается наблюдениями Климчука и др. [28] и данными TRACE, свидетельствующими о практически неизменном сечении арки вдоль всей ее длины, что являлось бы маловероятным при потенциальном магнитном поле. В представленной магнитной структуре выделим три важных области.

В области 1, расположенной в фотосфере, происходит генерация магнитного поля и согласованного с этим

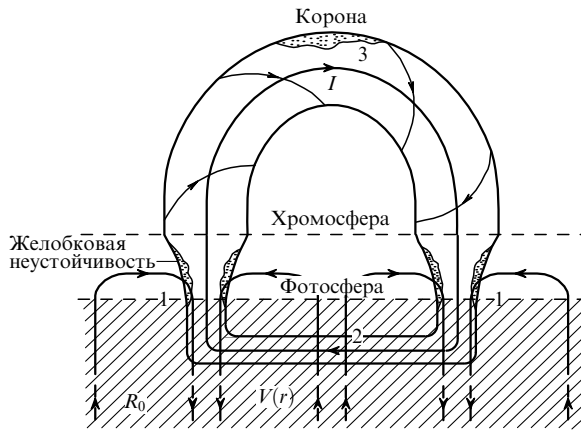


Рис. 2. Схематическое изображение корональной магнитной петли, сформированной сходящимися конвективными потоками фотосферной плазмы.

полем электрического тока. В этой области $\omega_e/v_{ea} \gg 1$, $\omega_i/v_{ia} \ll 1$, где ω_e и ω_i — гирочастоты электронов и ионов, v_{ea} и v_{ia} — частоты электронно-атомных и ионно-атомных соударений. Электроны, следовательно, замагничены, а ионы увлекаются нейтральной компонентой плазмы, что приводит к возникновению радиального электрического поля разделения зарядов E_r [27]. Электрическое поле E_r вместе с первоначальным магнитным полем B_z генерируют ток Холла j_ϕ , который усиливает первоначальное магнитное поле B_z [21, 22]. Усиление магнитного поля происходит до тех пор, пока "сгребание" фонового магнитного поля не компенсируется диффузией магнитного поля вследствие анизотропной проводимости плазмы. В результате формируется стационарная магнитная трубка, в которой магнитное поле определяется полным энерговыделением конвективного потока плазмы за время формирования трубки (порядка R_0/V_r , где $R_0 \sim 30000$ км — масштаб ячейки супергрануляции, $V_r \sim 0,1-0,5$ км s^{-1} — горизонтальная скорость конвективного движения). При этом плотность энергии магнитного поля внутри трубки может существенно превышать плотность кинетической энергии конвективного движения. В стационарном состоянии радиальный градиент магнитного поля и магнитное натяжение внутри трубки уравниваются градиентом газокINETического давления, а кинетическая энергия конвективного потока идет на поддержание радиального электрического поля разделения зарядов E_r и тока Холла j_ϕ .

Область 2 расположена в нижней фотосфере либо непосредственно под фотосферой. Предполагается, что в этой области происходит замыкание электрического тока I , текущего через магнитную петлю. Распределение электрических токов в фотосфере, найденное на основании измерений магнитных полей [29, 30], свидетельствует в пользу существования нескомпенсированных электрических токов [31–33]. Из этих данных следует, что электрический ток в магнитной трубке течет через корональную часть петли от одного основания к другому, а проявлений обратного тока не обнаружено. Ток замыкается в подфотосферной области, где проводимость плазмы становится изотропной и ток течет по кратчайшему пути от одного основания петли к дру-

гому. Для магнитного поля в трубке $B = 1000$ Гс и температуры $T = 5 \times 10^3$ К проводимость изотропна при концентрации плазмы $n = 5 \times 10^{16}$ cm^{-3} , что приблизительно соответствует уровню $\tau_{5000} = 1$ (оптическая толщина излучения на длине волны $\lambda = 5000$ Å), от которого отсчитывается основание фотосферы Солнца. Расчеты [21, 22] показывают, что при скорости конвективного движения $V_r = 0,1$ км s^{-1} радиус сформированной трубки на высоте 500 км над уровнем $\tau_{5000} = 1$ составляет $r \approx 3,3 \times 10^7$ см, а продольный ток — $I_z \approx 3 \times 10^{11}$ А при магнитном поле на оси $B = 1000$ Гс.

Область 3 — корональная часть петли. Здесь газокINETическое давление меньше давления магнитного поля (плазменный параметр $\beta \ll 1$) и структура петли близка к бессиловой, т.е. линии электрического тока направлены почти вдоль линий магнитного поля.

Заметим, что согласно Стенфлю [34] источником электромагнитной энергии тока во вспышечной арке может быть кинетическая энергия вращательного движения солнечного пятна со скоростью $\sim 0,1$ км s^{-1} . Такая ситуация в принципе может иметь место, если основания вспышечных арок расположены в области пятен. Для арок, сформированных вне пятен, генератором электрического тока является фотосферная конвекция.

Рассмотренная выше магнитная петля с током может быть представлена как эквивалентный электрический контур. Эта идея впервые была сформулирована Альвенном и Карлквистом [26] в контурной модели вспышки. Модель [26] основана на измерениях Северного [35], обнаружившего в окрестности солнечных пятен электрические токи $I \geq 10^{11}$ А, и на аналогии с цепью, содержащей ртутный газотрон, который может давать резкий переход от состояния с высокой проводимостью к состоянию с большим сопротивлением. Взрывное энерговыделение возникает при внезапном размыкании тока в контуре. Механизмы "размыкания" тока могут быть различными. Один из них обусловлен желобковой неустойчивостью вблизи вершины или оснований арки и включением проводимости Каулинга [36], связанной с ионно-атомными столкновениями, которая на 8–9 порядков увеличивает электрическое сопротивление магнитной арки [37, 38]. При этом происходит эффективный нагрев плазмы и ускорение частиц в арке. Эти процессы будут подробно рассмотрены в разделах 4 и 5.

2.2. Формирование магнитных трубок в узлах ячеек супергрануляции

Фотосферные основания корональных магнитных арок можно аппроксимировать вертикальными магнитными трубками. Проиллюстрируем возможность образования таких трубок в результате "сгребания" фонового магнитного поля фотосферной конвекцией. Для простоты рассмотрим формирование аксиально-симметричной магнитной трубки $\mathbf{B}(0, B_\phi, B_z)$ с током $\mathbf{j}(0, j_\phi, j_z)$ в случае стационарного аксиально-симметричного потока фотосферного вещества со скоростью $\mathbf{V}(V_r, 0, V_z)$, $V_r < 0$. Здесь r, ϕ, z — цилиндрические координаты с вертикальной осью z . Будем считать, что магнитная трубка располагается вертикально в узле нескольких супергранул и скорость сходящегося конвективного потока много меньше скорости звука, альвеновской скорости и скорости свободного падения. В этом случае эволюция магнитного поля в трубке носит квазистатический характер и можно воспользоваться следующей системой уравне-

ний:

$$\rho \mathbf{g} - \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0, \quad (2.1)$$

$$\operatorname{div} \rho \mathbf{V} = 0, \quad (2.2)$$

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc} - \frac{\nabla p_e}{en} + \frac{F^2}{(2-F)c^2 n m_i v'_{ia}} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B}, \quad (2.3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (2.4)$$

Здесь $\rho = n_a m_a + n_e m_e + n_i m_i$ — плотность частично ионизованной фотосферной плазмы, $p = p_a + p_e + p_i$ — давление, $\mathbf{V} = (\sum_k n_k m_k \mathbf{V}_k) / (\sum_k n_k m_k)$ — средняя скорость движения плазмы, $k = a, i, e$ (a — атомы, i — ионы, e — электроны), $\sigma = ne^2 / [m_e (v'_{ei} + v'_{ea})]$ — кулоновская проводимость, $F = \rho_a / \rho$ — относительная плотность нейтральных частиц, v_{kl} — частота столкновений частиц сорта k и l , $v'_{kl} = [m_l / (m_k + m_l)] v_{kl}$ — эффективная частота столкновений, $n_i = n_e = n$. Обобщенный закон Ома (2.3) записан с учетом квазистационарного характера процесса. Поскольку степень ионизации в области 1 на рис. 2 (высота $h \leq 500$ км над уровнем $\tau_{5000} = 1$) достаточно мала, в дальнейшем можно считать, что $F \approx 1$, $p \approx p_a$. Проецируя уравнение (2.3) на оси φ и z , с учетом уравнения (2.4) и соотношений

$$j_\varphi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}, \quad j_z = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_r)}{\partial r} \quad (2.5)$$

получим уравнения, описывающие медленную эволюцию компонент магнитного поля вертикальной магнитной трубки [39]:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[\frac{c^2}{4\pi\sigma} (1 + \alpha B_z^2) \frac{\partial B_z}{\partial r} + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \alpha B_\varphi B_z \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} - V_r B_z \right] \right\}, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{c^2}{4\pi\sigma} (1 + \alpha B_\varphi^2) \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \alpha B_\varphi B_z \frac{\partial B_z}{\partial r} - V_r B_\varphi \right]. \quad (2.7)$$

Здесь $\alpha = \sigma F^2 [c^2 n m_i v'_{ia} (2-F)]^{-1}$. Отметим, что уравнения (2.6) и (2.7) учитывают анизотропию проводимости.

На начальном этапе эволюции магнитной трубки можно пренебречь связанной с проводимостью диффузией магнитного поля, которая является малой по сравнению с усилением за счет конвективного движения плазмы. Полагая для простоты $V_r = V_0 r / R_0$, где $V_0 < 0$ (сходящийся поток), R_0 — масштаб изменения горизонтальной скорости конвекции, сравнимый с радиусом супергрануляционной ячейки, из (2.6) и (2.7) получим следующее решение для компонент магнитного поля:

$$\begin{aligned} B_\varphi(r, t) &= \exp\left(-\frac{V_0}{R_0} t\right) B_{\varphi 0} \left(r \exp\left(-\frac{V_0}{R_0} t\right) \right), \\ B_z(r, t) &= \exp\left(-\frac{V_0}{R_0} t\right) B_{z 0} \left(r \exp\left(-\frac{2V_0}{R_0} t\right) \right), \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $B_{\varphi 0}(r)$ и $B_{z 0}(r)$ — компоненты магнитного поля при $t = 0$. Из соотношений (2.8) следует, что магнитное поле возрастает вблизи оси магнитной трубки ($r = 0$) с характерным временем $t_0 = R_0 / |V_0|$, сравнимым с временем жизни супергранулы.

Увеличение магнитного поля в трубке приводит к возрастанию роли диффузии магнитного поля. В стационарной трубке усиление поля за счет его "сгребания" конвективным потоком компенсируется диффузией магнитного поля, обусловленной проводимостью. В этом случае компоненты магнитного поля описываются следующими уравнениями [21]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z}{\partial r} &= \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_z}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} &= \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_\varphi}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Пусть для определенности скорость конвективного движения плазмы вблизи магнитной трубки имеет вид

$$V_r(r) = \begin{cases} -\frac{V_0 r}{r_1}, & V_z(r) = V_{z 0} = \text{const} \text{ при } r < r_1, \\ -\frac{V_0 r_1^2}{r^2}, & V_z(r) = \frac{\text{const}}{r^3} \text{ при } r > r_1, \end{cases}$$

где r_1 — радиус магнитной трубки, значения $V_{z 0}$ и константы находятся из уравнения непрерывности в предположении экспоненциальной зависимости плотности от z . Система уравнений (2.9) имеет интеграл

$$r B_\varphi(r) = \text{const} B_z(r). \quad (2.10)$$

Кроме того, вид системы не меняется, если в правых частях ее уравнений сделать замену

$$B_\varphi \rightarrow B'_\varphi = B_\varphi + \frac{\text{const}_1}{r}, \quad B_z \rightarrow B'_z = B_z + B_0,$$

поскольку левые части уравнений также инвариантны относительно такой замены. Как следует из формул (2.5), указанная замена не влияет на компоненты электрического тока, определяющего структуру магнитного поля трубки. Иными словами, это означает, что система уравнений (2.9) определяет магнитное поле петли с точностью до некоторого потенциального поля. Учитывая сказанное, можно записать общее выражение для компоненты B_φ :

$$B_\varphi = C_1 \frac{B_z(r)}{r} + C_2 \frac{1}{r}.$$

Константу C_2 выберем таким образом, чтобы при $r \rightarrow 0$ поле $B_\varphi(0)$ было конечным. Это возможно при условии $C_2 = -C_1 B_z(0)$. Константа C_1 находится из условия, что при $r = r_1$ компоненты магнитного поля равны $B_\varphi(r_1)$, $B_z(r_1)$. В результате получим

$$B_\varphi(r) = b \frac{r_1}{r} (B_z(r) - B_z(0)), \quad b = \frac{B_\varphi(r_1)}{B_z(r_1) - B_z(0)}. \quad (2.11)$$

Выражение для $B_z(r)$ легко найти из первого уравнения системы (2.9) в приближении $\alpha(B_z^2 + B_\phi^2) \gg 1$, $B_z^2 \gg B_\phi^2$:

$$B_z^2(r) = B_z^2(0) - \frac{4\pi\sigma V_0}{c^2 r_1 \alpha} r^2, \quad r \leq r_1, \quad (2.12)$$

$$B_z^2(r) = B_z^2(\infty) + \frac{8\pi\sigma V_0}{c^2 r \alpha} r_1^2, \quad r \geq r_1.$$

Радиус трубки выражается через граничные значения магнитного поля:

$$r_1 = \frac{(B_z^2(0) - B_z^2(\infty)) c^2 \alpha}{12\pi V_0 \sigma}. \quad (2.13)$$

Радиус r_1 возрастает с увеличением магнитного поля на оси трубки и уменьшением скорости конвекции. Для высоты $h \approx 500$ км над уровнем $\tau_{5000} = 1$, где $n \approx 10^{11}$ см $^{-3}$, $n_a \approx 10^{15}$ см $^{-3}$, $T \approx 10^4$ К, получим $r_1 \approx 2,7 \times 10^7$ см, если предположить, что $B_z(0) = 10^3$ Гс и скорость конвекции $V_0 = 0,1$ км с $^{-1}$.

2.3. Электрический ток в магнитной трубке

Уравнения (2.5) и (2.11) позволяют определить полный электрический ток I_z , протекающий через сечение магнитной трубки параллельно ее оси,

$$I_z = \int_0^\infty j_z 2\pi r dr = \frac{bc r_1}{2} (B_z(\infty) - B_z(0)), \quad (2.14)$$

который зависит от значений магнитного поля на оси трубки и на бесконечности, а также от радиуса трубки и степени скрученности магнитного поля b (см. формулы (2.11)). Ток можно выразить через параметры плазмы и скорость конвекции, если в (2.14) подставить выражение (2.13) для радиуса трубки:

$$I_z = - \frac{cbF^2(B_z(0) - B_z(\infty))^2(B_z(0) + B_z(\infty))}{24\pi(2 - F)nm_i v_{ia}' V_0}. \quad (2.15)$$

Полагая для определенности $b \approx 1$, получим оценку величины продольных токов $I_z \approx 10^{11} - 10^{12}$ А для скоростей конвекции $|V_0| = 0,1 - 1,0$ км с $^{-1}$ и типичных параметров фотосферы на высоте 500 км над уровнем $\tau_{5000} = 1$, если принять значение магнитного поля на оси трубки $B_z(0) = 2 \times 10^3$ Гс.

Как мы видим, полный электрический ток через поперечное сечение магнитной трубки отличен от нуля и в условиях короны может быть достаточно большим. Решение уравнений магнитной гидродинамики с учетом анизотропии проводимости не показывает наличия обратного тока снаружи магнитной трубки. Действительно, как следует из формул (2.5) и (2.11), ток через поперечное сечение радиусом r равен $I_z(r) = (bc r_1/2)/(B_z(r) - B_z(\infty))$ и при монотонном изменении $B_z(r)$ по сечению трубки направление тока не меняется на противоположное. Этот результат является следствием особенностей электродвижущей силы, сосредоточенной в фотосферных основаниях магнитной трубки и формирующей ее структуру. Электродвижущая сила $(1/c) \mathbf{V}_r \times \mathbf{B}_\phi$, создающая ток j_z , не меняет знак ни в сечении трубки, ни на ее периферии. При этом, как видно из формул (2.11), (2.12), магнитное поле трубки простирается за пределы трубки на расстояние в несколько радиусов r_1 , что приводит к возможности

индукционного взаимодействия в ансамбле магнитных петель. Из уравнения индукции (2.6) следует, что характерное время диффузии магнитного поля при учете проводимости Каулинга выражается в виде

$$t_d \approx \frac{4\pi\sigma r_1^2}{c^2(1 + \alpha B^2)}.$$

Время t_d для корональных магнитных петель может изменяться в диапазоне 0,05–500 с, т.е. оно приблизительно на 8–10 порядков меньше времени диффузии, обусловленной только классической проводимостью σ . Указанное обстоятельство связано с большим значением параметра $\alpha B^2 \approx 10^8 - 10^{10}$ в проводимости Каулинга, обусловленной наличием в короне незначительного количества нейтральных атомов (порядка 10^{-5} по массе при учете неполной ионизации гелия). Небольшое время диффузии позволяет корональным магнитным петлям участвовать в быстрых динамических процессах.

В работе Кадомцева [40] рассматривались крутильные колебания идеально проводящего цилиндра, находящегося в однородном магнитном поле B_z . В этом случае, связанная с искривлением силовых линий электродвижущая сила, генерирующая ток j_z , распределена по всему объему цилиндра и условие замыкания тока $\text{div} \mathbf{j} = 0$ требует, чтобы по поверхности цилиндра протекал ток противоположного направления, что приводит к равенству нулю полного тока через поперечное сечение цилиндра. В случае корональных магнитных петель ситуация другая и компенсации тока не происходит. Здесь электродвижущая сила $(1/c) \mathbf{V} \times \mathbf{B}$ является "точечной". Она сосредоточена в фотосферных основаниях магнитной петли, и условие замыкания тока $\text{div} \mathbf{j} = 0$ обеспечивается протеканием тока от одного основания магнитной петли к другому через корональную часть петли и его замыканием в подфотосферных слоях, где проводимость изотропна и ток течет между двумя основаниями петли по кратчайшему пути.

2.4. Эквивалентный электрический контур.

Собственная частота

В разделе 2.3 было показано, что конвективное движение вещества фотосферы приводит к генерации тонких магнитных трубок радиусом $10^7 - 10^8$ см с электрическим током внутри них $10^{11} - 10^{12}$ А. Ток течет от одного основания петли к другому через ее корональную часть и замыкается в подфотосферных слоях. Глубина, на которой происходит замыкание тока, должна определяться из условия изотропии проводимости. Электрический ток в плазме с магнитным полем может быть представлен в виде

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}_{||} + \sigma_P \mathbf{E}_\perp + \frac{\sigma_H}{B} \mathbf{B} \times \mathbf{E}_\perp. \quad (2.16)$$

Здесь σ — проводимость в отсутствие магнитного поля. Проводимость Педерсена выражается в виде

$$\sigma_P = \sigma \frac{1 + F\omega_e \omega_i \tau_e \tau_{ia}}{1 + \omega_e^2 \tau_e^2 + 2F^2 \omega_e \omega_i \tau_e \tau_{ia} + (F^2 \omega_e \omega_i \tau_e \tau_{ia})^2}, \quad (2.17)$$

а проводимость Холла равна

$$\sigma_H = \sigma_P \frac{\omega_e \tau_e}{1 + F^2 \omega_e \omega_i \tau_e \tau_{ia}}, \quad (2.18)$$

где $\tau_e = (v'_{ca} + v'_{ci})^{-1}$, $\tau_{ia} = v'_{ia}{}^{-1}$. В корональной части петли, где $\omega_e \tau_e \gg 1$, $F \approx 0$, выполняется условие $\sigma \gg \sigma_H \gg \sigma_P$, т.е. проводимость сильно анизотропна. Связь тока с электрическим полем имеет вид $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}_{||}$, и основная часть тока течет вдоль силовых линий магнитного поля. Под фотосферой ситуация противоположная. Здесь $\omega_e \tau_e \ll 1$, $F^2 \omega_e \omega_i \tau_e \tau_{ia} \ll 1$ и выполняются условия $\sigma \approx \sigma_P$, $\sigma_H \ll \sigma$. Поэтому закон Ома принимает такой же вид, как и в отсутствие магнитного поля: $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, а ток начинает течь не вдоль магнитной трубки, как это происходит в короне и в хромосфере, а от одного основания арки к другому по линии наименьшего электрического сопротивления. При магнитном поле петли в фотосфере $\sim 10^3$ Гс изотропизация проводимости и область замыкания тока, согласно известной модели солнечной атмосферы, имеют место на глубине около 75 км под фотосферой [41]. Таким образом, супергрануляционная конвекция генерирует магнитные петли, основания которых не уходят глубоко в подфотосферные слои. При этом петля вместе с подфотосферным токовым каналом подобна витку с электрическим током, для которого можно написать уравнение эквивалентного электрического контура.

Феноменологический подход, основанный на аналогии магнитных петель в солнечной и звездных атмосферах с электрической цепью и RLC -контуром, оказался достаточно плодотворным при описании не только вспышечных процессов на Солнце и звездах [26], но и нагрева звездных корон, электродинамики горячих звезд [42], аккреционных дисков магнитных нейтронных звезд [43]. Рассматривая электрический аналог корональной магнитной петли, Айонсон [44] проанализировал случай, в котором магнитное поле петли является потенциальным и создается генератором статического поля, расположенным глубоко под фотосферой. Мы рассматриваем здесь токонесущую магнитную петлю с генератором тока, связанным с фотосферной конвекцией. В этом случае магнитное поле петли существенно непотенциальное. Это приводит к тому, что эффективное сопротивление и емкость контура становятся зависящими от величины тока через самосогласованные значения ω_e и ω_i .

Медленное изменение тока за время, много большее периода собственных колебаний контура, описывается следующим уравнением [45]:

$$\frac{1}{c} \frac{d(LI)}{dt} + RI = \mathcal{E}, \quad (2.19)$$

где I — полный ток, текущий через сечение петли параллельно ее оси,

$$R(I) = \frac{l_1}{\pi r_1^2 \sigma_1} + \frac{l_2}{\pi r_2^2 \sigma_2} + \frac{l_3}{\pi r_3^2 \sigma_3} + \frac{3\xi l_1 F^2 I^2}{\pi r_1^2 (2-F) c^4 m_i v'_{ia}} \left[1 + \frac{c^2 r_1^2 B_z^2(0)}{4I^2} \right], \quad (2.20)$$

l_1, l_2, l_3 — длины участков электрического контура в области действия фотосферной э.д.с., в области замыкания тока под фотосферой и в короне соответственно (см. рис. 2), r_1, r_2, r_3 — радиусы токового канала в указанных областях, $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — соответствующие изотропные проводимости, $\xi \approx 0,5$ — формфактор, возникающий при интегрировании по объему арки. В правой части (2.19) стоит э.д.с., обусловленная фотосферной конвек-

цией в основании арки:

$$\mathcal{E} = \frac{l_1}{\pi c r_1^2} \int_0^{r_1} V_r B_\phi 2\pi r dr \approx \frac{|\bar{V}_r| I l_1}{c^2 r_1}, \quad (2.21)$$

где $|\bar{V}_r|$ — среднее значение радиальной составляющей скорости конвективного потока внутри трубки в динамо-области фотосферы. Основной вклад в сопротивление контура вносит последнее слагаемое в правой части уравнения (2.20), связанное с динамо-областью петли. В этой области плотность электрического тока, как следует из (2.16) и (2.18), практически перпендикулярна вектору магнитного поля, а плазма частично ионизована. Поэтому определяющую роль играет проводимость Каулинга [36]

$$\sigma_K = \frac{\sigma_1}{1 + F^2 \omega_e \omega_i / [(2-F) v'_{ci} v'_{ia}]}, \quad (2.22)$$

которая при $F^2 \omega_e \omega_i / [(2-F) v'_{ci} v'_{ia}] \gg 1$ значительно меньше изотропной проводимости σ_1 . Поскольку ω_e и ω_i зависят от самосогласованного магнитного поля петли, сопротивление контура оказывается зависящим от тока I . Если токонесущую петлю аппроксимировать тонким витком с радиусом r , то ее индуктивность можно представить в виде [46]

$$L = 2l \left(\ln \frac{4l}{\pi r} - \frac{7}{4} \right), \quad (2.23)$$

где в качестве r и l можно взять значения для корональной части петли.

Характерное время возрастания тока в петле до максимального значения определяется наименьшим из двух временных масштабов:

$$t_R = \frac{L}{c^2 R}, \quad t_L = \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dt} \right)^{-1}. \quad (2.24)$$

Значение t_R определяет время возрастания тока в стационарной арке. Если индуктивность петли изменяется со временем, например магнитная петля увеличивается в размерах, и если при этом $t_L < t_R$, то время возрастания тока определяется величиной t_L . Время t_L составляет порядка нескольких часов, т.е. сравнимо с временем жизни ячейки супергрануляции. Такой же порядок величины имеет время t_R , если для оценки взять характерные размеры одиночных вспышечных арок на Солнце ($l \approx 5 \times 10^9$ см) и параметры динамо-области в фотосфере.

Установившееся значение тока определяется согласно (2.19) из соотношения

$$R(I) I = \mathcal{E}(I), \quad (2.25)$$

которое, как нетрудно убедиться, совпадает с (2.15), если пренебречь несущественным вкладом корональной части петли и области замыкания тока в общее сопротивление контура.

Для того чтобы получить уравнение для собственных колебаний петли как эквивалентного RLC -контура, нужно из уравнения движения плазмы как целого

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.26)$$

и обобщенного закона Ома в нестационарной форме

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc} - \frac{\nabla p_e}{en} - \frac{F^2}{(2-F)cnm_i v_{ia}'} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B} + \frac{(1-F)F^2}{(2-F)cnm_i v_{ia}'} \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} \times \mathbf{B} \quad (2.27)$$

исключить вариации скорости и выразить электрическое поле через вариации электрического тока. Затем необходимо провести интегрирование по объему магнитной петли с учетом уравнения

$$\oint \frac{\partial E_z}{\partial t} dl = - \frac{L}{c^2} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2}. \quad (2.28)$$

В результате для колебаний тока малой амплитуды $|I_{\sim}| \ll I$ получим следующее уравнение [45]:

$$\frac{1}{c^2} L \frac{\partial^2 I_{\sim}}{\partial t^2} + \left(R(I) - \frac{|\bar{V}_r| l_1}{c^2 r_1} \right) \frac{\partial I_{\sim}}{\partial t} + \frac{1}{C(I)} I_{\sim} = 0. \quad (2.29)$$

Эффективная емкость контура определяется из соотношения

$$\frac{1}{C(I)} = \frac{I^2}{\pi c^4} \left(\frac{l_1}{\rho_1 r_1^4} + \frac{l_2}{\rho_2 r_2^4} \right) \left(1 + \frac{c^2 r_1^2 B_z^2(0)}{4I^2} \right). \quad (2.30)$$

Поскольку $l_1/\rho_1 \ll l_2/\rho_2$, то основной вклад в емкость контура вносит корональная часть петли длиной l_2 . Из (2.29) следует, что колебания контура возрастают, если $R(I) < |\bar{V}_r| l_1 / c^2 r_1$, т.е. если ток в контуре меньше установившегося значения, и затухают, если фотосферная э.д.с. прекращает действовать, например, в результате уменьшения скорости конвекции при нагреве плазмы во время вспышки. При этом затухание достаточно медленное, поскольку добротность контура $Q = [1/cR(I)]^{-1} \sqrt{L/C(I)}$ является весьма большой, достигая значений $10^3 - 10^4$ для типичных параметров вспышечных арок.

Частота колебаний RLC -контура определяется формулой

$$\nu_{RLC} \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{2\pi A}} \left(1 + \frac{c^2 r_2^2 B_z^2(0)}{4I^2} \right)^{1/2} \frac{I}{cr_2^2 \sqrt{n_2 m_i}}, \quad (2.31)$$

где $A = \ln 4l/(\pi r_2) - 7/4$, а значения r_2 и n_2 относятся к корональной части петли. Зависимость частоты от тока в (2.31) связана с тем, что эквивалентная емкость петли определяется альвеновской скоростью, которая зависит не только от z -компоненты, но и от φ -компоненты магнитного поля в петле.

Частота не зависит от величины тока в случае его достаточно малых значений:

$$\nu_{RLC} \approx \frac{1}{4\pi} \frac{B_z(0)}{r_2 \sqrt{2\pi \Lambda n_2 m_i}}, \quad I \ll \frac{cr_2 B_z(0)}{2}, \quad (2.32)$$

и является пропорциональной величине тока при его больших значениях:

$$\nu_{RLC} \approx \frac{I}{2\pi cr_2^2 \sqrt{2\pi \Lambda n_2 m_i}}, \quad I \gg \frac{cr_2 B_z(0)}{2}. \quad (2.33)$$

Это обстоятельство может быть использовано для диагностики электрических токов в корональных магнитных арках по временным флуктуациям радио- и рентгеновского излучения вспышек на Солнце и звездах [16, 45].

2.5. Процессы накопления и диссипации энергии электрического тока в корональных арках.

Диагностика электрических токов

Из соотношений (2.32) и (2.33) следует, что арка как эквивалентный электрический контур имеет собственный период колебаний, который при достаточно большом токе в петле, $I \gg cr_2 B_z(0)/2$, обратно пропорционален его величине:

$$P = \frac{2\pi}{c} \sqrt{LC(I)} \approx \frac{10S_{17}}{I_{11}} [c], \quad (2.34)$$

где S_{17} — площадь поперечного сечения корональной части петли на Солнце в единицах $[10^{17} \text{ см}^2]$, I_{11} — ток в петле в единицах $[10^{11} \text{ А}]$. Эта зависимость обусловлена тем, что емкость контура определяется альвеновской скоростью внутри петли, т.е. магнитным полем, напряженность которого, в свою очередь, зависит от силы тока в петле. В самом деле, поскольку емкость определяется корональной частью петли,

$$C(I) = \frac{c^4 \rho_2 S^2}{2\pi l_2 I^2}, \quad (2.35)$$

а из закона Био – Савара следует связь тока с магнитным полем $I \propto B\sqrt{S}$, то формула (2.35) эквивалентна выражению для емкости конденсатора $C = \epsilon_A S/l_2$ с расстоянием l_2 между пластинами, площадью пластин S и диэлектрической проницаемостью среды относительно альвеновских волн $\epsilon_A = c^2/V_A^2$.

2.5.1. Модуляция микроволнового излучения солнечных вспышек RLC -колебаниями. Собственные RLC -колебания магнитной петли модулируют интенсивность ее микроволнового излучения как тепловой, так и нетепловой природы. В работе [45] определены значения электрического тока по периоду пульсаций излучения солнечных вспышек в миллиметровом диапазоне длин волн, наблюдавшихся в 1989–1993 гг. на радиотелескопе в Метсахови (Финляндия). В таблице 2 приведены характеристики ряда всплесков с пульсациями для типичных размеров вспышечных арок на Солнце $S_{17} = 1$, $l_2 = 5 \times 10^9$ см. Спектральный анализ выявил модуляцию излучения с периодами P от 0,7 с до 17 с, что дает значения электрического тока $I \approx 6 \times 10^{10} - 1,4 \times 10^{12}$ А. Приведены также значения полной энергии электрического тока, запасенной в контуре, $LI^2/2 \approx 10^{30} - 5 \times 10^{32}$ эрг.

Для некоторых событий удалось сравнить энергию, запасенную в магнитной петле, с энергией вспышки. Так, для вспышки 22 июня 1989 г. из (2.34) найдены $I = 2 \times 10^{11}$ А и $LI^2/2 = 10^{31}$ эрг. С другой стороны, оценка тепловой энергии испаряющейся хромосферной плазмы для этой вспышки из данных о мягком рентгеновском и микроволновом излучении [47] дает $E_{th} = (1,0 - 4,5) \times 10^{29}$ эрг. Тепловая энергия горячей плазмы, как известно, составляет значительную часть энергии вспышки. Поэтому можно сделать вывод о том,

Таблица 2. Всплески миллиметрового излучения Солнца с высокодобротными пульсациями и параметры RLC -контура. F_{\max} — максимальное значение потока миллиметрового излучения в единицах SFU ($1 \text{ SFU} = 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$)

Дата	Миллиметровый всплеск, UT	F_{\max} , SFU	P , с	I , 10^{12} А	$LI^2/2$, 10^{31} эрг
22.06.89	14:47–14:59	< 150	5,2	2,0	1,0
19.05.90	13:15–13:40	10	0,7	14,2	50,0
01.09.90	7:06–7:30	27	1,1	9,1	20,9
24.03.91	14:11–14:17	< 700	10,0	1,0	0,25
16.02.92	12:36–13:20	≈ 2000	5,0	2,0	1,0
08.07.92	9:48–10:10	≈ 2500	3,3	3,0	2,3
08.07.92	10:15–11:00	15	16,7	0,6	0,08
27.06.93	11:22–12:00	40	3,5	2,8	2,0

что при вспышке выделяется менее 5–10% энергии электрического тока, запасенной в магнитной арке. Такая ситуация представляется правдоподобной в тех случаях, когда магнитная структура вспышки не разрушается в процессе энерговыделения.

Поскольку солнечная вспышка сопровождается диссипацией тока в магнитной петле, то частота RLC -колебаний должна уменьшаться по мере развития вспышки. Напротив, если происходит возрастание тока в петле в результате действия фотосферной э.д.с., то частота RLC -колебаний будет со временем возрастать. Поиск линейно частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов (т.е. сигналов, частота которых выражается в виде $\omega = \omega_0 + Kt$, где K — константа, t — время) с положительным и отрицательным частотными дрейфами в спектре низкочастотной модуляции микроволнового излучения солнечных вспышек проведен в работах [48, 49]. Для этого при анализе микроволнового излучения солнечных вспышек, наблюдаемых на частоте 37 ГГц в Метсахови, применялось преобразование Вигнера–Виля [50–52]. Было обнаружено несколько всплесков с ЛЧМ-модуляцией, соответствующей мощной диссипации электрического тока в источнике всплеска — корональной магнитной арке — во время солнечных вспышек. Выявлены также случаи модуляции ЛЧМ-сигналами с увеличивающейся во времени частотой, что соответствует процессу накопления энергии электрического тока в петле.

В работе [48] преобразование Вигнера–Виля применено для анализа низкочастотной модуляции интенсивности четырех микроволновых всплесков, наблюдавшихся в 1991 г. в радиообсерватории Метсахови на частоте 37 ГГц. Во всех исследованных событиях обнаружена модуляция потока радиоизлучения ЛЧМ-сигналами с характерными частотами от 0,075 Гц до 0,9 Гц как с положительным, так и с отрицательным частотными дрейфами, свидетельствующими о накоплении или диссипации энергии электрического тока в корональной магнитной арке. Величина частотного дрейфа для различных событий лежала в пределах $|(1/f)(df/dt)| = 2,5 \times 10^{-5} - 1,4 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

На рисунке 3 представлен пример такого анализа. Показан (рис. 3а) временной профиль микроволнового всплеска, произошедшего 24 марта 1991 г. (14:05 UT) в

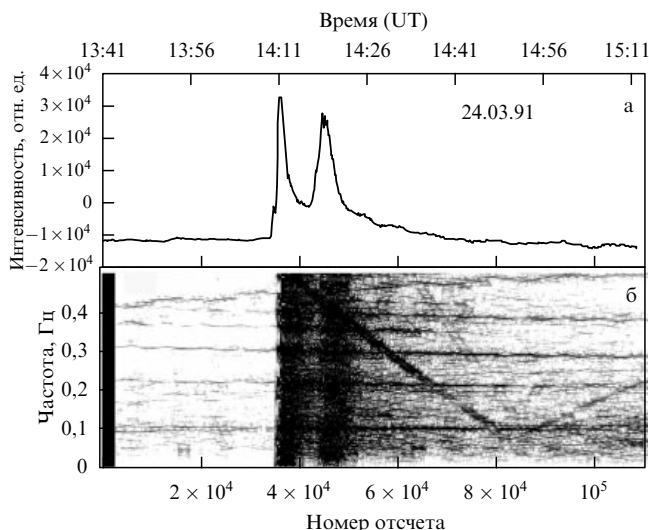


Рис. 3. (а) Временной профиль всплеска радиоизлучения Солнца на частоте 22 ГГц, зарегистрированный в радиообсерватории Метсахови (Финляндия). (б) Динамический спектр низкочастотной модуляции потока радиоизлучения.

активной области (S25W03). Максимальный поток радиоизлучения в импульсной фазе составлял 70 SFU (Solar Flux Unit — единица солнечного потока, $1 \text{ SFU} = 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$) при общей длительности радиовсплеска около 30 мин. На рисунке 3б представлена нижняя часть динамического спектра низкочастотной модуляции потока радиоизлучения, охватывающая все фазы всплеска. В целом динамический спектр представляет собой ЛЧМ-сигнал с частотой, дрейфующей от 0,5 Гц до 0,1 Гц с характерной скоростью $-2 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ на начальной стадии события, соответствующей фазе диссипации энергии электрического тока в корональной магнитной арке. На конечной стадии всплеска скорость дрейфа обращается в нуль, а затем меняет знак и достигает величины $+1,4 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Смена знака скорости частотного дрейфа ЛЧМ-сигнала, которая происходит в 14:50 UT, когда всплеск радиоизлучения практически затухает, соответствует началу фазы накопления энергии электрического тока в корональной магнитной арке.

Из анализа данных для четырех радиовсплесков получены значения токов в корональной магнитной арке $(0,75 - 9) \times 10^{11}$ А и запасенной энергии электрического тока $1,4 \times 10^{30} - 2 \times 10^{32}$ эрг, что согласуется с результатами работы [45], в которой для определения периода низкочастотной модуляции микроволновых всплесков привлекался фурье-анализ. В событии 24 марта 1991 г. ток в петле уменьшился от 9×10^{11} А в начале всплеска до 10^{11} А на его конечной стадии, т.е. почти на порядок величины. Скорость энерговыделения при этом составляла 10^{28} эрг с^{-1} . После вспышки скорость частотного дрейфа ЛЧМ-сигнала стала положительной, что соответствует возобновлению процесса накопления энергии в корональной магнитной арке.

Таким образом, приведенные примеры можно рассматривать как достаточно важное экспериментальное свидетельство наличия диссипации и накопления энергии электрического тока в корональных арках. Оценки электрического тока, запасенной энергии и скорости ее

диссипации удовлетворительно согласуются с соответствующими величинами, характерными для вспыхивающих процессов на Солнце, которые получены из других данных. Это свидетельствует об эффективности "контурных" моделей вспышек, основанных на аналогии вспышки с электрическим контуром с большой индуктивностью, в котором энергия запасается в виде электрического тока и в некоторый момент происходит резкое возрастание сопротивления, приводящее к значительному энерговыделению.

2.5.2. Пульсирующие радиовсплески от звезды AD Leo.

Радиоизлучение активного красного карлика AD Leo (Gliese 388, dM3.5e), удаленного на расстояние 4,85 пк, неоднократно наблюдалось на крупных радиотелескопах в диапазоне 1,3–5,0 ГГц. Наблюдения выявили существование квазипериодических пульсаций с периодами 1–10 с на фоне континуума [7, 15, 53, 54]. Глубина модуляции в пульсациях может достигать 50 %, а яркостные температуры радиоизлучения находятся в области 10^{10} – 10^{13} К, что свидетельствует о когерентных механизмах радиоизлучения. Феноменологически пульсации в какой-то мере подобны пульсациям радиоизлучения IV типа Солнца [7]. Тем не менее имеются и отличия звездных радиопульсаций от солнечных, что требует самостоятельного исследования. Пульсации AD Leo обнаруживают частотный дрейф 100 – 400 МГц с^{-1} и обладают высокой степенью круговой поляризации (50–100 %). Наличие частотного дрейфа в радиовсплесках AD Leo и высокой степени поляризации свидетельствует в пользу периодического режима ускорения частиц в атмосфере звезды и плазменного механизма радиоизлучения пульсаций в неоднородной атмосфере звезды. В разделе 5 показано, что ускорение электронов может быть обусловлено электрическими полями, возникающими в результате конвективных движений в основаниях магнитных петель в атмосфере звезды, а модуляция ускорительного процесса вызвана колебаниями магнитного поля петли.

В работе [16] исследован динамический спектр радиопульсаций от вспышки красного карлика AD Leo, зарегистрированной 19 мая 1997 г. (18.45 UT) в диапазоне частот 4,6–5,1 ГГц с помощью 100-метрового радиотелескопа в Эффельсберге (Германия). На рисунке 4а приведен временной профиль радиоизлучения на частоте 4,85 ГГц вблизи указанного момента времени с общей длительностью около 100 с. Излучение с потоком в максимуме всплеска порядка 300 мЯн присутствует только в правой поляризации. Общая длительность всплесковой фазы около 50 с. Временное разрешение при цифровой записи составляет 1 мс. На временном профиле видны флуктуации потока радиоизлучения, которые на динамическом спектре всплеска в диапазоне 4,61–5,09 ГГц имеют характер пульсаций. Предварительный анализ [15] выявил в спектре пульсаций компоненту с периодом 2 с (0,5 Гц), который явно отличается от периода собственных осцилляций телескопа (рис. 4б).

На рисунке 4в представлен спектр низкочастотных пульсаций в диапазоне 0–9 Гц, полученный преобразованием Вигнера–Вилля для моментов времени, соответствующих спадающему участку временного профиля первого импульса радиоизлучения. Кроме шумовой составляющей здесь видны почти эквидистантные, дрейфующие по частоте узкополосные сигналы с частотным

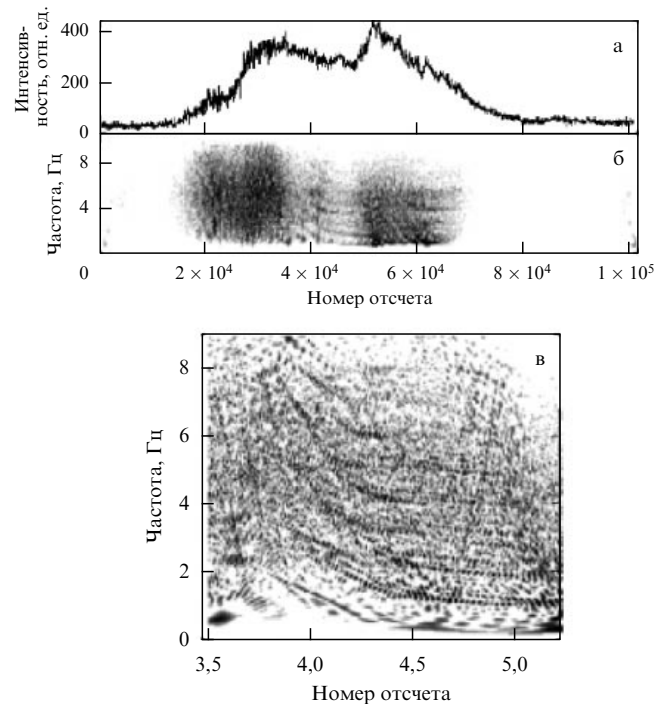


Рис. 4. Вспышка на красном карлике AD Leo 19 мая 1997 г. в диапазоне 5 ГГц. (а) Кривая блеска с длительностью импульсной фазы ≈ 50 с. (б) Динамический спектр низкочастотных пульсаций, полученный методом Вигнера–Вилля. (в) Фрагмент динамического спектра, соответствующий спадающей ветви первого импульса радиовспышки.

расщеплением. Спектр пульсаций свидетельствует о том, что на источник радиоизлучения одновременно воздействуют два независимых типа модуляции: 1) периодические кратковременные импульсы с частотой повторения $\nu_1 = 2$ Гц и 2) синусоидальная волна с частотой $\nu_2 = 0,5$ Гц.

Анализ радиовспышки AD Leo 19 мая 1997 г. [15] показал, что из двух когерентных механизмов — плазменного и циклотронного мазерного — наиболее вероятен плазменный механизм радиоизлучения из корональной магнитной петли с концентрацией плазмы $n \approx 2,3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, температурой $T = 3 \times 10^7$ К и величиной магнитного поля $B = 730$ – 810 Гс. Основываясь на этих данных, можно предположить, что низкочастотная модуляция излучения связана с собственными колебаниями корональной магнитной петли (см. раздел 3) на красном карлике. В соответствии с этим предположением импульсная модуляция обусловлена быстрыми магнитозвуковыми колебаниями магнитной петли с частотой $\nu_1 \approx V_A/a$, где $V_A = B/\sqrt{4\pi m_i n}$ — альвеновская скорость, a — радиус петли. Полагая тогда $\nu_1 = 2$ Гц (что следует из анализа спектра пульсаций) и $V_A = 7 \times 10^8 (\omega_c/\omega_p) = 3,5 \times 10^8 \text{ см}^{-1}$ ($\omega_c/\omega_p \approx 0,5$, что следует из анализа [15] механизма радиоизлучения), получаем оценку радиуса магнитной петли $a \approx 1,8 \times 10^8$ см, сравнимую с радиусом вспыхивающих магнитных петель на Солнце.

Что касается синусоидальной модуляции, то она, вероятнее всего, вызвана собственными колебаниями магнитной петли как эквивалентного электрического контура, частота которых определяется выражением (31). Эта частота зависит от силы тока, текущего вдоль

петли, и уменьшается, когда ток диссипирует во время вспышки, что объясняет наблюдаемый отрицательный частотный дрейф модулирующего сигнала. Используя значение $\nu_2 = 0,5$ Гц (соответствующие моменту "излома" спектра на рис. 4в) и соотношение $I = caB_z/2$, из формулы $\nu_2 = V_A/(a\sqrt{\pi}l)$ находим длину петли: $l \approx 4 \times 10^{10}$ см, которая оказывается порядка радиуса звезды ($3,5 \times 10^{10}$ см). Отметим, что первые радиоинтерферометрические наблюдения со сверхдлинными базами (РСДБ) красных карликов [3] подтверждают существование больших, порядка или более радиуса звезды, корональных арок (рис. 1б). Принимая далее максимальное значение $\nu_2^{\max} \approx 2$ Гц (нижний трек на рис. 4в), можно оценить следующие величины: силу электрического тока в момент времени, соответствующий максимуму первого импульса радиовсплеска, $I^{\max} \approx 4,5 \times 10^{12}$ А; величину запасенной в петле энергии электрического тока $W \approx LI^2/c^2 \approx 5,5 \times 10^{33}$ эрг и скорость энерговыделения $\dot{W} \approx 10^{32}$ эрг с^{-1} . Последняя величина на 2–3 порядка превышает мощность типичной солнечной вспышки. Это обусловлено большими значениями магнитных полей на поверхности красного карлика и более высокой активностью фотосферной конвекции.

2.6. Взрывное джоулево энерговыделение.

Роль желобковой неустойчивости и проводимости Каулинга

Анализ показывает, что ни классическое (спитцеровское) сопротивление, ни наиболее сильные микронеустойчивости плазмы, например неустойчивость Бунемана, не обеспечивают необходимой величины сопротивления во вспышечной арке. Авторы настоящего обзора обратили внимание [37, 38] на возможность повышенной диссипации тока в корональной арке при учете нейтральной компоненты плазмы и нестационарности процесса. В этом случае существенна проводимость Каулинга [36], которая на много порядков ниже классической проводимости Спитцера. Эффект значительного возрастания джоулевой диссипации в частично ионизованном газе впервые был отмечен Шлютером и Бирманом [55]. Этот эффект обусловлен большими потерями энергии ионов, движущихся через газ нейтральных частиц под действием силы Ампера $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Так, в межзвездных облаках проводимость Каулинга меньше проводимости Спитцера на 10–12 порядков [56].

В работах [37, 38, 57] показано, что обобщенный закон Ома с учетом нестационарности процесса

$$\mathbf{E}^* = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc} - \frac{\nabla p_e}{en} + \frac{F}{cnm_i v_{ia}} [(n_a m_a \mathbf{g} - \nabla p_a) \times \mathbf{B}] - \frac{F^2}{cnm_i v_{ia}} \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} \times \mathbf{B} \quad (2.36)$$

вместе с уравнениями Максвелла, уравнением движения плазмы как целого

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.37)$$

и уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (2.38)$$

самосогласованным образом описывают поведение плазмы и электромагнитных полей в процессе вспышечного энерговыделения в корональной магнитной арке. Напомним, что здесь $\mathbf{E}^* = \mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ — электрическое поле в системе координат, движущейся с плазмой, $\rho = n_a m_a + n_e m_e + n_i m_i$ — плотность частично ионизованной плазмы, $p = p_a + p_e + p_i$ — давление, $\sigma = ne^2/[m_e(v_{ei} + v_{ea})]$ — проводимость Спитцера, $F = \rho_a/\rho$ — относительная плотность нейтральных частиц.

Джоулева диссипация тока характеризуется величиной $q = \mathbf{E}^* \mathbf{j}$, которую с учетом соотношений (2.36)–(2.38) можно представить в виде [37, 38, 57]

$$q = \frac{j^2}{\sigma} + \frac{F^2}{c^2 n m_i v_{ia}} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})^2. \quad (2.39)$$

Видно, что в бессиловом поле ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}$) второе слагаемое в правой части (2.39) оказывается несущественным и диссипация тока определяется проводимостью Спитцера. Диссипация наиболее велика при $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$. Причиной повышенной диссипации тока в корональной арке может являться баллонная неустойчивость хромосферы [57] или протуберанца [58], расположенного над аркой (см. рис. 2). Проникающий в токовый канал "язык" частично ионизованной плазмы деформирует магнитное поле в соответствии с уравнением

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\left(\mathbf{V} + \frac{F^2}{cnm_i v_{ia}} \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right) \times \mathbf{B} \right]. \quad (2.40)$$

В результате появляется сила Ампера, которая и обеспечивает повышенную диссипацию тока. Интегрируя (2.39) по объему арки, находим мощность энерговыделения [37]:

$$\frac{dW}{dt} = \left[\frac{m_e(v_{ei} + v_{ea})d}{e^2 n S} + \frac{2\pi F^2 I^2 d}{c^4 n m_i v_{ia} S^2} \right] I^2 = [R_c + R_{ni}(I)] I^2, \quad (2.41)$$

где d — характерный размер языка частично ионизованной плазмы, проникающего в токовый канал, R_c — классическое (по Спитцеру) сопротивление, R_{ni} — сопротивление Каулинга, пропорциональное квадрату тока I . Полагая $d \approx 5 \times 10^7$ см, $S \approx 3 \times 10^{16}$ см², $I \approx 3 \times 10^{11}$ А, $n \approx 10^{11}$ см⁻³, $T \approx 10^4$ К, $F \approx 0,5$, из (2.41) находим значение $R_{ni} \approx 10^{-3}$ Ом, которое обеспечивает мощность вспышечного энерговыделения 10^{27} эрг с^{-1} . При токах $I \approx 10^{12}$ А мощность энерговыделения возрастает до 10^{29} эрг с^{-1} .

Уитленд и Мэлроуз [59] считают, что вспышечные магнитные арки являются бессиловыми, поэтому представленные оценки мощности энерговыделения могут оказаться завышенными. В [59] не учитывался, однако, процесс проникновения частично ионизованной плазмы в арку вследствие наличия баллонной моды желобковой неустойчивости, который изменяет магнитное поле согласно уравнению (2.40). Анализ режимов проникновения языков плазмы в токовый канал [57] показал, что динамика джоулевого нагрева плазмы определяется как параметрами языка, так и характеристиками вспышечной плазмы, в частности распределением газового давления по радиусу арки.

Проиллюстрируем сказанное на примере магнитной трубки с бессильным магнитным полем ($\mathbf{j} \times \mathbf{V} = 0$), заданным в виде [11]

$$B_{\varphi 0} = \frac{r}{r_0} \frac{B_0}{1 + r^2/r_0^2}, \quad B_{z0} = \frac{B_0}{1 + r^2/r_0^2}. \quad (2.42)$$

Примем для определенности следующую аппроксимацию для скорости втекающей в токовый канал плазмы [19]: $V_r(r, t) = V_0(t) r/r_0$, $r \leq r_0$. Тогда компоненты магнитного поля B_{φ} и B_z будут изменяться следующим образом:

$$\begin{aligned} B_{\varphi}(r, t) &= \exp(y) B_{\varphi 0}(r \exp(y)), \\ B_z(r, t) &= \exp(2y) B_{z0}(r \exp(y)), \\ y &= -\frac{1}{r_0} \int_0^t \left(V_0(t') + \frac{F^2 \rho}{nm_i v'_{ia}} \frac{dV_0}{dt'} \right) dt'. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Уравнения (2.39), (2.40) и (2.43) позволяют исследовать зависимость скорости энерговыделения в магнитной трубке от времени и координаты при развитии желобковой неустойчивости. Проще всего это сделать для приосевой области трубки, в которой зависимость давления от радиуса является квадратичной, $p(r, t) = p_0(t) + p_0(t) r^2/r_0^2$, а функцию y можно считать малой по сравнению с единицей. Физически это означает, что амплитуда колебаний языка плазмы, проникающего в трубку, мала по сравнению с радиусом трубки. В этом случае с учетом (2.37) получим следующую систему уравнений для V_0 , p_0 , y :

$$\frac{\partial V_0}{\partial t} = -\frac{2p_0}{r_0} + \frac{B_0^2}{\pi r_0} y, \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = \frac{(\gamma - 1) F^2 B_0^4}{nm_i v'_{ia} \pi^2 r_0^2} \frac{\partial V_0}{\partial t} y^2, \quad (2.45)$$

$$\frac{\partial y}{\partial t} = -\frac{V_0}{r_0} - \frac{F^2 \rho}{nm_i v'_{ia} r_0} \frac{\partial V_0}{\partial t}. \quad (2.46)$$

В общем случае система уравнений (2.44)–(2.46) описывает пульсирующие режимы энерговыделения, при которых желобок внешней плазмы проникает в петлю в результате серии осцилляций. Кроме того, имеется взрывной режим, возникающий, когда давление плазмы возрастает от оси петли к ее периферии, т.е. $p_0 > 0$, и уравновешивает силу Ампера, появляющуюся при развитии желобковой неустойчивости, т.е. $p_0 = B_0^2 y / 2\pi$. В этом случае, как следует из (2.44), (2.45),

$$y = \frac{y_0}{1 - (t/t_0)}, \quad t_0 = \frac{nm_i v'_{ia} \pi r_0^2}{2(\gamma - 1) F^2 B_0^2 y_0}, \quad (2.47)$$

т.е. отношение газового давления к давлению магнитного поля в петле $\beta = 8\pi p/B^2 \approx 4y$ возрастает взрывным образом с увеличением y от значения $y_0 \ll 1$ до тех пор, пока не начнут сказываться неучтенные эффекты, ограничивающие энерговыделение, например возрастание степени ионизации по мере нагрева плазмы, приводящее к уменьшению энерговыделения, обусловленного ионно-атомными столкновениями.

2.7. Индукционное взаимодействие корональных магнитных петель

Уравнения (2.19) и (2.29) для медленных и быстрых изменений электрического тока в корональной магнитной петле справедливы для петли, которая является магнитно-изолированной от окружающих петель, т.е. эти уравнения не описывают эффекты взаимной индукции, связанные с изменением внешнего магнитного потока через контур петли. Эти эффекты могут быть учтены при интегрировании обобщенного закона Ома посредством добавления к величине

$$\frac{\partial}{\partial t} \oint E_z dz$$

электродвижущей силы взаимной индукции

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\sum_j^N M_j I_j \right],$$

где I_j — ток в j -й петле, M_j — коэффициент взаимной индукции между j -й и рассматриваемой петлями, а суммирование проводится по всем петлям, окружающим выделенную петлю. В случае медленного изменения токов в окружающих петлях (за время, много большее периода RLC -осцилляций, $1/v_{RLC} \ll t_{\text{curr}}$, где t_{curr} — характерная временная шкала изменения тока) взаимная индукция будет влиять только на медленные вариации величины равновесного тока I_{z0} в данной петле. Поэтому при исследовании относительно быстрых RLC -осцилляций электрического тока в петле влиянием окружающих петель можно пренебречь. В частности, такое влияние не скажется на характере функциональной зависимости частоты v_{RLC} от величины протекающего в петле тока I_{z0} . Вместе с тем медленные вариации I_{z0} , обусловленные индукционным взаимодействием с окружающими петлями, будут приводить к определенному дрейфу частоты RLC -осцилляций v_{RLC} , которые, в свою очередь, модулируют микроволновое излучение и могут быть детектированы в низкочастотных спектрах. В связи с этим мы можем различать два вида динамики электрического тока в магнитных петлях: "быстрые процессы", т.е. RLC -осцилляции электрического тока около равновесного значения I_{z0} , и "медленные процессы", т.е. изменения равновесного тока, приводящие к дрейфу частоты RLC -осцилляций. Одной из причин медленного изменения I_{z0} , которая была рассмотрена в разделе 2.5, является возрастание тока под действием фотосферной электродвижущей силы либо его диссипация при развитии вспышечного процесса в корональной магнитной петле. Другой причиной может быть индукционная э.д.с., возникающая при взаимодействии магнитной петли с другими петлями при их всплывании или относительноном движении [21, 22, 25]. В последнем случае система уравнений для медленных изменений тока в двух индукционно взаимодействующих магнитных петлях запишется следующим образом [25]:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (L_{11} I_1 + M_{12} I_2) + I_1 R_1(I_1) = \mathcal{E}_1, \quad (2.48)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (L_{22} I_2 + M_{21} I_1) + I_2 R_2(I_2) = \mathcal{E}_2. \quad (2.49)$$

Здесь $L_{1,2}$ — индуктивности петель, определяемые формулой (2.23) с соответствующими значениями пара-

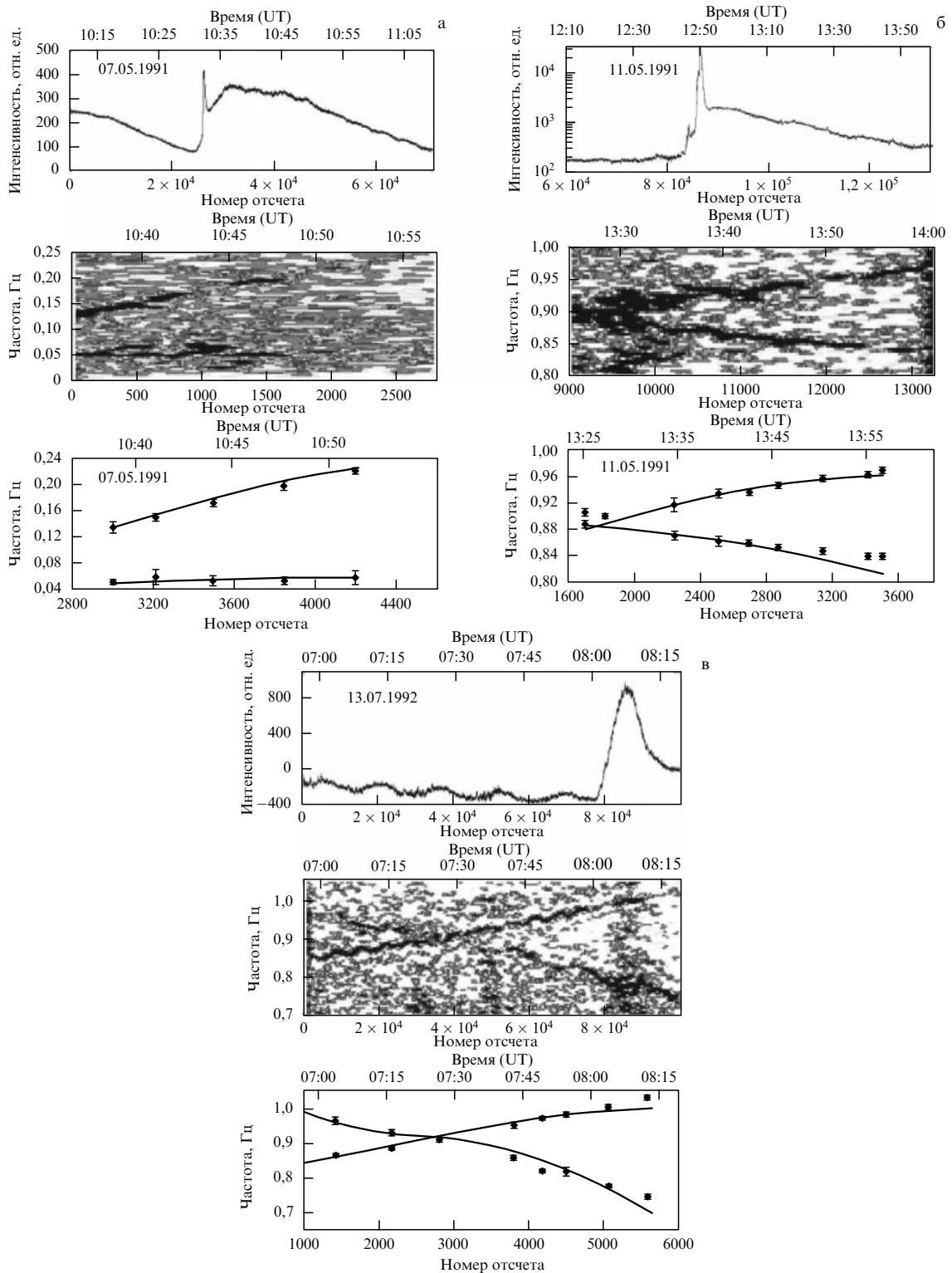


Рис. 5. Индукционное взаимодействие двух токонесящих арок при их всплывании или относительном движении. Медленные изменения тока, обусловленные индукционным взаимодействием с соседней аркой, приводят к дрейфу частоты модуляции микроволнового излучения.

метров для каждой петли, $R_{1,2}(I_{1,2})$ — полные сопротивления петель, определяемые формулой (2.20), $\mathcal{E}_{1,2}$ — электродвижущие силы в фотосферных основаниях петель (2.21). В случае петель, аппроксимируемых тонкими тороидами, когда главные радиусы $R_{loop}^{(i)} \gg r_i$ (r_i — малые радиусы тороидов), коэффициенты взаимной индукции можно аппроксимировать формулой [60, 61]

$$M_{12} = M_{21} = 8(L_1 L_2)^{1/2} \left[\frac{R_{loop}^{(1)} R_{loop}^{(2)}}{(R_{loop}^{(1)} + R_{loop}^{(2)})^2 + d_{1,2}^2} \right] \cos \varphi, \quad (2.50)$$

где $R_{loop}^{(1,2)}$ — главные радиусы петель, $d_{1,2}$ — расстояние между центрами тороидов, φ — угол между нормальными к плоскостям тороидов.

Таблица 3. Параметры корональных арок для трех вспышек, представленных на рис. 5. Указаны большие R_{loop} и малые r_0 радиусы арок, скорости всплывания v петель, температура T , магнитное поле B и плотность плазмы в петлях

Параметр	Дата события		
	7 мая 1991 г.	11 мая 1991 г.	13 июля 1992 г.
$r_0^{(1)}$	600 км	600 км	590 км
$r_0^{(2)}$	550 км	700 км	510 км
$R_{\text{loop}}^{(1)}$	20 000 км	20 000 км	20 000 км
$R_{\text{loop}}^{(2)}$	1000 км	1000 км	3000 км
v_1	0,5 км с ⁻¹	1,2 км с ⁻¹	0,5 км с ⁻¹
v_2	4,5 км с ⁻¹	4,9 км с ⁻¹	2,5 км с ⁻¹
T_{01}	10 ⁷ К	10 ⁷ К	2 × 10 ⁶ К
T_{02}	10 ⁷ К	5,0 × 10 ⁶ К	1,0 × 10 ⁶ К
n_1	1,3 × 10 ⁹ см ⁻³	2,0 × 10 ⁹ см ⁻³	3,5 × 10 ⁹ см ⁻³
n_2	2,4 × 10 ⁹ см ⁻³	4,5 × 10 ⁹ см ⁻³	5,0 × 10 ⁹ см ⁻³
I_{01}	1,7 × 10 ⁸ А	-1,58 × 10 ¹⁰ А	-1,8 × 10 ¹⁰ А
I_{02}	1,7 × 10 ⁸ А	1,58 × 10 ¹⁰ А	2,3 × 10 ¹⁰ А
B_1	85 Гс	120 Гс	170 Гс
B_2	85 Гс	120 Гс	100 Гс
d_{12}	2500 км	2500 км	2500 км
φ_{12}	$\pi/20$	$\pi/4$	$\pi/4$

Уравнения (2.48), (2.49) использованы в работе [25] для моделирования двойных треков, возникающих иногда в спектрах низкочастотной модуляции интенсивности микроволнового излучения вспышек.

На рисунке 5 показаны временные профили микроволнового радиоизлучения трех вспышек на частоте 37 ГГц, динамические спектры низкочастотной модуляции этого излучения, полученные методом Вигнера –

Виля, и результаты численного моделирования этих динамических спектров RLC -колебаниями двух индуктивно взаимодействующих корональных магнитных петель. Параметры петель, скорости всплывания и взаимная ориентация, при которых достигается наилучшее совпадение результатов численного моделирования с экспериментальными данными, приведены в табл. 3.

3. Корональная арка — резонатор для магнитогидродинамических волн

Важным открытием в астрофизике в 1960-х годах явилось обнаружение пятиминутных колебаний на Солнце, что положило начало новому разделу в физике Солнца — *гелиосейсмологии*. Пятиминутные колебания представляют собой волны звукового типа (p -моды). Их спектр содержит чрезвычайно ценную информацию о внутреннем строении Солнца. В дальнейшем методы гелиосейсмологии привлекались для исследования колебаний локальных образований: солнечных пятен, протуберанцев. Успехи гелиосейсмологии и исследования осцилляций на звездах привели к созданию *астеросейсмологии* [62].

Наблюдения ультрафиолетового (УФ) излучения Солнца на космическом аппарате TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) с высоким пространственным разрешением позволили обнаружить колебания корональных арок [63], что дало толчок к развитию нового перспективного направления астрофизики — *корональной сейсмологии*, изучающей волновые и колебательные процессы в коронах звезд. Основателем корональной сейсмологии можно считать голландского астрофизика Розенберга [64], который впервые связал секундные пульсации солнечного радиоизлучения IV типа (рис. 6а) с магнитогидродинамическими осцилляциями корональной арки. В дальнейшем эта идея развивалась многими авторами (см. обзоры [65–67]). Методы корональной сейсмологии привлекались и для интерпретации пульсаций излучения красных карликовых звезд в различных диапазонах спектра электромагнитного излучения [7, 15, 68–71].

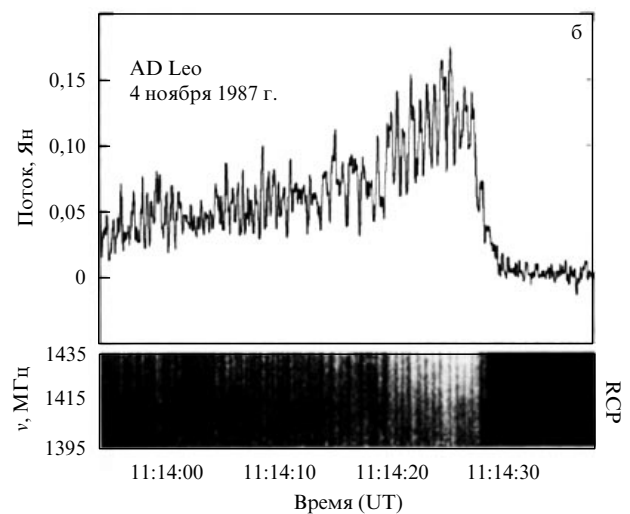
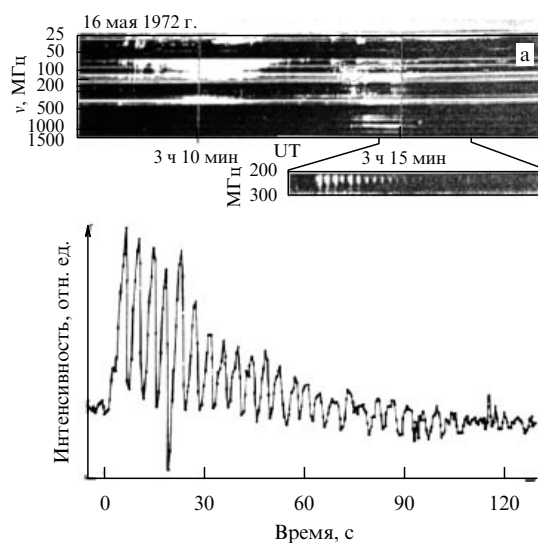


Рис. 6. Примеры квазипериодических пульсаций радиоизлучения (а) Солнца [72] и (б) вспыхивающей звезды AD Leo [7]. RCP (Right Circular Polarization) — правая круговая поляризация.

Интерес к осцилляциям арок связан не только с возможностью объяснения природы нагрева корон и ускорения звездного ветра, но и с совершенствованием методов диагностики параметров и физических процессов в корональных арках, в частности во вспышечных арках.

3.1. Собственные колебания арок и диагностика вспышечной плазмы

Важная роль в интерпретации волновых и колебательных явлений в звездных коронах принадлежит магнитной гидродинамике. На границе "арка – внешняя среда" имеется скачок импеданса для МГД-волн, поэтому корональную арку можно рассматривать как резонатор.

Колебания корональных магнитных арок в первом приближении можно исследовать на примере однородного плазменного цилиндра радиусом a и длиной l , торцы которого "вморожены" в сверхпроводящую плазму. Плазма внутри цилиндра имеет плотность ρ_i , температуру T_i , магнитное поле B_i направлено вдоль оси цилиндра. Вне цилиндра соответствующие параметры равны ρ_e , T_e и B_e . Дисперсионное уравнение, связывающее частоту собственных колебаний цилиндра ω с компонентами волнового вектора k_\perp и k_\parallel , имеет вид [73, 74]

$$\frac{J'_m(\kappa_i a)}{J_m(\kappa_i a)} = \alpha \frac{H'_m(\kappa_e a)}{H_m(\kappa_e a)}. \quad (3.1)$$

Здесь

$$\kappa^2 = \frac{\omega^4}{\omega^2(c_s^2 + c_A^2) - k_\parallel^2 c_s^2 c_A^2} - k_\parallel^2, \\ \alpha = \frac{\kappa_i \rho_i}{\kappa_e \rho_e} \frac{\omega^2 - k_\parallel^2 c_{Ai}^2}{\omega^2 - k_\parallel^2 c_{Ae}^2},$$

c_s – скорость звука, c_A — скорость Альвена, J_m и $H_m^{(1)}$ — функции Бесселя и Ханкеля первого рода, $k_\parallel = \pi s/l$, $s = 1, 2, 3, \dots$. Для тонкого ($r/l \ll 1$) и плотного ($\rho_e/\rho_i \ll 1$) цилиндра при $m = 0$ из (3.1) находим частоту быстрых магнитозвуковых (БМЗ) колебаний:

$$\omega_+ = (k_\perp^2 + k_\parallel^2)^{1/2} (c_{si}^2 + c_{Ai}^2)^{1/2}. \quad (3.2)$$

Поперечное волновое число $k_\perp = \lambda_i/a$, где λ_i — нули функции Бесселя $J_0(\lambda) = 0$. Быстрые магнитозвуковые волны (sausage mode), дающие наибольший эффект в модуляции излучения арок, могут испытывать заметное затухание, связанное с их излучением в окружающую среду [73, 75]:

$$\gamma_a = \frac{\pi}{2} \omega_+ \left(\frac{\rho_e}{\rho_i} - \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2} \right), \quad \frac{\rho_e}{\rho_i} > \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2}. \quad (3.3)$$

Физический механизм акустического затухания понятен: БМЗ-колебания арки сопровождаются возбуждением волн во внешней среде, на что затрачивается энергия колебаний. Акустическое затухание отсутствует при $\rho_e/\rho_i < k_\parallel^2/k_\perp^2$, что соответствует полному внутреннему отражению волн, т.е. достаточно плотная и "толстая" арка — идеальный резонатор для БМЗ-волн. Аналогичный результат получили Накаряков и др. [76] для гло-

бальной БМЗ-моды без излучения: $l/a < 1,3(\rho_i/\rho_e)^{1/2}$. Осцилляции на глобальной БМЗ-моды удалось наблюдать в солнечной вспышке 28 августа 1999 г., зарегистрированной на частоте 17 ГГц радиогелиографом Nobeyama [76]. При этом все участки арки колебались синфазно с периодом $P \approx l/c_{Ai} \approx 14-17$ с.

Случай $m = 1$ соответствует изгибным (kink) колебаниям арок, впервые зарегистрированным космической обсерваторией TRACE [63] во время солнечной вспышки 14 июля 1998 г. Частота изгибных колебаний выражается соотношением

$$\omega_k = k_\parallel \left(\frac{\rho_i V_{Ai}^2 + \rho_e V_{Ae}^2}{\rho_i + \rho_e} \right)^{1/2}. \quad (3.4)$$

Анализируя подобные колебания, Накаряков с соавторами [77] обратили внимание на их низкую добротность, $Q = \omega/\gamma \leq 10$, и пришли к выводу об аномальном затухании изгибных колебаний арок. В частности, диссипация волн в арке ввиду наличия вязкости и электропроводности должна на 8–9 порядков превышать классическую, т.е. число Рейнольдса должно иметь значение $Re \sim 10^{5-6}$ вместо классического $Re = 10^{14}$, а число Лундквиста — значение $\mathcal{L} \sim 10^5$ вместо $\mathcal{L} = 10^{13}$. Работа [77] вызвала поток статей, посвященных изучению осцилляций солнечных корональных арок и причины их низкой добротности. Уралов [78] предположил, что характер колебаний арок определяется средой, т.е. дисперсионными свойствами короны. Возникшие от внешнего возмущения (вспышки или эрупции волокна) колебания короны вовлекают в колебательный процесс и корональные магнитные арки. Низкая добротность изгибных колебаний арок объясняется в [78, 79] дисперсионным расплыванием возникающего при вспышке импульса БМЗ-волн. В работе [80] учтена неоднородность корональных арок и предложен механизм резонансного затухания кинк-моды при ее взаимодействии с альвеновскими волнами. Физически ясный механизм наблюдаемого быстрого затухания арок недавно был предложен в [81]: колеблющаяся арка затрачивает энергию на преодоление сопротивления среды.

Кривизна магнитного поля и достаточно большая величина плазменного параметра $\beta = 8\pi n k_B T / B^2 > 0,1-0,3$ в корональных арках создают благоприятные условия для возбуждения баллонной моды желобковой неустойчивости. Баллонные колебания возникают в результате одновременного действия дестабилизирующей силы $F_1 \sim p/R_{loop}$, связанной с градиентом давления и кривизной магнитного поля, и возвращающей силы $F_2 \sim \sim B^2/R_{loop}$ натяжения магнитных силовых линий. Дисперсионное уравнение баллонной моды имеет вид [82]

$$\omega^2 - k_\parallel^2 V_A^2 = - \frac{p}{R_{loop} \rho d}, \quad d = \begin{cases} b, & b \gg \lambda_\perp, \\ \lambda_\perp, & b \ll \lambda_\perp. \end{cases} \quad (3.5)$$

Здесь $b = n(\partial n / \partial x)^{-1}$, λ_\perp — поперечный размер плазменного языка. Поскольку вследствие вмороженности оснований петли в фотосферу $k_\parallel = N\pi/l$, где N — натуральное число, равное числу колеблющихся областей на длине петли l , то для периода колебаний получим

$$P_1 = \frac{2l}{V_A} \left(N^2 - \frac{l\beta}{2\pi d} \right)^{-1/2} \approx \frac{2l}{V_A N}. \quad (3.6)$$

3.2. Механизмы возбуждения колебаний арок.

Параметрический резонанс

Наиболее распространенным механизмом генерации колебаний арки является их возбуждение от внешнего источника (вспышки, эрупции волокна) либо от электродинамически связанной соседней арки-триггера [78, 83]. Если вспышечное энерговыделение происходит в самой корональной арке, то при достаточно быстром (импульсном) характере вспышки возможна генерация БМЗ-осцилляций арки [84]. БМЗ-колебания арок могут возбуждаться и энергичными протонами на баунс-резонансе, $\omega = s\Omega$, $s = 1, 2, \dots$, где Ω — частота осцилляций энергичных протонов между магнитными "пробками" корональной арки. При этом давление захваченных аркой протонов достаточно велико: $\beta_{\text{пр}} > 0,2$ [75]. Тароян и др. [85] обнаружили возбуждение медленных магнитозвуковых волн ($\omega \approx k_{\parallel} c_s$) в солнечной корональной арке вследствие нагрева одного из оснований арки при микровспышке.

Исследуя кинк-осцилляции корональных арок с периодом порядка 300 с Ашванден и др. [61] высказали предположение, что такие колебания могут быть инициированы 5-минутными колебаниями фотосферы. Кисляков и др. [86] показали, что при воздействии 5-минутных осцилляций скорости фотосферной конвекции на основании корональной магнитной петли возможен эффект параметрического резонанса между 5-минутными осцилляциями скорости в солнечной фотосфере и звуковыми колебаниями корональных магнитных петель (рис. 7).

Если корональная арка имеет подходящую длину, т.е. является резонансной по отношению к частоте накачки ω_0 , то эффект проявляется в одновременном возбуждении в корональной магнитной петле колебаний с периодами 5, 10 и 3 мин, которые соответствуют ω_0 , субгармонике $\omega_0/2$ и первой верхней частоте параметрического резонанса $3\omega_0/2$ (рис. 8).

Поскольку 5-минутные фотосферные колебания не могут непосредственно проникать в корону, параметрический резонанс является эффективным каналом передачи энергии фотосферных осцилляций в верхние слои солнечной атмосферы и открывает важные перспективы в объяснении механизмов нагрева корональной плазмы [87]. В недавней работе Хиндмана и Джейна [88] рассмотрено "ударное" возбуждение 5-минутных колебаний

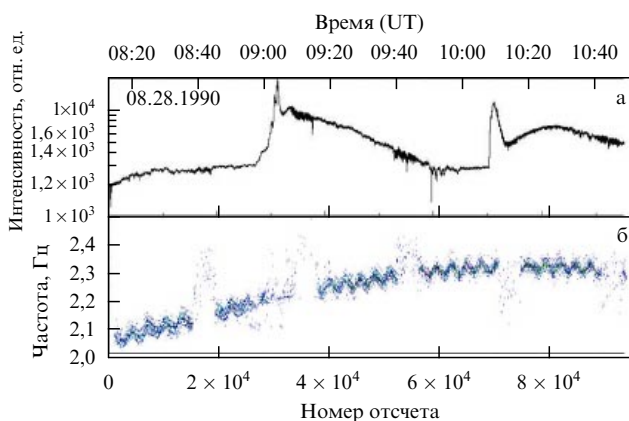


Рис. 7. (а) Кривая блеска солнечной вспышки 28.08.1990 на частоте 22 ГГц (Метсахови). (б) Динамический спектр 5-минутных осцилляций [86].

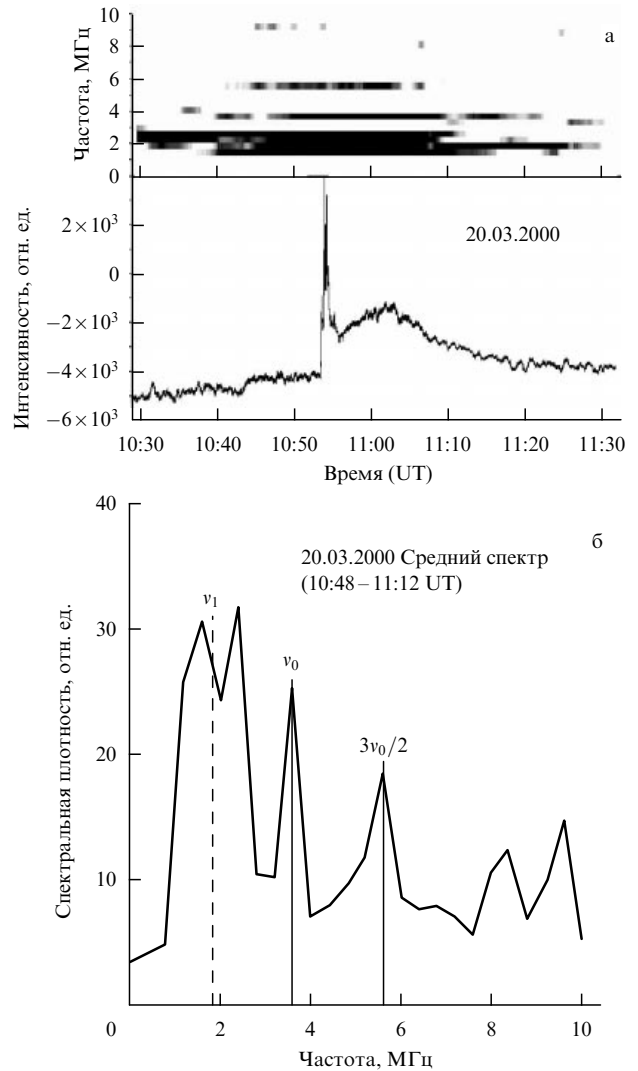


Рис. 8. (а) Динамический спектр модуляции интенсивности радиоизлучения Солнца на частоте 37 ГГц и кривая блеска вспышки 20.03.2000 [87]. (б) Сечение динамического спектра 20.03.2000. Штриховой прямой показана частота субгармоники $v_1 = v_0/2 \approx 1,8$ МГц, сплошными вертикальными прямыми отмечены частоты 5-минутных ($v_0 \approx 3,6$ МГц) и 3-минутных ($v_2 = 3v_0/2 \approx 5,6$ МГц) колебаний.

магнитных арок р-модами. При этом, однако, полагаюсь, что магнитное поле арок является потенциальным и электрический ток в арке отсутствует. Наиболее вероятными механизмами взаимодействия 5-минутных осцилляций и собственных колебаний петли являются, по нашему мнению, прогрев оснований петли вследствие диссипации электрических токов и взаимодействие 5-минутных осцилляций с электрическим током, текущим вдоль корональной магнитной петли.

3.3. Корональная сейсмология и диагностика вспышечной плазмы

При достаточно большом скачке импеданса на границе магнитной арки акустическим затуханием можно пренебречь. В этом случае преобладают механизмы затухания, обусловленные диссипативными процессами внутри арки. Оценки [89] показывают, что наиболее существенной причиной затухания БМЗ-волн и баллонных колебаний в солнечных арках является электронная тепло-

Таблица 4. Формулы для определения параметров вспышки по пульсациям излучения, вызванным баллонными и радиальными колебаниями магнитной арки. Здесь $\chi = 10\epsilon/3 + 2$, $\tilde{r} = 2,62a$, $\epsilon = \Delta/\zeta$

Баллонные колебания	Радиальные (БМЗ) колебания
$T = 2,42 \times 10^{-8} \frac{l^2 \epsilon_1}{N^2 P_1^2} [\text{К}]$	$T = 1,2 \times 10^{-8} \frac{\tilde{r}^2 \epsilon}{P^2 \chi} [\text{К}]$
$n = 5,76 \times 10^{-11} \frac{Q_1 l^3 \epsilon_1^{7/2}}{N^3 P_1^4} \sin^2 2\theta [\text{см}^{-3}]$	$n = 2 \times 10^{-11} \frac{Q \tilde{r}^3 \epsilon^{7/2}}{P^4 \chi^{3/2}} \sin^2 2\theta [\text{см}^{-3}]$
$B = 6,79 \times 10^{-17} \frac{Q_1^{1/2} l^{5/2} \epsilon_1^{7/4}}{N^{5/2} P_1^3} \sin 2\theta [\text{Гс}]$	$B = 2,9 \times 10^{-17} \frac{Q^{1/2} \tilde{r}^{5/2} \epsilon^{7/4}}{P^3 \chi^{5/4}} \sin 2\theta [\text{Гс}]$

проводность плазмы. Поэтому их добротность можно выразить в виде

$$Q = \frac{\omega}{\gamma_c} \approx \frac{2m_e}{m_i} \frac{P v_{ei}}{\beta^2 \sin^2 2\theta}, \tag{3.7}$$

$\theta = \arctg(k_{\perp}/k_{\parallel})$, $P = 2\pi/\omega$ — период колебаний. Модуляция потока гиросинхротронного излучения энергичных электронов с показателем δ степенного энергетического спектра для оптически тонкого источника — корональной арки, — излучающего на частоте не менее 10 ГГц, при БМЗ-колебаниях имеет вид [89]

$$\Delta = 2\zeta \frac{\delta B}{B} = \xi \beta, \quad \xi = 0,9\delta - 1,22. \tag{3.8}$$

Из уравнений для частоты осцилляций (3.2), (3.6), добротности (3.7) и глубины модуляции излучения (3.8) определяются температура, плотность плазмы и магнитное поле арки (табл. 4).

Проиллюстрируем возможности этого метода диагностики на нескольких примерах.

3.3.1. Солнечная вспышка 8 мая 1998 года. Наблюдения солнечной вспышки 8 мая 1998 г. класса М3.1 в виде одиночной арки на частоте 17 ГГц на радиогелиографе Nobeyama и жесткого рентгеновского излучения на спутнике Yohkoh (рис. 9) свидетельствуют о баллонных колебаниях с периодом $P_1 = 16$ с и параметрами $l = 8 \times 10^9$ см, $N = 4$, $\theta = 66^\circ$, $\Delta_1 \approx 0,3$, $Q_1 \approx 25$, $\delta = 3,5$

[89]. Применяя формулы, приведенные в табл. 4, находим температуру $T \approx 5,9 \times 10^7$ К, плотность $n \approx 1,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и магнитное поле $B \approx 425$ Гс во вспышечной арке и, следовательно, плазменный параметр $\beta \approx 0,16$. При таком значении β баллонная неустойчивость в данном событии не перешла в аperiодический режим.

3.3.2. Вспышка 28 августа 1999 года. Солнечная вспышка 28 августа 1999 г. класса М2.8 иллюстрирует взаимодействие двух арок (рис. 10). Наблюдения на радиогелиографе Nobeyama (17 и 34 ГГц) показали, что вспышка состояла из двух источников: компактного ($\leq 10''$) и протяженного ($> 70''$). Вейвлет-анализ выявил характерные периоды пульсаций: 14,7 и 2,4 с.

Сценарий события следующий. Вспышечное энерговыделение сопровождалось развитием баллонных колебаний в компактном источнике с $P_1 = 14$ с, $Q_1 \approx 10$, $\Delta_1 = 0,4$. Осцилляции с периодом 7 с естественно связать с гармоникой баллонных колебаний. Повышение газового давления (увеличение β) привело к развитию аperiодической моды баллонной неустойчивости и взаимодействию компактного источника с соседней аркой, которое сопровождалось инжекцией в арку горячей плазмы и энергичных частиц. Поскольку колебания с периодом $P = 2,4$ с, $Q \approx 15$, $\Delta = 0,1$ возникли после инжекции, то за них, вероятнее всего, ответственны БМЗ-моды протяженного источника. Используя формулы табл. 4 и наблюдаемые параметры источников пульсаций, получим следующие характеристики плазмы

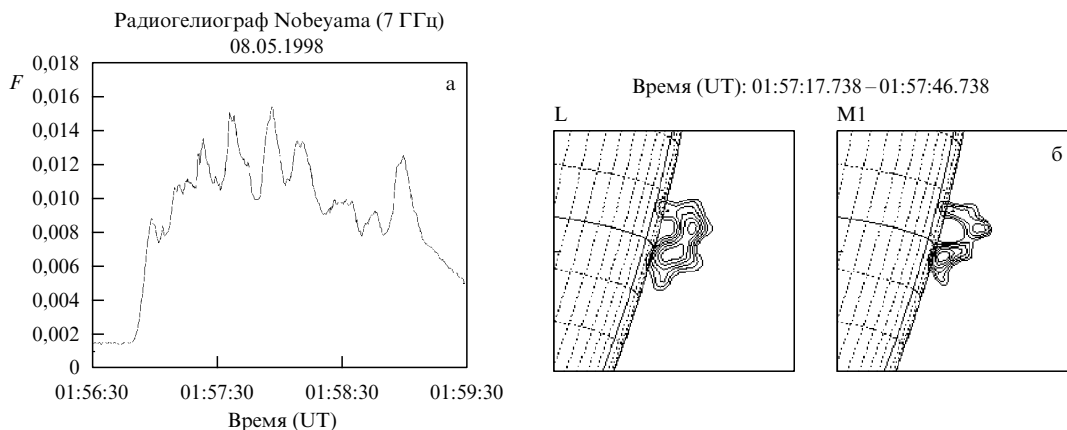


Рис. 9. (а) Кривая блеска вспышки 8 мая 1998 г., полученная на радиогелиографе Nobeyama (17 ГГц). (б) Изображения источников рентгеновского излучения в каналах L (14–23 кэВ) и M1 (23–33 кэВ), полученные на спутнике Yohkoh.

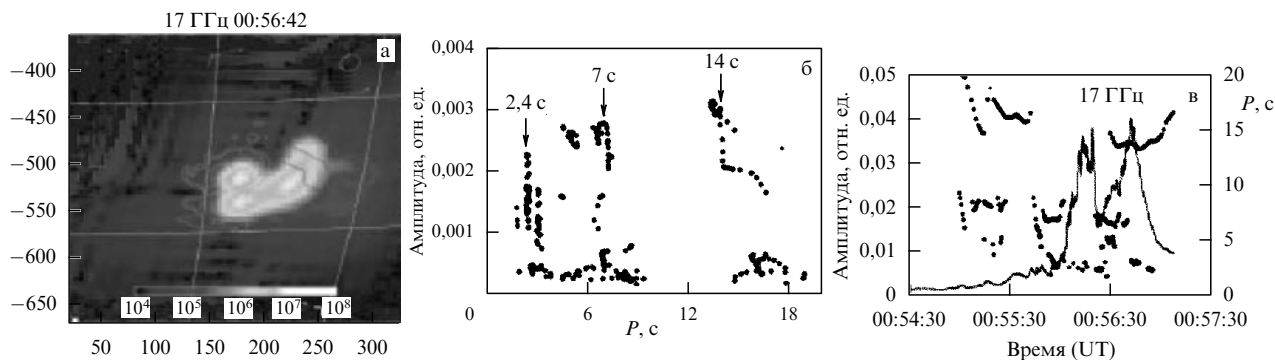


Рис. 10. (а) Изображение двух взаимодействующих арк во вспышке 28 августа 1999 г., полученное на радиогелиографе Nobeyama (17 ГГц) (по осям отложены координаты источника в угловых секундах). (б) Спектр осцилляций арк, построенный с помощью вейвлет-анализа. (в) Временной профиль излучения на частоте 17 ГГц и изменение периодов колебаний во времени.

компактной и протяженной арк соответственно:

$$T \approx 4,6 \times 10^7 \text{ К}, n \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}, B \approx 300 \text{ Гс}, \beta \approx 0,18,$$

$$T \approx 2,1 \times 10^7 \text{ К}, n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}, B \approx 120 \text{ Гс}, \beta \approx 0,06.$$

Видно, что компактная арка, связанная с первичным источником энерговыделения, имеет более высокие значения температуры, плотности плазмы и величины магнитного поля.

Заметим, что значения температуры, концентрации плазмы и магнитного поля солнечных вспышек 8 мая 1998 г. и 28 августа 1999 г., найденные методом корональной сейсмологии, не противоречат результатам независимых диагностик по оптическому и мягкому рентгеновскому излучению [89].

3.3.3. Диагностика вспышки на звезде EV Lac по пульсациям оптического излучения. Наблюдения вспышки EV Lac 11 сентября 1998 г. одновременно на нескольких географически разнесенных оптических телескопах [90] выявили квазипериодические осцилляции в полосах U и

V с характерным периодом $P \approx 13$ с (рис. 11). Добротность пульсаций была оценена как $Q \approx 50$, а глубина модуляции оптического излучения — как $\Delta \approx 0,2$.

В работе [91] предложена модель пульсаций оптического излучения EV Lac, согласно которой излучение из оснований арки вызывается потоками энергичных электронов, бомбардирующих фотосферу звезды. При БМЗ-колебаниях арки ее "конус потерь" периодически изменяется. Это приводит к модуляции потоков электронов, испускаемых из арки, и, следовательно, к осцилляциям излучения из оснований арки [84]. Из модели коронального пробкотрона [84] находится связь глубины модуляции с параметром β : $\Delta \approx \beta$. Типичные значения длин корональных петель красных карликов l варьируются от величины в несколько звездных радиусов R_* до $l < 0,1R_*$ [3, 92]. Радиус EV Lac $R_* = 0,39 R_\odot$. Задавая отношение $a/l = 0,1$, определяем $\theta \approx \arctan(2,6l/\pi a) \approx 76^\circ$. Привлекая метод корональной сейсмологии, использовавшийся ранее для солнечных вспышек, при $\tilde{r} \approx 2,6 \times 10^9$ см получим оценки температуры плазмы $T \approx 3,7 \times 10^7$ К, концентрации частиц $n \approx 1,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и величины магнитного поля $B \approx 320$ Гс во вспышечной арке EV Lac.

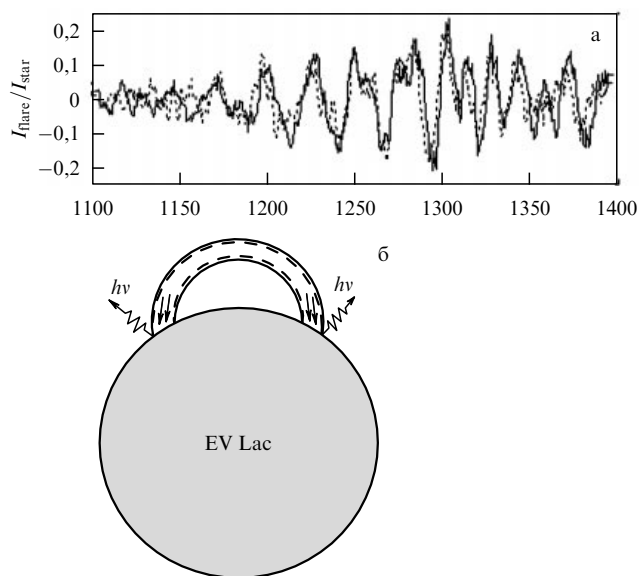


Рис. 11. (а) Осцилляции излучения в полосе U (сплошная кривая) и V (точки) с периодом $P \approx 13$ с во вспышке EV Lac 11 сентября 1998 г. [90]. (б) Модель пульсаций тормозного излучения на EV Lac [91].

3.3.4. Пульсации рентгеновского излучения и диагностика вспышки на звезде AT Mic. Из данных космической обсерватории XMM-Newton Митра-Краевой и др. [93] удалось выявить квазипериодические пульсации в рентгеновском диапазоне 0,2–12 кэВ при вспышке 16 октября 2000 г. одного из компонентов двойного красного карлика AT Mic (dM4.5e + dM4.5e). Пульсации имели период ≈ 750 с, относительную глубину модуляции $\Delta \approx 0,15$ и время затухания около 2000 с. Раассен и др. [94] из данных XMM-Newton определили температуру плазмы $T = 2,4 \times 10^7$ К в рассматриваемой вспышке AT Mic. В [94] предложено связать наблюдаемые пульсации излучения с медленными магнито-звуковыми (ММЗ) колебаниями вспышечной петли, частота которых $\omega \approx k_{\parallel}c_s$ при $\beta \ll 1$. Это позволило оценить характерную длину петли $l \approx 2,5 \times 10^{10}$ см, сравнимую с радиусом звезды, $R_* = 3,3 \times 10^{10}$ см. В работе [95] показано, что затухание ММЗ-колебаний, которые модулируют тепловое рентгеновское излучение вспышечной арки, определяется электронной теплопроводностью. Отсюда находится оценка концентрации $3,2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ излучающей плазмы во вспышечной арке, а из условия $\beta \ll 1$ — минимальная величина магнитного поля вспышки:

$B > 100$ Гс. При этом возбуждение ММЗ-осцилляций петель, вероятнее всего, обусловлено поршневым механизмом.

4. Нагрев плазмы в корональных магнитных петлях

4.1. Нагрев плазмы в петлях вблизи солнечных пятен

Проблема нагрева звездных корон — одна из актуальных в астрофизике [96–99]. Для нагрева короны Солнца до температуры 10^6 К необходима удельная мощность $\sim 10^{-3}$ эрг $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$. Рентгеновские данные спутника RoSAT [14] свидетельствуют о значениях температуры корон звезд поздних спектральных классов $\approx 10^7 - 10^8$ К, что требует еще более мощных источников нагрева. Если говорить о корональных магнитных петлях, которые структурируют все пространство вокруг солнечных пятен, то предложенные механизмы нагрева можно разделить на внутренние и внешние. К внутренним механизмам, преобразующим свободную энергию магнитной петли в тепловую энергию плазмы, можно отнести омическую диссипацию токов, текущих внутри петли вдоль магнитного поля [100], тиринг-неустойчивость (tearing — разрыв) [101], а также диссипацию магнитной энергии в результате большого количества микровспышек, обусловленных процессом пересоединения магнитного поля внутри петли [102].

Омическая диссипация продольных токов требует аномального сопротивления и, как следствие, сильной филаментации токов с толщиной токовых слоев порядка 5×10^2 см. К внешним механизмам нагрева, в которых свободная энергия привносится извне, можно отнести испарение горячей хромосферной плазмы в корону [103], резонансную диссипацию альвеновских волн [104, 105] и циклотронное поглощение электромагнитных волн, генерируемых во время вспышки [106].

Несколько лет назад был предпринят стереоскопический анализ корональных магнитных петель, наблюдавшихся с помощью Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT) на борту SOHO в интервале температур 1,0–2,5 МК [107]. Было обнаружено, что эти петли имеют почти неизменную температуру на протяжении нескольких шкал высоты. Аналогичный результат получен в [108] при анализе данных, поступивших с TRACE. Малые градиенты температуры приводят к тому, что радиационные потери не могут быть компенсированы электронной теплопроводностью. Поэтому по всей длине петли источник нагрева должен находиться в балансе с радиационными потерями, обеспечивая квазистационарность петли, по крайней мере, в течение нескольких часов, как следует из наблюдений. Концентрация плазмы внутри таких петель экспоненциально уменьшается с высотой. Это свидетельствует о том, что в течение времени наблюдений петли находятся приблизительно в гидростатическом равновесии на протяжении нескольких (1–3) шкал высот. Функция нагрева (мощность энерговыделения в единице объема, идущая на нагрев плазмы) в этом случае также должна экспоненциально уменьшаться с высотой с характерным масштабом, вдвое меньшим по сравнению с барометрической шкалой для концентрации. Это связано с тем, что радиационные потери пропорциональны квадрату концентрации плазмы. Данные наблюдений не выявили корреля-

ции между магнитным полем и функцией нагрева плазмы вблизи оснований петли, однако позволили обнаружить квадратичную зависимость функции нагрева от давления плазмы.

В данном разделе мы обращаем внимание на то обстоятельство, что квадратичная зависимость скорости нагрева от давления возникает при диссипации диамагнитных токов в плазме. Мы рассматриваем диссипацию диамагнитных токов в магнитных трубках при условии, что в плазме имеется небольшое количество нейтральных атомов. В этом случае значительную роль играет диссипация Каулинга [36], обусловленная ионно-атомными столкновениями. Скорость диссипации Каулинга на много порядков превышает скорость диссипации, связанной с классической проводимостью за счет электронно-ионных столкновений. Это обусловлено тем, что сила Ампера, возникающая при появлении электрических (в данном случае диамагнитных) токов, вызывает движение плазмы относительно нейтрального газа, причем скорость движения может быть значительно больше относительной скорости электронов и ионов в токе. Если учесть, что масса ионов существенно превышает массу электронов, то ясно, что энергия движения плазмы на много порядков превосходит энергию движения электронов относительно ионов. При сравнимых массах ионов и атомов значительная часть поступающей энергии переходит в хаотическую энергию уже при одном столкновении. Нагрев плазмы тогда осуществляется в результате медленной диссипации магнитного поля петли. При этом, если отношение газового давления к давлению магнитного поля $\beta = 8\pi p/B^2 \ll 1$, то скорость диссипации магнитного поля оказывается в $\beta^{-1} \gg 1$ раз меньше скорости нагрева плазмы, т.е. нагрев не приводит к заметному изменению магнитного поля.

В условиях высокой температуры солнечной короны небольшое относительное количество нейтральных атомов поддерживается благодаря наличию гелия. Более высокий, чем у водорода, потенциал ионизации и отсутствие, в отличие от случая водорода, запрета на диэлектронную рекомбинацию обеспечивают относительную массу нейтральных атомов гелия на уровне 10^{-5} при температуре 2 МК, что оказывается достаточным для поддержания необходимой скорости нагрева плазмы в корональных магнитных петлях. Функция нагрева оказывается при этом зависящей от высоты с характерным масштабом приблизительно вдвое меньшим, чем для среднего давления, так как в условиях гидростатического равновесия характерные масштабы высот для парциального давления гелия и среднего давления плазмы различаются приблизительно в два раза. В качестве механизма наполнения корональных петель плотной плазмой в [57, 109] рассмотрена баллонная мода желобковой неустойчивости, развивающейся в хромосферных основаниях корональных магнитных петель. Неустойчивость приводит к дополнительной филаментации плазмы в магнитной петле, что увеличивает эффективность нагрева.

4.2. Основные уравнения

Рассмотрим вертикальную цилиндрически-симметричную магнитную трубку, находящуюся в магнито-гидростатическом равновесии с солнечной атмосферой. Уравнение магнито-гидростатического баланса между градиентом давления, силой Ампера и гравитационной

силой имеет вид (2.1). Уравнение (2.1) справедливо, когда скорость плазмы V много меньше скорости звука, альвеновской скорости и скорости свободного падения.

Описание нагрева плазмы и диссипации магнитного поля в трубке мы получим исходя из обобщенного закона Ома, который при наличии нейтральных атомов в плазме запишем в виде [36, 55]

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \frac{c}{4\pi\sigma} \nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{4\pi en} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla p_e}{en} + \frac{F^2}{cm_a v'_{ia}} \mathbf{B} \times \left[\frac{1}{8\pi} \times \left(\nabla \frac{m_i}{m_a} \mathbf{B} \times \mathbf{B} \right) - \left(1 - \frac{m_i}{2m_a} \right) \rho \mathbf{g} \right]. \quad (4.1)$$

Уравнение (4.1) получено на основе уравнений трехжидкостной магнитогидродинамики для электронов, ионов и нейтральных атомов в предположении, что относительная масса нейтральной компоненты $F \ll 1$ и $\partial \mathbf{V} / \partial t = 0$. Изменение индукции \mathbf{B} в результате диссипации токов в плазме описывается уравнением [110–113]

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B} + \frac{F^2}{8\pi m_a} \nabla \times \left\{ \frac{1}{n v'_{ia}} \mathbf{B} \times [\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})] \right\}. \quad (4.2)$$

Систему уравнений (2.1), (4.1), (4.2) необходимо дополнить уравнением для давления [11]:

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial p}{\partial t} = E_h - E_r - \frac{\partial}{\partial s} \left(k T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial s} \right), \quad (4.3)$$

где $\gamma = c_p / c_v$ — отношение теплоемкостей, E_h — функция нагрева плазмы, E_r — функция радиационных потерь. Последний член в правой части (4.3) описывает электронную теплопроводность, k — коэффициент теплопроводности,

$$k = 0,92 \times 10^{-6} \text{ эрг с}^{-1} \text{ К}^{-7/2}, \quad (4.4)$$

s — координата вдоль оси трубки.

В принципе возможны два различных типа магнитных трубок. К первому относятся трубки, возникающие в результате "сгребания" фонового магнитного поля конвективными потоками фотосферной плазмы (см. раздел 2). Основания таких трубок обычно расположены в узлах нескольких ячеек супергрануляции, где есть сходящиеся горизонтальные конвективные потоки. Такие трубки могут находиться вдали от солнечных пятен и вдоль них может течь большой, до 10^{12} А, электрический ток, возникающий в результате взаимодействия конвективного потока плазмы с собственным магнитным полем трубки. В случае вертикальной трубки с магнитным полем $\mathbf{B}(0, B_\phi, B_z)$ компоненты B_ϕ и B_z часто задаются в форме, предложенной Голдом и Хойлом [114]. Магнитные трубки с продольным током могут нести большую непотенциальную энергию и являться источником мощных вспышек.

Ко второму типу относятся многочисленные магнитные трубки, возникающие вблизи солнечных пятен в результате наполнения плотной хромосферной плазмой тонких нитевидных областей, вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля пятна. В таких магнитных трубках возникает лишь диамагнитный ток, стремящийся уменьшить магнитное поле внутри трубки на

величину, соответствующую избыточному газовому давлению внутри трубки. Вероятно, именно этот тип магнитных трубок в большом количестве наблюдался вокруг солнечных пятен спутником TRACE.

Предположим для определенности, что давление плазмы внутри цилиндрически-симметричной вертикальной магнитной трубки изменяется с радиальной координатой r следующим образом:

$$p(r) = p_\infty + p_0 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right), \quad (4.5)$$

где p_∞ — давление плазмы вне трубки, $p_\infty + p_0$ — давление на оси трубки, a — радиус трубки. Проецируя уравнение (2.1) на радиальное направление, получим зависимость магнитного поля трубки от радиуса:

$$B_z^2(r) = B_\infty^2 - 8\pi p_0 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right), \quad (4.6)$$

где B_∞ — z -компонента магнитного поля вне трубки. Полный электрический ток в трубке, совпадающий в данном случае с диамагнитным током, равен

$$j_\phi = j = \frac{c}{B_z} (\nabla p)_r = -\frac{2cp_0 r}{B_z a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right), \quad (4.7)$$

где $(\nabla p)_r$ — радиальная составляющая градиента давления. Данные SOHO и TRACE [107] показывают, что давление внутри петель, находящихся в гидростатическом равновесии, составляет для оснований петель величину порядка $0,5 - 1,0$ дин см^{-2} , что существенно больше, чем в верхней хромосфере, $6 \times 10^{-2} - 2 \times 10^{-1}$ дин см^{-2} [41]. Поэтому в дальнейшем будем считать, что $p_\infty \ll p(r)$. Проецируя уравнение (2.1) на ось z и учитывая, что плотность и давление связаны соотношением

$$\rho = \frac{\mu m_H p}{k_B T}, \quad (4.8)$$

где μm_H — средняя масса иона, m_H — масса атома водорода (в солнечной атмосфере $\mu \approx 1,4$ для $\text{H} : \text{He} = 10 : 1$), получим зависимость давления от высоты

$$p = p_0 \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{\Lambda}\right), \quad (4.9)$$

где $\Lambda = k_B T(z) / (\mu m_H g)$ — шкала высоты для давления.

Из обобщенного закона Ома (4.1) находим скорость нагрева плазмы в магнитной трубке вследствие диссипации электрических токов:

$$q_1(r) = \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \right) \mathbf{j} = \frac{c^2}{(4\pi)^2 \sigma} (\nabla \times \mathbf{B})^2 + \frac{F^2}{32\pi^2 n m_a v'_{ia}} (\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}))^2. \quad (4.10)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (4.10) описывает диссипацию тока $\mathbf{j} = (4\pi/c) \nabla \times \mathbf{B}$ в магнитной трубке вследствие классической проводимости, обусловленной столкновениями электронов с ионами и атомами. Второе слагаемое в правой части уравнения (4.10), возникающее только в том случае, когда в плазме

имеются нейтральные атомы, описывает диссипацию диамагнитных токов вследствие столкновений ионов с атомами. С учетом уравнений (2.1), (4.7) скорость нагрева можно записать в виде

$$q_j(r) = \frac{c^2}{B_z^2 \sigma} (\nabla p)_r^2 + \frac{F^2}{2nm_a v'_{ia}} (\nabla p)_r^2, \quad (4.11)$$

где $(\nabla p)_r$ — радиальная составляющая градиента давления плазмы. Полагая $p_\infty \ll p(r)$, введем среднее давление внутри трубки. Учитывая (4.5), получим

$$\bar{p} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^\infty p(r) 2\pi r dr = p_0. \quad (4.12)$$

Аналогично введем среднюю по сечению трубки скорость нагрева плазмы:

$$q_j = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^\infty q_j(r) 2\pi r dr.$$

Подставляя в уравнение (4.11) выражение для $(\nabla p)_r$ и учитывая (4.5), для средней скорости нагрева получим

$$q_j = \left(\frac{c^2}{B_z^2 a^2 \sigma} + \frac{F^2}{2nm_a v'_{ia} a^2} \right) p_0^2. \quad (4.13)$$

Соотношение (4.13), по-видимому, отражает реальную схему диссипации, так как данные спутника TRACE [115] показали, что скорость нагрева корональных магнитных петель пропорциональна квадрату газового давления внутри петель.

Сравним скорости нагрева плазмы в результате диссипации диамагнитных токов за счет ионно-атомных столкновений (проводимости Каулинга) и за счет классической проводимости, обусловленной столкновениями электронов с ионами и атомами. Полагая $v'_{ia} = m_a n_a \sigma_{ia} V_{Ti} / (m_a + m_i)$, $V_{Ti} = (k_B T / m_i)^{1/2}$, $n_a = nm_i F / m_a$ и считая, что при температурах $T \geq 5 \times 10^5$ К сечение ионно-атомных столкновений определяется как [116]

$$\sigma_{ia} = \frac{3,3 \times 10^{-10} n}{T} [\text{см}^2], \quad (4.14)$$

для отношения R величины второго слагаемого в правой части уравнения (4.13) к первому слагаемому получим

$$R = \frac{F^2 \omega_e \omega_i}{8v_{ei} v'_{ia}} = 4 \times 10^{14} \frac{FB_z^2 T^2}{n^2}. \quad (4.15)$$

Здесь мы приняли, что основной вклад в нейтральную компоненту плазмы при высоких температурах в короне, как это будет видно из дальнейшего, дает ${}^4\text{He}$, для которого $m_a = 4m_i$. Полагая для петель с температурой $T = (1-2,5) \times 10^6$ К, наблюдавшихся на спутнике TRACE, $n = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $B_z = 200$ Гс, находим $R = 4 \times 10^{12} F$. Для горячих арок, видимых в мягком рентгеновском диапазоне, с параметрами в основаниях арок $T = 5 \times 10^6$ К, $n = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ получим для отношения скоростей нагрева $R = 2,8 \times 10^{13} F$.

Как будет показано в разделе 4.3, относительная масса нейтральных атомов гелия при температуре $1,5 \times 10^6$ К составляет $F = 2,6 \times 10^{-5}$, что дает для отношения скоростей нагрева $R = 10^8$. При $T = 5 \times 10^6$ К

имеем $F = 0,5 \times 10^{-5}$ и соответственно $R = 1,4 \times 10^8$. Иными словами, даже при корональных температурах $(1-5) \times 10^6$ К скорость нагрева плазмы за счет ионно-атомных столкновений на восемь порядков превышает скорость нагрева, обусловленную классической электронной проводимостью. Пренебрегая первым слагаемым в правой части уравнения (4.13), для функции нагрева плазмы, т.е. для количества тепла, выделяющегося в 1 см^3 плазмы за 1 секунду в результате диссипации диамагнитных токов, можно записать

$$E_h = \frac{F^2}{2nm_a v'_{ia} a^2} p_0^2. \quad (4.16)$$

Для хромосферных условий ($T \leq 10^5$ К) количество нейтральных атомов в плазме определяется в основном процессами ионизации и рекомбинации водорода, поэтому $m_a = m_i$ и для эффективной частоты ионно-атомных столкновений имеем [116] $v'_{ia} = 4,5 \times 10^{-11} nFT^{1/2} [\text{с}^{-1}]$. Для корональных условий ($T \geq 5 \times 10^5$ К) количество нейтральных атомов, как будет показано в разделе 4.3, определяется процессами ионизации и рекомбинации гелия, поэтому $m_a = 4m_i$ и эффективная частота столкновений $v'_{ia} = 0,75 \times 10^{-6} nFT^{-1/2} [\text{с}^{-1}]$.

4.3. Функция нагрева для корональной плазмы.

Роль гелия

Вычислим функцию нагрева E_h с учетом специфики солнечной короны. Как уже отмечалось, при достаточно высоких температурах ($T \geq 10^5$ К) относительная плотность нейтральных атомов в короне $F = n_a m_a / (n_a m_a + n_i m_i) \approx n_a m_a / n_i m_i$ определяется в основном процессами ионизации и рекомбинации гелия, так как, во-первых, гелий имеет почти вдвое больший потенциал ионизации, $\varepsilon_i(\text{HeI}) = 24,6$ эВ, чем водород, $\varepsilon_i(\text{H}) = 13,6$ эВ. Во-вторых, для гелия, в отличие от водорода, не запрещена диэлектронная рекомбинация, скорость которой при корональных температурах приблизительно на два порядка превышает скорость радиационной рекомбинации ионов водорода [117]. Из уравнения ионизационного баланса имеем [118]

$$S(T) n_a(\text{HeI}) n_e = \alpha(T) n_i(\text{HeII}) n_e, \quad (4.17)$$

где $n_a(\text{HeI})$ — концентрация атомов неионизованного гелия, $n_i(\text{HeII})$ — концентрация однократно ионизованного гелия, $S(T)$ — скорость ионизации, $\alpha(T)$ — скорость рекомбинации, n_e — концентрация электронов. Для скорости ионизации в интервале температур $0,02 \leq k_B T_e / \varepsilon_i \leq 100$ можно воспользоваться следующей формулой [119]:

$$S(T) = 2,56 \times 10^{-11} \frac{T^{1/2}}{1 + T/(1,71 \times 10^6)} \times \exp\left(-\frac{2,85 \times 10^5}{T}\right) [\text{см}^3 \text{с}^{-1}]. \quad (4.18)$$

Для скорости диэлектронной рекомбинации однократно ионизованного гелия имеем [117, 120]

$$\alpha(\text{HeII}) = \frac{3,05 \times 10^{-3}}{T^{3/2}} \exp\left(-\frac{4,74 \times 10^5}{T}\right) [\text{см}^3 \text{с}^{-1}]. \quad (4.19)$$

Из уравнений (4.17)–(4.19) получаем

$$F = \frac{m_a \alpha(T) n_i(\text{HeII})}{m_i S(T) n_e} \approx \frac{m_a \alpha(T) p(\text{HeII})}{m_i S(T) p}, \quad (4.20)$$

где при переходе к последнему равенству мы учли, что парциальное давление гелия $p(\text{HeII}) \approx 2n_i(\text{HeII}) k_B T$, а полное давление $p \approx 2n_e k_B T$, так как степень ионизации высокая. Учитывая, что парциальное давление гелия уменьшается с увеличением высоты экспоненциально со шкалой $L_{\text{He}} = k_B T / 4m_i g$, а полное давление имеет шкалу высоты $L = k_B T / \mu m_i g$, где $\mu \approx 1,4$, окончательно получаем зависимость относительной массы нейтральных атомов от температуры и высоты в короне:

$$F(T, z) = 4 \times 10^7 \frac{1 + T / (1,71 \times 10^6)}{T^2} \times \exp\left(-\frac{1,89 \times 10^5}{T}\right) \exp\left(-\frac{1,86z}{L}\right). \quad (4.21)$$

В формуле (4.21) мы приняли, что в основании короны при $z = 0$ отношение парциального давления гелия к полному давлению $p(\text{HeII})/p \approx 0,1$, что не противоречит данным наблюдений.

Как следует из формулы (4.21), при температурах $T = (1,5-5,0) \times 10^6$ К относительное содержание нейтральных атомов гелия в короне составляет $F_{\text{HeI}}(z=0) \approx (0,5-2,6) \times 10^{-5}$, в то время как относительное содержание нейтральных атомов водорода при тех же температурах $F_{\text{H}}(z=0) \approx (0,56-1,7) \times 10^{-7}$, т.е. на два порядка меньше.

Таким образом, гелий играет основную роль в диссипации диамагнитных токов в корональной плазме при высокой температуре. При этом наиболее эффективный канал диссипации связан с ионно-атомными столкновениями, обеспечивающими определяющую роль проводимости Каулинга.

4.3.1. Функция нагрева для корональных арок. Подставляя в уравнение (4.16) значение v'_{ia} при $T \geq 5 \times 10^5$ К и полагая $p_0 = 2n_e k_B T$, получим с учетом уравнения (4.21) следующее выражение для функции нагрева плазмы за счет диссипации диамагнитных токов в корональных магнитных петлях:

$$E_{\text{h}}(T, z) = Q_{\text{ia}}(T) \exp\left(-\frac{1,86z}{L(T)}\right), \quad (4.22)$$

где

$$Q_{\text{ia}}(T) = \frac{2,8T^{1/2}}{a^2} \left(1 + \frac{T}{1,71 \times 10^6}\right) \exp\left(-\frac{1,79 \times 10^5}{T}\right). \quad (4.23)$$

Функция нагрева не зависит от плотности плазмы в трубке, однако зависит от температуры, радиуса трубки и высоты. Шкала изменения функции нагрева с изменением высоты приблизительно равна половине шкалы изменения давления, поэтому если температура внутри петли приблизительно постоянна (что показывают данные TRACE), то функция нагрева зависит от высоты примерно так же, как и функция радиационных потерь, которая пропорциональна квадрату электронной плотности. Поэтому, если электронная теплопроводность

мала, что справедливо для петель с температурами $(1,0-2,5) \times 10^6$ К [106], функция нагрева может находиться в равновесии с функцией радиационных потерь на протяжении значительного интервала высот, обеспечивая квазистационарность петли. При этом незначительное различие в высотной зависимости функции нагрева и функции радиационных потерь может "сглаживаться" электронной теплопроводностью. В интервале температур $10^{5,75} \leq T \leq 10^{6,3}$ К радиационное остывание плазмы вследствие оптического излучения можно аппроксимировать функцией [121]

$$E_{\text{r}} = n_e^2 Q(T) [\text{эрг см}^3 \text{с}^{-1}], \quad (4.24)$$

где $Q(T) = 10^{-21,94}$. Тогда условие баланса между нагревом и радиационными потерями

$$Q_{\text{ia}}(T) \exp\left(-\frac{1,76z}{L(T)}\right) \approx Q(T) n_e^2(0) \exp\left(-\frac{2z}{L(T)}\right) \quad (4.25)$$

может выполняться, если трубка достаточно тонкая, а именно, если

$$a^2 \leq \frac{2,4 \times 10^5 T^{1/2}}{n_e^2 Q(T)} \left(1 + \frac{T}{1,76 \times 10^6}\right) \times \exp\left(-\frac{1,89 \times 10^5}{T}\right). \quad (4.26)$$

Для средних значений $T = 1,2 \times 10^6$ К, $n_e = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, характерных для петель, наблюдавшихся спутником TRACE, условие (4.26) дает $a \leq 10^6$ см. Если $T = 5 \times 10^6$ К, $n_e = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, что типично для горячих петель, наблюдавшихся спутником Yohkoh в мягком рентгеновском диапазоне, то из (4.26) получим $a \leq 2 \times 10^6$ см.

Таким образом, диссипация диамагнитных токов может обеспечить нагрев петель с наблюдаемой шириной $(2-5) \times 10^8$ см, если петли состоят из множества тонких горячих "нитей" толщиной $(1-2) \times 10^6$ см. Необходимо отметить, что попытки интерпретировать данные TRACE привели авторов ряда работ к аналогичному выводу о возможности существования внутри наблюдаемых корональных магнитных петель множества горячих тонких нитей [107, 108].

Характерное время нагрева плазмы t_{h} , как это следует из уравнения (4.3), можно оценить следующим образом:

$$t_{\text{h}} = \frac{p}{(\gamma - 1) E_{\text{h}}}. \quad (4.27)$$

Полагая $\gamma = 5/3$, $T = 1,2 \times 10^6$ К, $n_e = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $a = 10^6$ см, имеем $p = 0,8 \text{ дин см}^{-2}$, $E_{\text{h}} = 0,3 \times 10^{-3} \text{ эрг см}^{-3} \text{с}^{-1}$, что дает время нагрева $t_{\text{h}} = 1,9 \times 10^3$ с (около 32 мин), приблизительно совпадающее с временем радиационных потерь, которое по оценкам [115] составляет в среднем около 40 мин для корональных магнитных петель, наблюдавшихся спутником TRACE.

4.3.2. Диссипация магнитного поля. Нагрев плазмы в корональной магнитной петле вследствие диссипации диамагнитных токов происходит в конечном итоге за счет диссипации магнитного поля петли. В этом можно убедиться, умножив уравнение (4.2) скалярно на \mathbf{B} и проинтегрировав его по объему трубки с учетом уравне-

ний (4.5) и (4.6). Полагая в нашем случае $V = 0$, в результате получим

$$\int_0^\infty \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_z^2}{8\pi} 2\pi r dr = - \int_0^\infty q_j(r) 2\pi r dr, \quad (4.28)$$

где $q_j(r)$ определяется уравнением (4.11). Иными словами, скорость диссипации магнитного поля в трубке равна скорости нагрева плазмы в трубке с противоположным знаком. И хотя абсолютные значения скорости диссипации и скорости нагрева совпадают, время диссипации магнитного поля при $\beta = 8\pi p/B^2 \ll 1$ оказывается в $\beta^{-1} \gg 1$ раз больше времени нагрева плазмы. Как следует из (4.28), время затухания магнитного поля петли вследствие диссипации диамагнитных токов

$$t_B = \frac{\gamma - 1}{\beta} t_h. \quad (4.29)$$

Например, при $\beta = 10^{-2}$ из (4.29) получаем время диссипации магнитного поля $t_B = 35,5$ час, если время нагрева $t_h = 32$ мин.

4.4. Желобковая неустойчивость и филаментация магнитных петель

Заполнение области потенциального магнитного поля вблизи солнечных пятен плазмой, в результате чего возникают магнитные петли с повышенной плотностью плазмы, может осуществляться в результате развития баллонной моды желобковой неустойчивости в хромосферных основаниях магнитных пятен [122]. Эта неустойчивость развивается на границе между полутенью пятна, где $\beta \ll 1$, и окружающей хромосферой, в которой $\beta \leq 1$. В этой области магнитное поле расширяется и появляется кривизна магнитного поля, направленная из окружающей хромосферы внутрь пятна. Радиус кривизны силовых линий магнитного поля при этом имеет величину порядка масштаба высоты неоднородной атмосферы,

$$R_c \approx \frac{k_B T}{\mu m_i g}. \quad (4.30)$$

Вследствие кривизны магнитного поля появляется центробежная сила

$$\mathbf{f}_c = \frac{2nk_B T}{R_c^2} \mathbf{R}_c, \quad (4.31)$$

которая действует на кубический сантиметр плазмы с плотностью $\rho \approx (n + n_a) m_i$. Поэтому эффективное центробежное ускорение, действующее на хромосферную плазму, окружающую пятно, выражается в виде

$$\mathbf{g}_c = \frac{\mathbf{f}_c}{\rho} = \frac{2k_B T}{m_i R_c^2} \frac{n}{n + n_a} \mathbf{R}_c. \quad (4.32)$$

Подставляя (4.30) в (4.32), получим

$$g_c = 2g \frac{n}{n + n_a}. \quad (4.33)$$

Условие баллонной неустойчивости имеет вид

$$g_c - g \cos \theta > 0, \quad (4.34)$$

где θ — угол между направлением радиуса кривизны \mathbf{R}_c и вертикалью. В случае, когда \mathbf{R}_c приблизительно перпендикулярен \mathbf{g} , время возрастания баллонной моды желобковой неустойчивости равно

$$\tau_b = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{\pi g} \right)^{1/2} \left(\frac{n}{n + n_a} \right)^{-1/2}, \quad (4.35)$$

где λ — длина волны возмущения. Оценка (4.35) соответствует наиболее неустойчивому случаю, в котором волновой вектор возмущений перпендикулярен магнитному полю [11]. В случае $n_a \ll n$

$$\tau_b \approx 2 \times 10^{-3} (\lambda [\text{см}])^{1/2} [\text{с}] \quad (4.36)$$

и возмущения с длиной волны $\lambda \approx \Lambda \approx 3 \times 10^8$ см при $T = 10^5$ К возрастают за время порядка 35 с. Длину волны возмущений $\lambda \approx \Lambda$ можно принять в качестве максимальной длины волны для баллонной моды желобковой неустойчивости. С ней могут ассоциироваться магнитные петли с толщиной порядка $(3-6) \times 10^8$ см, наблюдаемые с помощью SOHO/EIT и TRACE. Однако из (4.36) видно, что коротковолновые возмущения возрастают быстрее. Это означает, что первоначальное длинноволновое возмущение должно дробиться на более мелкие масштабы.

Минимальный масштаб неустойчивости может быть связан с нагревом плазмы внутри желобков вследствие диссипации диамагнитных токов с масштабом λ_{\min} . Если время нагрева t_h плазмы в желобке с толщиной λ_{\min} существенно меньше, чем время развития неустойчивости для желобка с длиной волны λ_{\min} , то плазма повышенного давления успеет уйти из желобка вдоль силовых линий магнитного поля под действием градиента давления, возникшего вследствие нагрева. В результате неустойчивость для этого масштаба исчезнет. Тогда можно принять, что минимальная толщина желобков определяется из условия равенства времени нагрева и времени развития желобковой неустойчивости, отсюда получаем

$$\lambda_{\min} = \left(\frac{F^2 p}{nm_a v_{\text{ia}} \sqrt{g}} \right)^{2/3}. \quad (4.37)$$

Для областей хромосферы с параметрами $T = 8 \times 10^3$ К, $n = 1,25 \times 10^{10}$ см $^{-3}$, $p = 0,17$ дин см $^{-2}$, $F = 0,75$, $n_a = 4 \times 10^{10}$ см $^{-3}$ [123] находим $\lambda_{\min} \geq 3 \times 10^5$ см. Сравнивая значения максимальной, $\lambda_{\max} \approx 3 \times 10^8$ см, и минимальной, $\lambda_{\min} \approx 3 \times 10^5$ см, толщины желобковых возмущений и учитывая, что в желобках с толщиной λ_{\min} происходит эффективный нагрев плазмы, можно предположить, что наблюдаемые корональные магнитные арки толщиной $(3-6) \times 10^8$ см заполнены тонкими горячими магнитными нитями толщиной $3 \times 10^5 - 3 \times 10^6$ см. Для наблюдения таких структур требуется пространственное разрешение 0,1 секунды дуги.

Предположение о важной роли филаментации магнитных структур в нагреве корон Солнца и звезд высказывали Литвин и Рознер [124]. Кроме того, в [108] показано, что полученные космической обсерваторией TRACE почти однородные распределения температуры вдоль корональных магнитных петель могут быть объяснены наличием внутри петель вытянутых вдоль магнитного поля субсекундных структур. В работе [107] проведен анализ 41 петли, наблюдавшихся TRACE, и

обнаружено хорошее согласие наблюдаемой изотермичности петель с наличием внутренней нитевидной структуры.

5. Ускорение электронов в токонесущих магнитных петлях

5.1. Данные наблюдений и возможные механизмы ускорения

В звездных вспышках значительная доля энергии выделяется в форме энергичных частиц. Например, при вспышках на Солнце в электронах с энергией 20–100 кэВ содержится до 50 % энергии вспышки, $\sim 5 \times 10^{31}$ эрг. При этом основная часть электронов и ионов в солнечных вспышках ускоряется до энергий 100 кэВ и 100 МэВ соответственно [125] и вызывает жесткое рентгеновское излучение и гамма-излучение в линиях. Кроме того, гамма-излучение в континууме и наблюдаемое иногда излучение от нейтральных пионов свидетельствуют о том, что энергия электронов и ионов во вспышках может достигать 10 МэВ и 1 ГэВ соответственно. Если предположить, что жесткое рентгеновское излучение вспышек возникает в результате тормозного излучения быстрых электронов в хромосфере (модель толстой мишени [126]), то импульсная солнечная вспышка должна продуцировать в секунду около 10^{37} электронов с энергией более чем 20 кэВ в течение 10–100 с. Это означает, что скорость выделения энергии в виде ускоренных электронов составляет $\dot{E}_e \approx 3 \times 10^{29}$ эрг s^{-1} в течение 100 с, что соответствует полной энергии электронов $E_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 3 \times 10^{31}$ эрг при общем числе ускоренных электронов $N_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 10^{39}$.

Требования к темпу ускорения электронов несколько снижаются, если предположить, что спектр жесткого рентгеновского излучения с энергиями меньшими 30 кэВ обусловлен излучением горячей ($\sim 3 \times 10^7$ К) плазмы, а излучение с большими энергиями генерируется быстрыми электронами со степенным энергетическим спектром. Это составляет содержание гибридной (тепловой/нетепловой — T/NT) модели [127]. В этом случае необходимая скорость продуцирования электронов с энергиями $E_e > 20$ кэВ уменьшается до $\dot{N}_e \approx 2 \times 10^{35} s^{-1}$ при длительности процесса около 100 с, что дает $N_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 2 \times 10^{37}$, $\dot{E}_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 6 \times 10^{27}$ эрг s^{-1} и $E_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 6 \times 10^{29}$ эрг.

Для объяснения генерации быстрых частиц во время вспышек предложено множество механизмов ускорения, которые условно можно разделить на три основных класса: 1) стохастическое ускорение волнами (механизм Ферми второго рода), 2) ускорение ударными волнами, 3) прямое ускорение в квазистационарных электрических (DC) полях. Кроме того, иногда привлекаются бегатронный механизм, например в случае коллапсирующей магнитной арки [128, 129], и механизм магнитной накачки [130].

Имея в виду корреляцию вспышек с корональными магнитными петлями, рассмотрим ускорение электронов крупномасштабными электрическими полями, возникающими вследствие конвективных движений фотосферной плазмы в основаниях корональной магнитной петли, предполагая, разумеется, что в солнечной короне реализуются и другие механизмы ускорения. Крупномасштабные электрические поля в корональных

магнитных петлях возникают, когда основания петли находятся в узлах нескольких ячеек супергрануляции. В этом случае сходящиеся конвективные потоки плазмы, взаимодействуя с магнитным полем в основаниях петли, генерируют электрическое поле разделения зарядов, которое при определенных условиях может эффективно ускорять частицы. При этом петля может содержать достаточно большой запас энергии, до $10^{32} - 10^{33}$ эрг, и обеспечивать энерговыделение мощной вспышки. Эта энергия сосредоточена в виде непотенциальной части магнитного поля, возникающего в результате существования в петле электрического тока величиной до 3×10^{12} А, генерируемого фотосферной конвекцией и текущего вдоль петли [22, 37].

5.2. Область ускорения: хромосфера или корона?

Для того чтобы обеспечить наблюдаемые во время импульсных вспышек потоки быстрых электронов, должно ускоряться достаточно большое количество частиц. Что является резервуаром этих частиц, если ускорение происходит во вспышечной магнитной петле? Общее число электронов во вспышечной петле с плотностью плазмы 10^{10} см^{-3} , площадью поперечного сечения 10^{18} см^2 и длиной $(1-5) \times 10^9$ см составляет $(1-5) \times 10^{37}$. Если принять во внимание, что любой достаточно разумный механизм ускорения в плазме обеспечивает ускорение лишь незначительной доли частиц, то полученного значения общего числа электронов, содержащихся в корональной части вспышечной петли, явно недостаточно для обеспечения ускорения необходимого числа частиц даже в наиболее благоприятном случае гибридной модели ($\sim 2 \times 10^{37}$ электронов).

В магнитной петле имеются две важных области, которые в принципе могут обеспечить поступление необходимого количества частиц для ускорения. Во-первых, это части петли вблизи ее оснований, находящихся в хромосфере. В хромосферной части петли в столбе от температурного минимума до переходной области между хромосферой и короной содержится около 5×10^{40} частиц, если принять площадь сечения петли в этой области $\sim 10^{18} \text{ см}^2$. Если ускорение происходит в хромосферной части петли, то указанного числа частиц вполне достаточно для того, чтобы обеспечить поступление необходимого количества электронов для ускорения.

Вторая возможность обогащения вспышечной магнитной петли частицами возникает при ее взаимодействии с протуберанцем [37, 38]. В этом случае вспышечный процесс может быть инициирован желобковой неустойчивостью, развивающейся в вершине петли и приводящей к проникновению в токовый канал магнитной петли плотной плазмы протуберанца. Число частиц, поставляемых протуберанцем за время вспышки $t_f \sim 100$ с, можно оценить как $N \approx 2\pi a r_f n_p V_p t_f$, где r_f — толщина языка протуберанца, проникающего в токовый канал, $a \approx 10^8$ см — полутолщина петли, $n_p \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ — концентрация плазмы в протуберанце, $V_p \approx V_{Ti} \approx 2 \times 10^6$ см s^{-1} — характерная скорость втекания плазмы в токовый канал петли, приблизительно равная тепловой скорости ионов при температуре вещества протуберанца $\sim 5 \times 10^4$ К. При указанных значениях параметров получаем $N \approx 3 \times 10^{38}$. Эта величина примерно на порядок превышает значение, требуемое для T/NT-модели, однако в несколько раз меньше величины,

которую требует нетепловая модель толстой мишени. Отсюда следует вывод, что для обеспечения потребности ускорительных механизмов в частицах при наиболее мощных вспышках предпочтительным вариантом локализации области ускорения является хромосферная часть корональной арки. Для вспышек с умеренным энерговыделением область ускорения может располагаться вблизи вершины арки, где необходимый запас частиц обеспечивается потоком плазмы из протуберанца (если таковой имеется).

Заметим, что область ускорения вблизи вершины корональной арки рассматривается также в модели коллапсирующей магнитной ловушки [128, 129]. Однако эта модель обеспечивает лишь незначительный поток инжектируемых электронов, так как высокотемпературный токовый слой, расположенный в вершине магнитной аркады, может ускорять не более $10^{28} - 10^{30}$ электронов в секунду.

5.3. Потоки электронов, ускоренных в электрическом поле арки

Один из наиболее эффективных путей для ускорения частицы в области энерговыделения вспышки — это прямое ускорение электрическим полем, где в качестве поля выступает крупномасштабное электрическое поле \mathbf{E} вспышечной магнитной петли. При этом существенно, что если в плазме присутствует магнитное поле \mathbf{B} , причем $|\mathbf{B}| > |\mathbf{E}|$, то ускорять частицы будет только проекция электрического поля на магнитное $E_{\parallel} = \mathbf{E}\mathbf{B}/B$. Если E_{\parallel} меньше поля Драйзера $E_D = eA\omega_p^2/V_T^2$, то в ускорительный процесс (убегание) включаются электроны со скоростями $V > (E_D/E_{\parallel})^{1/2}V_T$, где V_T — тепловая скорость электронов, A — кулоновский логарифм, ω_p — ленгмюровская частота. Кинетическая теория приводит к следующей формуле для скорости продуцирования убегающих электронов [131]:

$$\dot{N}_e = 0,35n_{\text{vei}}V_a x^{3/8} \exp\left(-\sqrt{2x} - \frac{x}{4}\right), \quad (5.1)$$

где $x = E_D/E_{\parallel}$, V_a — объем области ускорения, $v_{\text{ei}} = (5,5nA)/T^{3/2}$ — эффективная частота электронно-ионных столкновений, n — концентрация электронов в плазме, T — температура, A — кулоновский логарифм. В корональной части магнитной петли даже с достаточно большими значениями электрического тока, $I = 10^{12}$ А, и с типичными параметрами $n = 10^{10}$ см $^{-3}$, полутолщиной $a = 5 \times 10^8$ см и $T = 10^6 - 10^7$ К электрическое поле, обусловленное конечной проводимостью плазмы, слишком мало для того, чтобы вызвать сколько-нибудь заметное ускорение ($x = E_D/E_{\parallel} > 200$). Наибольшие электрические поля генерируются в основаниях магнитной петли, где возникает эффективное разделение зарядов, вызванное конвективным потоком фотосферного вещества внутрь трубки и различной замагниченностью электронов и ионов. В вертикальной цилиндрической трубке с радиальным сходящимся течением плазмы, которой мы будем аппроксимировать ту часть реальной трубки, которая расположена вблизи фотосферных оснований, имеется только радиальная составляющая электрического поля разделения зарядов. Эта компонента оказывается перпендикулярной магнитному полю стационарной трубки (B_{ϕ} , B_z), поэтому в стационарных условиях ускорение разделения зарядов полем отсутствует. Ускорение возникает, когда магнитное поле трубки

деформируется таким образом, что появляется, например, радиальная компонента магнитного поля B_r . В этом случае проекция электрического поля на направление магнитного поля имеет вид [21]

$$E_{\parallel} \approx \frac{1-F}{2-F} \frac{\sigma V_r B^2}{enc^2(1+\alpha B^2)} \frac{B_r}{B}. \quad (5.2)$$

Здесь радиальная составляющая магнитного поля $B_r \ll B$, $F = n_a m_a / (n_a m_a + n m_i)$ — относительная плотность нейтральных частиц, $\sigma = e^2 n / m_e (v_{\text{ei}} + v_{\text{ea}})$ — кулоновская проводимость, $\alpha = \sigma F^2 / (2-F) c^2 n m_i v'_{\text{ia}}$, v'_{jk} — эффективная частота столкновений частицы сорта j с частицей сорта k , V_r — радиальная составляющая скорости конвективного движения плазмы в основании петли. Ускорение частиц, связанное с полем разделения зарядов, может возникать, например, при развитии желобковой неустойчивости в основании магнитной трубки, когда язык плазмы со скоростью V_r , вторгающийся в токовый канал, неоднороден по высоте. В этом случае можно показать, что генерируется радиальная компонента магнитного поля

$$B_r = B \frac{\partial}{\partial z} \int_0^t V_r(t') dt' \quad (5.3)$$

и возникает электрическое поле E_{\parallel} , приводящее к ускорению. Величина E_{\parallel} возрастает при прогреве оснований магнитной арки, так как прогрев приводит к увеличению σ и уменьшению α . При этом уменьшается относительная плотность нейтральных частиц F . В случае значительного прогрева, при котором ионизация почти полная ($F \ll 1$), можно считать, что $\alpha B^2 \ll 1$. Тогда выражение (5.2) приобретает простой вид:

$$E_{\parallel} \approx \frac{1}{2} \frac{V_r}{c} B \left(\frac{\omega_e}{v'_{\text{ei}}} \right) \frac{B_r}{B}, \quad \alpha B^2 \ll 1. \quad (5.4)$$

В противоположном предельном случае (5.2) сводится к выражению

$$E_{\parallel} \approx \frac{1-F}{F^2} \frac{m_i V_r v'_{\text{ia}}}{e} \frac{B_r}{B}, \quad \alpha B^2 \gg 1. \quad (5.5)$$

Отметим, что при $V_r < 0$ (конвективный поток направлен внутрь трубки) составляющая E_{\parallel} направлена вниз и ускоряет электроны в сторону короны, а ионы — в сторону фотосферы, т.е. энергичные ионы и электроны будут направляться в разные основания арок. Это приводит к ситуации, в которой источники гамма-излучения, обусловленного энергичными ионами, и источники жесткого рентгеновского излучения, вызванного быстрыми электронами, пространственно разделены. Такое разделение источников гамма-излучения (линия 2,223 МэВ) и рентгеновского излучения (150–200 кэВ) наблюдалось, например, космической обсерваторией RHESSI [132] во вспышке 23 июля 2003 г.

В случае $\alpha B^2 \gg 1$ отношение E_D/E_{\parallel} определяется формулой

$$\begin{aligned} \frac{E_D}{E_{\parallel}} &= 7,7 \times 10^{-5} \frac{n^2}{B^2 V_r T^{5/2}} \left(\frac{A}{20} \right)^2 \frac{B}{B_r} = \\ &= 2,6 \left(\frac{n}{10^{15}} \right)^2 \left(\frac{B}{10^3} \right)^{-2} \left(\frac{V_r}{3 \times 10^4} \right)^{-1} \times \\ &\times \left(\frac{T}{10^6} \right)^{-5/2} \left(\frac{A}{20} \right)^2 \frac{B}{B_r}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Отметим сильную зависимость величины $E_D/E_{||}$ от температуры и магнитного поля, которые в области ускорения могут изменяться в широких пределах. Из (5.6) следует, что при $B_r \approx 0,1B$ ускоряющее поле может достигать величины поля Драйзера и даже превышать ее, если основания арки прогреваются до температуры $3,5 \times 10^6$ К. При этом все электроны включаются в режим убегания, а электрическое поле достигает значения 17 В см^{-1} . Это дает возможность частицам на масштабе $\sim 10^8$ см набрать предельно большую энергию, ~ 1 ГэВ. Особенности ускорения электронов в супердрайзеровских электрических полях рассматривал Литвиненко [133].

Экстремальные электрические поля возникают при максимально возможных магнитных полях $\sim 10^3$ Гс и сильном прогреве фотосферных оснований магнитной арки на Солнце, что, конечно, реализуется далеко не во всех вспышках. Однако это демонстрирует возможности токонесущих магнитных арок эффективно ускорять частицы. При ускорении в хромосферных основаниях арки скорость продуцирования энергичных электронов будет превышать 10^{35} электронов в секунду, что достаточно для Т/НТ-модели, если принять в области ускорения $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, радиус трубки $a = 10^8$ см, $T = 10^5$ К и размер области ускорения по высоте $h = 10^8$ см. При этом $E_D/E_{||} = 26$, $E_{||} = 2,15 \times 10^{-3} \text{ В см}^{-1}$, а энергия основной части ускоренных электронов составит 200 кэВ.

5.4. Импульсный и пульсирующий режимы ускорения

Появление радиальной компоненты магнитного поля в основании петли, где локализовано мощное электрическое поле разделения зарядов, может быть обусловлено не только развитием здесь желобковой неустойчивости, но и возбуждением собственных колебаний магнитной петли. В первом случае процесс ускорения имеет, по видимому, импульсный характер вследствие аперидичности желобковой неустойчивости. Во втором случае возможен пульсирующий режим ускорения, часто проявляющийся после вспышки в виде квазипериодических последовательностей радиовсплесков III типа.

5.4.1. Импульсное ускорение. При выходе магнитной трубки из фотосферы в хромосферу она расширяется вследствие уменьшения внешнего давления, поэтому появляется кривизна магнитного поля, направленная внутрь трубки. При выполнении условия (4.34) развивается желобковая неустойчивость на баллонной моде с характерным временем (4.36) порядка 35 с. За это время плазма, окружающая трубку, проникает внутрь нее, генерируя радиальную компоненту магнитного поля, благодаря чему возникает проекция электрического поля разделения зарядов на магнитное поле, являющаяся причиной ускорения частиц. Время, определяемое соотношением (4.36), можно в первом приближении принять за характерную длительность импульсной фазы ускорения. Причиной, приводящей к прекращению ускорительного процесса, может являться уменьшение радиальной составляющей скорости конвекции в результате возрастания газового давления внутри трубки при развитии вспышечного процесса или остановка желобка внешней плазмы, проникающей в магнитную петлю. Необходимо отметить, что это время по порядку величины совпадает с длительностью простых импульсных

вспышек (10–100 с). При указанных в разделе 5.3 значениях параметров плазмы в области ускорения общее число электронов, ускоренных в основании токонесущей магнитной трубки за время τ_b , составляет $N_e(> 200 \text{ кэВ}) \approx \dot{N}_e \tau_b \approx 3,5 \times 10^{36}$, что вполне достаточно для объяснения в рамках Т/НТ-модели наблюдаемой эффективности ускорительного механизма генерации жесткого рентгеновского излучения импульсных солнечных вспышек [127].

Данные о линейной поляризации жесткого рентгеновского излучения при солнечных вспышках, полученные на спутнике КОРОНАС-Ф (Комплексные орбитальные околоземные наблюдения активности Солнца (фотон)), также свидетельствуют об ускорении электронов импульсными электрическими полями, а не стохастическими механизмами.

5.4.2. Пульсирующее ускорение. Наличие широкополосных периодических пульсаций в некоторых солнечных радиовсплесках IV типа свидетельствует о том, что иногда сразу после вспышки возникает пульсирующий режим ускорения электронов, характеризующийся существенно меньшими потоками быстрых электронов, но продолжающийся обычно значительно дольше основной вспышки. Один из примеров таких событий — событие 25 октября 1994 г. — исследован в работе [134], где на основе комплексного анализа спектральных и гелиографических данных в радиодиапазоне, а также оптических и рентгеновских данных была восстановлена пространственная структура источника радиопульсаций, который оказался корональной магнитной аркой. Периодическая инжекция электронов со скоростями порядка $0,3c$ происходила из основания петли с более сильным магнитным полем, и далее электроны двигались вдоль оси ловушки, генерируя последовательность всплесков III типа с быстрым частотным дрейфом. Период пульсаций составлял в среднем 1,33 с, а длительность пульсирующей фазы была около 3,5 мин, т.е. пульсации отличались высокой добротностью. Анализ эффективности ускорительного механизма для этого события [135] показал, что средний темп ускорения электронов в пульсациях, $3 \times 10^{32} \text{ с}^{-1}$, оказался приблизительно на три порядка меньше темпа ускорения электронов во время солнечной вспышки средней мощности. Пульсации обнаруживаются также в радиоизлучении вспышек на звездах поздних спектральных классов. Например, спектральный анализ низкочастотной модуляции микроволнового излучения вспышки 19 мая 1997 г. от звезды AD Leo показал наличие в спектре радиоизлучения двух регулярных компонент: периодической модуляции, частота которой плавно уменьшалась в процессе вспышки от ≈ 2 Гц до $\approx 0,2$ Гц, и периодической последовательности импульсов с частотой повторения около 2 Гц [16]. Быстрый отрицательный частотный дрейф радиопульсаций в этой вспышке [15] свидетельствует о периодическом ускорении частиц в нижних слоях атмосферы и их последующей инжекции в корону звезды. Детальный анализ этого события привел к заключению о том, что источником радиоизлучения в данном случае является магнитная петля с током, а пульсации с постепенно уменьшающейся частотой повторения обусловлены возбуждением собственных колебаний петли как эквивалентного электрического контура с частотой (2.31) [16].

Колебания корональной магнитной петли как эквивалентного электрического контура рассматривались в работе [136] в качестве возможной причины появления пульсаций в солнечных радиовсплесках IV типа. Аргументом в пользу этого является высокая добротность наблюдаемых пульсаций, которая в данном случае обеспечивается параметрами петли, в то время как добротность собственных МГД-пульсаций петли в условиях короны Солнца достаточно низка. Выше отмечалось, что продуктивность пульсирующего режима ускорения электронов на послевспышечной фазе развития активной области, оцененная для события 25 октября 2004 г., оказалась приблизительно на 3–4 порядка меньше, чем в среднем для импульсной фазы солнечной вспышки. При этом энергия ускоренных электронов в этом событии (около 40 кэВ) приблизительно совпадала с характерной энергией быстрых электронов, ускоренных на импульсной стадии. Как видно из формул (5.1) и (5.6), такая ситуация возникает, когда при приблизительно постоянных параметрах ускорительного процесса (T, n, B, B_r, V_r) геометрические размеры области ускорения существенно уменьшаются.

5.5. Ток ускоренных электронов. Парадокс Колгейта

Еще один важный вопрос, diskutируемый в астрофизической литературе, связан с большим электрическим током, который ассоциируется с ускоренными электронами [32, 33]. Если продуктивность ускорительного механизма $dN_e/dt \geq 10^{35}$ электронов в 1 с, то должен возникать электрический ток $I = e\dot{N}_e \geq 1,6 \times 10^{15}$ А. Если такой ток течет в магнитной петле с сечением $\sim 10^{18}$ см², то указанным значениям тока должно соответствовать индуцированное магнитное поле $B \geq 6 \times 10^6$ Гс, которое в действительности в корональных структурах не наблюдается. Обычно рассматривают две возможности устранения этого противоречия.

Первая связана с предположением о филаментации тока ускоренных электронов, т.е. о разбиении токового канала на множество тонких токовых нитей с противоположным направлением токов в соседних нитях, в результате чего общее магнитное поле токового канала не превышает наблюдаемой величины [137, 138]. Не ясно, однако, каким образом в пучке разлетающихся электронов может возникнуть система нитей с противоположными направлениями токов. Как показали Фадеев и др. [139], филаментация тока при определенных условиях действительно возможна, однако при этом в соседних нитях не возникает инверсии направления тока и мы не избавляемся от проблемы генерации сильных магнитных полей на периферии токового канала.

Вторая возможность связана с образованием обратного тока в плазме [140–143]. Пусть, например, пучок электронов с радиусом r_0 инжектируется в плазму вдоль оси z внешнего магнитного поля. Тогда поле B_ϕ в каждой фиксированной точке плазмы будет изменяться со временем при прохождении переднего фронта потока. Изменение B_ϕ приводит к появлению на переднем фронте пучка электронов электрического поля E_z , которое действует на электроны плазмы так, что возникает ток, направленный против инжектируемого тока. Ток пучка, следовательно, уменьшается, вплоть до того, что происходит его полная компенсация. Если радиус пучка быстрых электронов превышает длину экранирования ($r_0 > c/\omega_p$), то магнитное поле при $r > r_0$ отсутствует.

Ток пучка компенсируется обратным током плазмы, который почти весь течет внутри пучка. Условие полной нейтрализации выглядит следующим образом: $c/\omega_p \ll r_0, v_{ei}t < 1$, где t — время после инжекции. Для моментов времени, удовлетворяющих условию $v_{ei}t \gg 1$, обратный ток затухает и нейтрализация постепенно исчезает. Однако характерное время затухания обратного тока определяется временем магнитной диффузии $t_D = \pi\sigma r_0^2/c^2$, которое при r_0 порядка толщины петли значительно превышает все временные масштабы, характерные для вспышечных процессов. Поэтому можно считать, что инжекция ускоренных электронов не приводит к изменению внешнего магнитного поля.

5.6. Турбулентный режим распространения энергичных частиц

Подтверждением существования взаимодействия волна–частица в солнечной короне является необычный характер распространения энергичных частиц. Так, во вспышке 28 августа 1999 г. [144] релятивистские электроны, генерирующие синхротронное излучение на частоте 17 ГГц, двигались вдоль корональной магнитной арки со скоростью в 30 раз меньшей скорости света (рис. 12). Это явление можно объяснить как следствие сильной турбулентной диффузии, когда мощность ускорителя энергичных частиц $J > J_* = cB\sigma/(4\pi el)$ см⁻²с⁻¹ [145, 146]. Возбуждаемая потоком электронов низкочастотная свистовая турбулентность эффективно рассеивает релятивистские частицы по питч-углу. В результате вместо свободного распространения электроны вследствие аномальной (турбулентной) вязкости движутся со скоростью, имеющей порядок фазовой скорости свистов 0,03c [147].

Второй пример — отсутствие заметной линейной поляризации ($< 0,07\%$) в H α -излучении вспышек, генерируемого потоками энергичных протонов при торможении в хромосфере [148]. Наиболее вероятная причина этого явления — изотропизация вследствие рассеяния на мелкомасштабных альвеновских волнах, возбуждаемых на ионном циклотронном резонансе протонами с энергией $E_{pr} \leq 1$ МэВ [149]. При этом протоны эффективно рассеиваются по питч-углу (сильная диффузия), если мощность ускорителя превышает пороговое значение $J_* = 5 \times 10^{12}$ протонов на 1 см² в 1 с. Наблюдательные данные об энергичных частицах в солнечных вспышках подразумевают, что темп ускорения протонов с энергией $E_{pr} \sim 1$ МэВ составляет порядка $10^{33} - 10^{34}$ протонов в 1 с [125]. Полагая площадь области вторжения протонов в хромосферу $\sim 10^{18}$ см², находим значение их потока $J \sim 10^{15} - 10^{16}$ см⁻²с⁻¹ $\gg J_*$.

Режим сильной диффузии приводит и к задержкам гамма-излучения в линиях относительно жесткого рентгеновского излучения в солнечных вспышках при одновременном ускорении электронов и ионов, поскольку скорость фронта мелкомасштабной альвеновской турбулентности, создаваемого энергичными ионами, на порядок меньше скорости турбулентной "стенки" свистов, образуемой быстрыми электронами [150].

6. Корональная арка — магнитная ловушка

Величина магнитного поля в основаниях корональной арки, расположенных в фотосфере, превышает его значение в вершине, поэтому арка представляет собой

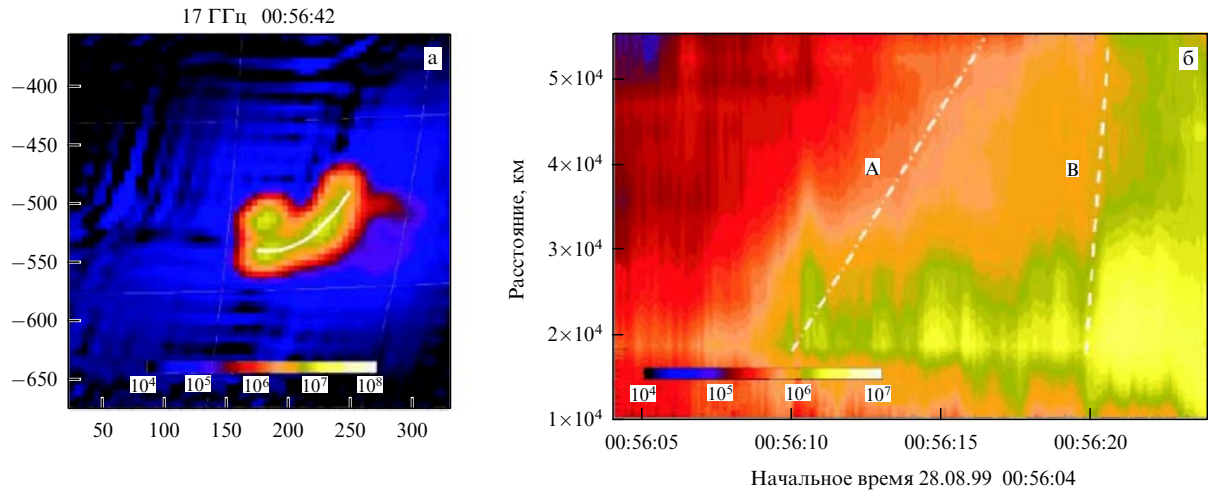


Рис. 12. Изображение двух взаимодействующих вспышечных арок (радиогелиограф Nobeyama, 17 ГГц). Белой линией на рис. а отмечены траектории распространяющихся релятивистских электронов (по осям отложены координаты источника в угловых секундах). На рисунке б линия А указывает на распространение частиц вдоль арки со скоростью $c/30$, линия В — со скоростью света [144].

магнитную ловушку для заряженных частиц. Корональные арки на Солнце и звездах являются источниками интенсивного нетеплового радиоизлучения. Излучение обусловлено энергичными электронами, которые попадают в магнитные арки вследствие ускорительных процессов и удерживаются магнитным полем ловушки. Время удержания энергичных частиц определяется кулоновскими столкновениями либо взаимодействием волна–частица. В низких солнечных арках с большой плотностью плазмы преобладает гиросинхротронное излучение энергичных электронов. Тем не менее в ряде событий определенную роль может играть плазменный механизм радиоизлучения.

Излучение высоких арок (диапазон — от нескольких дециметров до нескольких десятков метров), которое характеризуется большим разнообразием и развитой тонкой структурой, имеет в большинстве случаев "мазерную" природу. Наблюдения этого излучения и его анализ важны для диагностики корональной плазмы и объяснения происходящих в ней процессов. Относительно большая интенсивность излучения обеспечивается инверсной заселенностью частиц, что приводит к неустойчивости мелкомасштабных волн, которые в высоких и менее плотных арках имеют низкие пороги генерации. Возбуждаемые волны, в свою очередь, могут изменять распределение частиц, влиять на их динамику и распространение. При достаточно большом давлении энергичных частиц в магнитной арке развиваются крупномасштабные неустойчивости, приводящие к выходу энергичных частиц из корональных арок.

6.1. Распределение заряженных частиц в арках

Появление в арке ускоренных частиц приводит к формированию распределения "равновесная плазма + энергичные частицы с конусом потерь", которое неустойчиво относительно генерации волн различных типов. В самом деле, легко убедиться, что при параметрах корональных арок, приведенных в табл. 1, длина свободного пробега частиц фоновой плазмы с температурой $T = 10^6 - 10^7$ К существенно меньше размера арки, а энергичные электроны (≥ 30 кэВ) и ионы (≥ 1 МэВ) — бесстолкновительные. Кроме того, в магнитном поле порядка 100 Гс

гирорадиус энергичных частиц $r_c = v/\omega_c \leq 10$ см $\ll l$. В таких условиях ускоренные заряженные частицы с отношением компонент импульсов $p_\perp/p_\parallel < (\sigma - 1)^{-1/2}$, где $\sigma = B_{\max}/B_{\min}$ — пробочное отношение, B_{\max} и B_{\min} — значения магнитного поля в основании и в вершине магнитной арки, не удерживаются магнитным полем арки и "высыпаются" в ее основания. Захваченные аркой частицы образуют, следовательно, "конус потерь" в пространстве импульсов, распределение частиц по которым можно представить в виде

$$f_1(p) = \frac{n_1}{(2\pi)^{3/2} a^3 \cos \theta_0} \exp\left(-\frac{p^2}{2a^2}\right) \times [H(\theta - \theta_0) - H(\theta + \theta_0 - \pi)], \quad (6.1)$$

где $H(x)$ — функция Хевисайда,

$$H(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases}$$

θ — угол между направлениями импульса частицы и вектора магнитного поля, $\cos \theta_0 = [(\sigma - 1)/\sigma]^{1/2}$, a — дисперсия, $n_1 \ll n_0$. Из данных о рентгеновском излучении солнечных вспышек следует, что распределение ускоренных электронов по энергии часто характеризуется степенным спектром:

$$f_1 \propto n_1 E^{-\delta} [H(\theta - \theta_0) - H(\theta + \theta_0 - \pi)]. \quad (6.2)$$

Не исключено, что в арках существуют потоки энергичных частиц, распределение которых можно описать как "hollow-beam" (полый пучок):

$$f_1 \propto n_1 \exp\left[-\frac{(p_\parallel - p_{\parallel 0})^2}{a_\parallel^2} - \frac{(p_\perp - p_{\perp 0})^2}{a_\perp^2}\right]. \quad (6.3)$$

Для ряда приложений удобно моделировать распределение частиц в корональной арке в виде [151]

$$f_i \propto n_i p_\perp^{2\eta} \exp\left(-\frac{p^2}{a_i^2}\right), \quad (6.4)$$

где $\eta = 0$ для фоновой равновесной плазмы ($i = 0$) и $\eta = 1, 2, 3, \dots$ для энергичных частиц ($i = 1, n_1 \ll n_0$). Разнообразные модельные формы распределений энергичных частиц, характерные для магнитных ловушек, можно найти в книге Михайловского [152] и обзоре [153].

6.2. Арка — электронный циклотронный мазер

Неустойчивость обыкновенной (о) и необыкновенной (х) волн на гармониках гирочастоты электронов, называемая также электронно-циклотронным мазером (ЭЦМ), рассматривалась в качестве возможной причины интенсивного радиоизлучения солнечных и звездных вспышек [153–160], аврорального километрового излучения Земли [161], декаметрового радиоизлучения Юпитера [162]. Взаимодействие волн и энергичных частиц происходит в условиях циклотронного резонанса:

$$m\omega - sm_0\omega_c - k_{\parallel}p_{\parallel} = 0, \quad (6.5)$$

где $m = m_0\Gamma$, m_0 — масса покоя электрона, $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — фактор Лоренца. Для корональных арок на Солнце радиоизлучение, связанное с ЭЦМ, впервые было исследовано в [155]. Наиболее благоприятные условия для излучения ЭЦМ реализуются в достаточно сильных магнитных полях, при которых гирочастота электронов превышает плазменную частоту, $\omega_c > \omega_p$, т.е. в активных областях Солнца и вспыхивающих звезд. Инкремент неустойчивости волн на s -й гармонике имеет вид [163]

$$\gamma_{o,x} = \int d\mathbf{p} A_{o,x}(\mathbf{p}, \mathbf{k}) \delta\left(\omega - \frac{s\omega_c}{\Gamma} - k_{\parallel}v_{\parallel}\right) \times \\ \times \left(\frac{s\omega_c}{\Gamma v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}}\right) f_1(p_{\perp}, p_{\parallel}), \quad (6.6)$$

где

$$A_{o,x}(\mathbf{p}, \mathbf{k}) = \frac{4\pi^2 e^2 v_{\perp}^2}{\omega N_{o,x} [\partial(\omega N_{o,x})/\partial\omega] (1 + T_{o,x}^2)} \times \\ \times \left| \frac{K_{o,x} \sin\vartheta + (\cos\vartheta - N_{o,x}v_{\parallel}/c) T_{o,x} J_s + J'_s}{N_{o,x}(v_{\perp}/c) \sin\vartheta} \right|^2, \quad (6.7)$$

$J_s(\omega N_{o,x} v_{\perp} \sin\vartheta/\omega_c c)$ — функция Бесселя, ϑ — угол между волновым вектором и вектором магнитного поля, $T_{o,x}$ и $K_{o,x}$ — коэффициенты поляризации, $N_{o,x}$ — показатель преломления волн [163]. Результаты исследований линейной стадии неустойчивости ЭЦМ [152–159, 161–163], описываемой формулами (6.6) и (6.7), для различных видов распределения быстрых электронов с конусом потерь и различных отношений ω_p/ω_c , а также квазилинейной стадии ЭЦМ [160] можно свести к следующему. В сильном магнитном поле ($\omega_p/\omega_c < 0,24 - 0,4$) в основном генерируется необыкновенная волна на первой гармонике гирочастоты, а в интервале $0,24 - 0,4 < \omega_p/\omega_c < 1$ — обыкновенная волна на гармонике $s = 1$. Максимальные инкременты имеют величину порядка

$$\gamma_x \approx 10^{-2} \frac{n_1}{n_0} \omega_c, \quad \gamma_o \approx 2 \times 10^{-3} \frac{n_1}{n_0} \omega_c \quad (6.8)$$

и в обоих случаях реализуются для волн, распространяющихся под углом $\vartheta_m \approx 70^\circ$ к магнитному полю. Угловая ширина возбуждаемых волн $\Delta\vartheta \approx 3^\circ$. При

$\omega_p/\omega_c > 1$ максимальным инкрементом обладают потенциальные волны с верхней гибридной частотой $\omega_{uh} = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, а излучение ЭЦМ в виде х-моды на частоте $\omega \approx 2\omega_c$ имеет на несколько порядков меньший инкремент.

6.3. Проблема выхода радиоизлучения из корон звезд

Электронный циклотронный мазер генерирует непосредственно электромагнитные волны, без потерь энергии в процессах трансформации, и на первый взгляд представляется весьма эффективным механизмом. Тем не менее существует проблема выхода излучения ЭЦМ из горячих ($10^7 - 10^8$ К) корон звезд вследствие сильного циклотронного поглощения волн корональной плазмой. В самом деле, обусловленный конусом потерь ЭЦМ генерирует преимущественно необыкновенные волны вблизи направления, перпендикулярного магнитному полю. Проходя через вышележащие слои корональной плазмы, х-волны испытывают сильное поглощение на гармониках гирочастоты электронов. Имеются лишь узкие "окна" вдоль магнитного поля для выхода излучения ЭЦМ [164, 165]. Циклотронное поглощение в короне Солнца в зависимости от угла распространения волн пытались определить Влахос и др. [166]. Однако расчеты оптической толщины циклотронного поглощения в [166] проведены некорректно: было получено достаточно широкое окно выхода х-моды поперек магнитного поля. Робинсон [167] обратил внимание на существование окна поперек магнитного поля для обыкновенной моды и предложил механизм выхода необыкновенных волн на гирочастоте ($s = 1$) в результате их линейной конверсии в обыкновенные. При этом оптическая толщина процесса гиропоглощения уменьшается в несколько сотен раз. Однако, как будет показано далее (рис. 13), окна выхода излучения поперек магнитного поля значительно уже, чем вдоль поля.

Расчет циклотронного поглощения на гармониках $s = 2, 3, 4, 5$ для характерных частот наблюдений вспыхивающих звезд на радиотелескопах в Аресибо и в Эффельсберге (1,4–5 ГГц) выполнен в [164, 165]. Выражение для оптической толщины процесса поглощения имеет вид [163, 168]

$$\tau_{o,x}(s \geq 2) = \pi \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \frac{\omega L_B}{c} \frac{1}{s!} \left(\frac{s}{2}\right)^{2s} (\beta_T \sin\vartheta)^{2s-2} C_{o,x}, \quad (6.9)$$

где L_B — характерный масштаб неоднородности магнитного поля, $\beta_T = \sqrt{2T/mc^2}$,

$$C_{o,x} = N_{o,x} \frac{(1 - T_{o,x} \cos\vartheta - K_{o,x} \sin\vartheta)^2}{1 + T_{o,x}^2}. \quad (6.10)$$

Заметим, что формулы (6.9) и (6.10) справедливы для $\vartheta \neq \pi/2$. При $\vartheta = \pi/2$ нужно учитывать релятивистские поправки и сингулярности в $T_{o,x}$ и $K_{o,x}$ [163, 164].

Из рисунка 13 видно, что наиболее благоприятные условия выхода радиоизлучения из короны для о- и х-мод на гармониках $s \geq 2$ существуют в направлении вдоль магнитного поля, причем окна выхода гораздо шире для обыкновенных волн. Поэтому решение проблемы выхода радиоизлучения из звездных корон состоит в поиске эффективных механизмов "перекачки" излучения ЭЦМ в окна выхода. Наиболее вероятными причинами

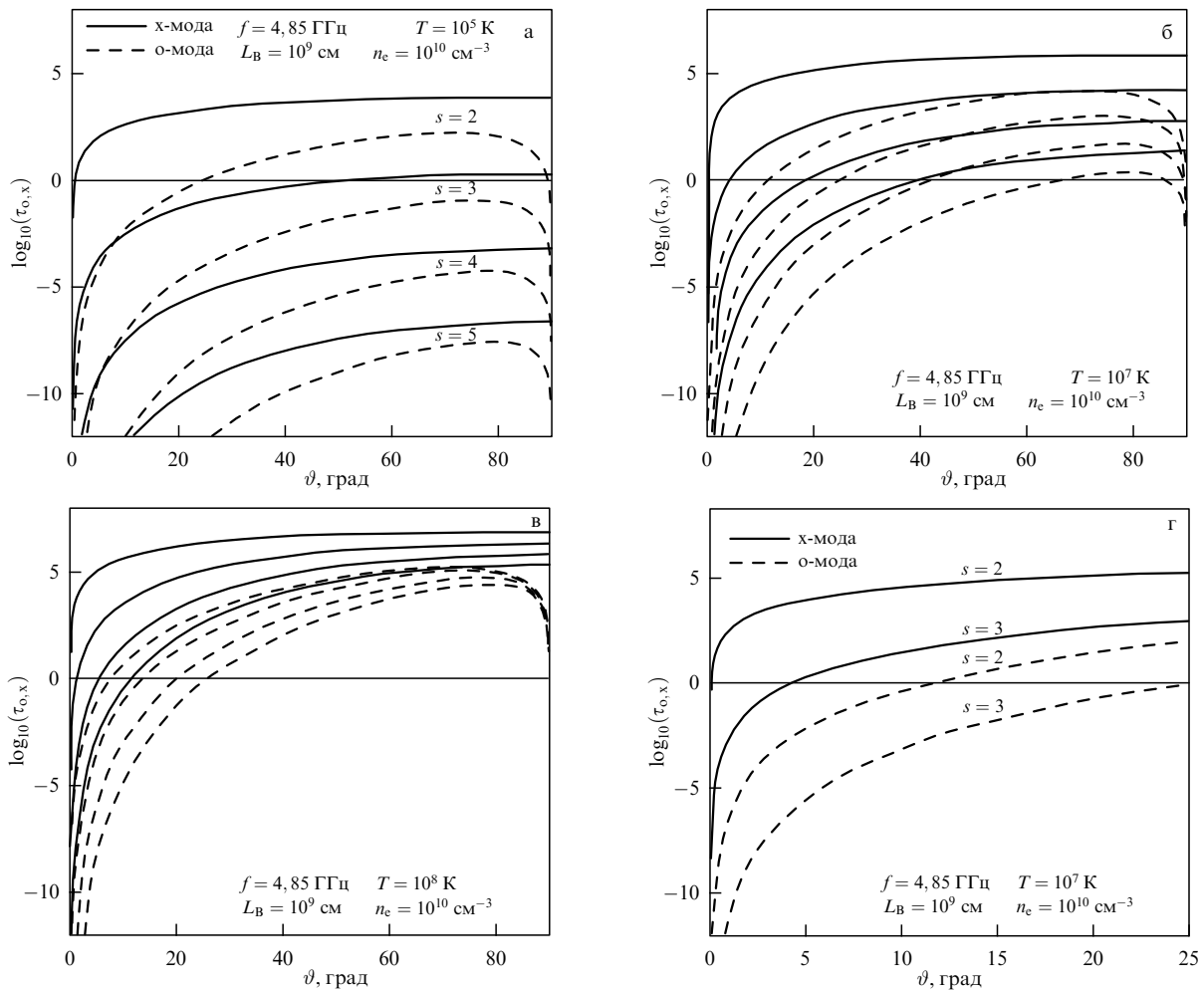


Рис. 13. Зависимость оптической толщины циклотронного поглощения обыкновенной и необыкновенной волн с частотой 4,85 ГГц от угла распространения ϑ в короне звезды на уровнях $s = 2, 3, 4, 5$ для типичных параметров красных карликов в случае "холодных" (а) и "горячих" (б, в) корон. Видно (г), что при $T = 10^7$ К окно прозрачности для х-моды на втором gyroуровне практически отсутствует, а для о-моды составляет 11° . На третьем gyroуровне соответствующие значения равны 4° и 25° .

перекачки по углу являются процессы индуцированного рассеяния электромагнитных волн на частицах тепловой плазмы [169] и на мелкомасштабной турбулентности [164].

В работе [169] исследована возможность выхода радиоизлучения, генерируемого ЭЦМ с частотой близкой к гирочастоте электронов, при рассеянии на ионах тепловой плазмы в условиях корон Солнца и красных карликовых звезд. Расчеты [169] показали, что индуцированное рассеяние волн приводит к образованию конденсата из ЭЦМ-излучения с направлениями волновых векторов близкими к направлению магнитного поля, что должно приводить к выходу излучения через окна (рис. 14). Хотя эффективность интегрального рассеяния необыкновенной волны с ее трансформацией в обыкновенную (хх-рассеяние) значительно превышает эффективность рассеяния обыкновенной волны без трансформации (оо-рассеяние), узкие окна выхода х-моды резко снижают возможность ее выхода из короны. Например, для звезды AD Leo лишь 0,1% рассеянного излучения х-моды способно выйти из короны. С другой стороны, несмотря на меньшую эффективность оо-рассеяния (рис. 14в) угловая ширина конденсата обыкновенных волн меньше ширины окна прозрачности (см. рис. 13).

Поэтому при достаточном уровне возбуждаемых волн основная часть излучения ЭЦМ покидает источник в результате индуцированного рассеяния из области неустойчивости в окно прозрачности. Отсюда следует, что мощное ЭЦМ-излучение при вспышках на звездах должно быть поляризовано как обыкновенная волна.

При вспышках на звездах кроме ленгмюровских и высокочастотных электромагнитных волн возможно возбуждение мелкомасштабных волн других типов: свистов, ионно-звуковых, альвеновских, быстрых магнитозвуковых. Оценки, выполненные на основе формул, приведенных в [170], показали, что наиболее эффективно индуцированное рассеяние излучения ЭЦМ по углу происходит на ионно-звуковой турбулентности, его уровень в короне звезды должен достигать значений $W_s/n_0 T \geq 10^{-5} - 10^{-4}$ [164].

6.4. Плазменный механизм излучения корональных арок

В достаточно плотной плазме корональных арок, в которой $\omega_p/\omega_c > 1$, преобладает плазменный механизм радиоизлучения впервые предложенный Гинзбургом и Железняковым [171] для объяснения всплесков солнечного радиоизлучения III типа. Плазменный механизм

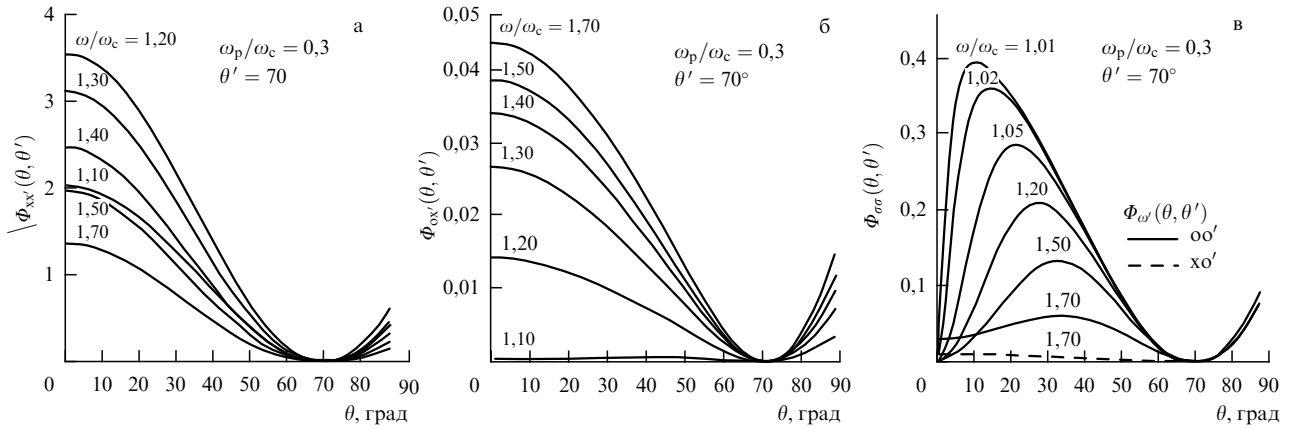


Рис. 14. Зависимости вероятности индуцированных хх-рассеяния (а), хо-рассеяния (б) и оо-рассеяния (в) от угла θ между волновым вектором рассеянной волны и вектором магнитного поля при различных значениях частоты рассеиваемых волн. $\theta' = 70^\circ$ — угол между вектором магнитного поля и волновым вектором рассеиваемой х-волны, соответствующий максимальному инкременту генерации волн ЭЦМ. Штриховая линия на рис. в — вероятность ох-рассеяния в области выше частоты отсечки при $\omega_p = \omega_c$ [169].

предполагает, что сначала вследствие инверсной заселенности энергичных электронов возбуждаются ленгмюровские волны, которые затем трансформируются в электромагнитные, выходящие из короны. Во вспышечных арках на Солнце [172, 173] и на большинстве звезд поздних спектральных классов [13] плотность плазмы может достигать значений $n_0 \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, поэтому даже в магнитных полях $B \geq 10^3 \text{ Гс}$ условие $\omega_p/\omega_c > 1$ выполняется. Авторы настоящего обзора предложили [174] плазменный механизм горячих вспышечных арок на Солнце, излучающих на частоте 1–10 ГГц. В работе [174] рассмотрен случай $\omega_p^2/\omega_c^2 \gg 1$ и $k_{\parallel}v_{\parallel} \gg \omega_c$, когда в излучение на частоте ω дают вклад несколько гармоник гирочастоты. В этих условиях инкремент неустойчивости плазменных волн с частотой $\omega \approx \omega_p$ и $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ имеет вид [152]

$$\gamma = \frac{\pi}{n_0} \frac{\omega_p^4}{k^3} \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \int_{\omega^2/k^2}^{\infty} dv_{\perp}^2 \frac{\partial f_1 / \partial v_{\perp}^2}{\sqrt{v_{\perp}^2 - \omega^2/k^2}}. \quad (6.11)$$

Подставляя в (6.11) функцию распределения энергичных электронов типа (6.1), находим инкремент неустойчивости ленгмюровских волн, максимальное значение которого при достаточно большой величине конуса потерь ($\sigma \approx 2$)

$$\gamma_{\max} \approx 0,1 \frac{n_1}{n_0} \omega_p. \quad (6.12)$$

Затухание плазменных волн вследствие соударений электронов с ионами, $v_{ei} \approx 60n_0/T^{3/2}$, определяет нижний порог неустойчивости по плотности энергичных частиц:

$$\frac{n_1}{n_0} > 10 \frac{v_{ei}}{\omega_p} \approx 5 \times 10^{-7}. \quad (6.13)$$

Кроме затухания из-за соударений, в горячих корональных арках нужно учитывать затухание Ландау. Область неустойчивости плазменных волн в зависимости от пробочного отношения компактной вспышечной арки изображена на рис. 15а [174].

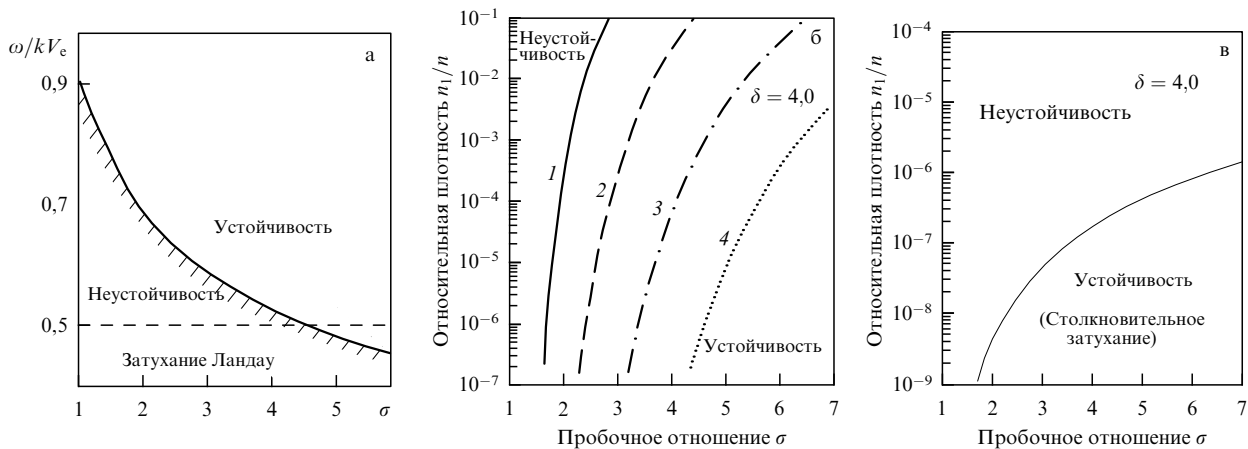


Рис. 15. (а) Область неустойчивости плазменных волн для распределения энергичных частиц (6.1) при $T = 10^7 \text{ К}$, $V_e = a/m \approx 10^{10} \text{ см с}^{-1}$. (б) Области неустойчивости для распределения (6.14) при $T = 3 \times 10^7 \text{ К}$ (кривая 1), $1,2 \times 10^7 \text{ К}$ (кривая 2), $7 \times 10^6 \text{ К}$ (кривая 3), $4,5 \times 10^6 \text{ К}$ (кривая 4). (в) Области неустойчивости для распределения (6.14) при $n_0 = 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и температуре плазмы $T < 3 \times 10^6 \text{ К}/(\sigma - 1)$ в случае, когда затухание из-за соударений преобладает над затуханием Ландау.

В работе [175], посвященной плазменному радиоизлучению континуального типа из солнечных арок, найдены области неустойчивости плазменных волн для степенного распределения электронов с энергиями $E \geq 10$ кэВ, но с конусом потерь, имеющим не резкую границу (6.2), а границу зависящую от энергии:

$$f_1(v_{\parallel}, v_{\perp}) \propto \frac{n_1}{(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)^{\delta}} [1 - \exp(-y)], \quad y = (\sigma - 1) \frac{v_{\perp}^2}{v_{\parallel}^2}. \quad (6.14)$$

В результате подстановки (6.14) в уравнение (6.11) определены области неустойчивости по плотности энергичных электронов с учетом как затухания Ландау (рис. 16б), так и затухания вследствие соударений частиц (рис. 16в).

Возбуждаемые плазменные волны трансформируются в электромагнитные при рассеянии на частицах тепловой плазмы (рэлеевское рассеяние). Законы сохранения в этом процессе имеют вид

$$\omega_t - \omega = (\mathbf{k}_t - \mathbf{k}) \mathbf{v}, \quad (6.15)$$

где ω_t и \mathbf{k}_t — частота и волновой вектор электромагнитных волн, \mathbf{v} — скорость рассеивающих частиц. Рэлеевское рассеяние на ионах плазмы наиболее эффективно приводит к радиоизлучению основного тона: $\omega_t \approx \omega_p$. Дисперсионные соотношения для плазменных и электромагнитных волн при $\omega_p^2/\omega_c^2 \gg 1$ описываются следующим образом:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3v_T^2 k^2, \quad \omega_t^2 = \omega_p^2 + k_t^2 c^2. \quad (6.16)$$

Из дисперсионных соотношений (6.16) и закона сохранения энергии (6.15) определяется область нелинейного взаимодействия волн:

$$L_N = 3L_n \frac{v_T^2}{\omega_p^2} (k_{\max}^2 - k_{\min}^2) \approx 3L_n \frac{v_T^2}{v^2}, \quad (6.17)$$

где L_n — масштаб неоднородности концентрации частиц источника, расположенного в корональной магнитной арке звезды, $L_n = n_0/|\nabla n_0|$, v_T и v — скорости частиц тепловой плазмы и энергичных частиц, k_{\max} и k_{\min} описывают ширину спектра возбуждаемых плазменных волн.

Уравнение переноса для яркостной температуры излучения имеет вид [168]

$$\frac{dT_b}{dl} = a - (\mu_N + \mu_c) T_b, \quad (6.18)$$

где a — излучательная способность, μ_N — коэффициент поглощения (усиления) вследствие нелинейных процессов, μ_c — коэффициент столкновительного поглощения.

Решение уравнения переноса (6.18) имеет вид

$$T_b = \frac{a}{\mu_c + \mu_N} \left[1 - \exp \left(- \int_0^{L_N} (\mu_c + \mu_N) dl \right) \right], \quad (6.19)$$

где L_N выражается формулой (6.17). Для рэлеевского рассеяния коэффициенты излучения и поглощения представляются следующим образом [168, 174]:

$$a_1 \approx \frac{\pi}{36} \frac{\omega_p}{v_g} m v^2 w, \quad \mu_{N1} \approx - \frac{\pi}{108} \frac{m}{m_i} \frac{\omega_p}{v_g} \frac{v^2}{v_T^2} w, \\ \mu_c = \frac{\omega_p^2}{\omega_t^2} \frac{v_{ei}}{v_g} \approx \frac{v_{ei}}{v_g}, \quad (6.20)$$

где v_g — групповая скорость электромагнитных волн, $w = W/n_0 T$ — уровень плазменной турбулентности. Поскольку значение μ_{N1} отрицательно, то при $|\mu_{N1}| > \mu_c$, т.е. при достаточно высоком уровне плазменной турбулентности, возможно экспоненциальное возрастание яркостной температуры излучения — мазер-эффект.

Радиоизлучение на удвоенной плазменной частоте генерируется вследствие комбинационного (рамановского) рассеяния плазменных волн. Законы сохранения энергии и импульса выглядят следующим образом:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_t, \quad \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_t, \quad (6.21)$$

где ω_1 и \mathbf{k}_1 , ω_2 и \mathbf{k}_2 — частоты и волновые векторы взаимодействующих плазменных волн. Коэффициенты излучения и поглощения имеют вид [168, 174]

$$a_2 \approx \frac{(2\pi)^5}{15\sqrt{3}} \frac{\omega_p^4 n_0 T}{v c^3 \Delta^2} w^2, \quad \mu_{N2} \approx \frac{(2\pi)^2}{15\sqrt{3}} \frac{\omega_p^4}{v c^3 \Delta} w, \\ \mu_{c2} \approx \frac{v_{ei}}{2\sqrt{3} c}. \quad (6.22)$$

Здесь $\Delta = (4\pi/3)(k_{\max}^3 - k_{\min}^3)$ — фазовый объем плазменных волн. Примеры зависимости яркостной температуры излучения на основном тоне и второй гармонике от уровня турбулентности w плазменных волн для Солнца и звезды AD Leo показаны на рис. 16. Радиоизлучение основного тона преобладает при сравнительно большом уровне турбулентности плазменных волн (на рис. 16 при $w \approx 10^{-5} - 10^{-3}$). При меньшем уровне плазменной турбулентности преобладает радиоизлучение на удвоенной плазменной частоте, достигая у AD Leo при $w \approx 10^{-5}$ значений $T_b \approx 10^{13} - 10^{14}$ К, в то время как яркостная температура излучения основного тона $T_b \approx 10^{10} - 10^{12}$ К. Величина w , начиная с которой происходит экспоненциальное возрастание излучения основного тона (мазер-эффект), зависит от параметров арки и находится в интервале $w \approx 4 \times 10^{-6} - 10^{-4}$.

Из соотношений (6.17), (6.19) следует, что горячие короны звезд, $T \geq 10^7$ К, способствуют более высокой эффективности плазменного механизма радиоизлучения по сравнению с таковой в условиях короны Солнца, поскольку длина трансформации волн $L_N = 3L_n(T/E)$ существенно увеличивается. Более того, высокая температура звездных корональных арок приводит к уменьшению фазового объема плазменных волн Δ и, следовательно, к возрастанию яркостной температуры радиоизлучения гармоники. При этом снижается и величина столкновительного затухания волн. В этом заключается ответ на вопрос Абада-Симон и др. [54] о том, почему плазменный механизм радиоизлучения более эффективен на звездах, чем на Солнце.

Поток радиоизлучения звезды выражается в виде

$$S_f = \frac{2T_b f^2}{c^2} \frac{A}{d^2}, \quad (6.23)$$

где A — площадь источника, d — расстояние до звезды. Полагая значение яркостной температуры $T_b \approx 10^{14}$ К, $L_n = \sqrt{A} = 3 \times 10^9$ см, для AD Leo ($d = 4,85$ пк $\approx 1,55 \times 10^{19}$ см) на частоте $f = 4,85$ ГГц находим $S_f \approx 3$ Ян. Такие потоки наблюдаются при мощных вспышках на красных карликах. Для тесной двойной системы, например AR Lac, при $T_b = 10^{14}$ К,

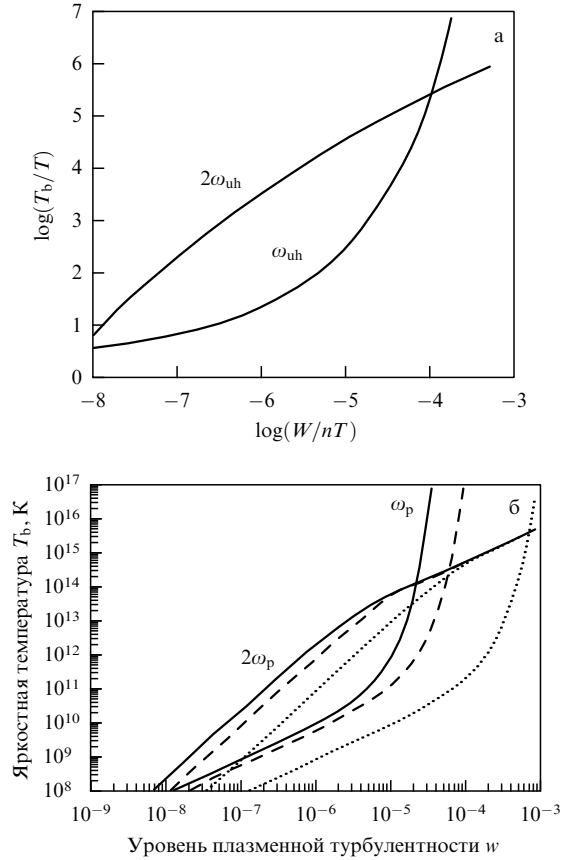


Рис. 16. Зависимость яркостной температуры T_b радиоизлучения от уровня плазменной турбулентности $w = W/nT$: (а) для плотной вспышечной арки на Солнце при $T = 3 \times 10^6$ К, когда на частоте 10 ГГц наблюдается основной тон [174]; (б) для арки на красном карлике AD Leo при $T = 10^7$ К и энергии ускоренных электронов $E = 30$ кэВ в случае, когда на частоте 1,4 ГГц наблюдается основной тон. Сплошная линия соответствует $L_n = 3 \times 10^9$ см, штриховая — $L_n = 10^9$ см, пунктирная — $L_n = 10^8$ см [176].

$A = 9 \times 10^{20}$ см², $d = 50$ пк = $1,5 \times 10^{20}$ см, $f = 1$ ГГц из (6.23) получаем $S_f \approx 120$ мЯн, что также согласуется с наблюдаемыми потоками радиоизлучения тесных двойных систем.

Выше мы фактически ограничились случаем изотропной плазмы, в котором диаграммы направленности излучения основного тона и гармоники имеют вид диполя и квадруполь соответственно [168, 177]. Диаграммы плазменного механизма излучения в магнитном поле рассчитаны в работах [165, 178]. В магнитоактивной плазме диаграмма рэлеевского рассеяния при падении плазменной волны на рассеивающий объем поперек магнитного поля выражается следующим образом [179]:

$$D(\theta) = N^3 \left[\left(\varepsilon_1 - 1 + \frac{\varepsilon_2^2}{N^2 - \varepsilon_1} \right)^2 + \varepsilon_2^2 \left(\frac{N^2 - 1}{N^2 - \varepsilon_1} \right)^2 \right] \times \left[\varepsilon_1 + \varepsilon_1 \frac{\varepsilon_2^2}{(N^2 - \varepsilon_1)^2} + 2 \frac{\varepsilon_2^2}{N^2 - \varepsilon_1} + \varepsilon_3 \left(\frac{N^2 \sin \theta \cos \theta}{N^2 \sin^2 \theta - \varepsilon_3} \right)^2 \right]^{-1} \quad (6.24)$$

Здесь θ — угол между волновым вектором рассеянной электромагнитной волны \mathbf{k}_i и вектором внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0 в рассеивающем объеме, N — показатель

преломления электромагнитных волн [168]:

$$N_{x,o}^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \theta \mp (u^2 \sin^4 \theta + 4u(1-v)^2 \cos^2 \theta)^{1/2}}, \quad (6.25)$$

где индекс x (и верхний знак) соответствует необыкновенной волне, $v = \omega_p^2/\omega^2$, $u = \omega_c^2/\omega^2$. Компоненты тензора диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_1 = 1 - v/(1-u)$, $\varepsilon_2 = \sqrt{uv}/(1-u)$, $\varepsilon_3 = 1 - v$. Из источника выходит только обыкновенная волна с частотой близкой к ω_{oh} , поскольку для необыкновенных волн $N_x^2 < 0$. Если наблюдаемое радиоизлучение с частотой 1,4 ГГц соответствует основному тону $\omega_{oh} = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, то, например, при $\omega_p^2/\omega_c^2 = 3$ плотность плазмы и магнитное поле в источнике соответственно равны $n_0 \approx 2 \times 10^{10}$ см⁻³, $B = 250$ Гс. Зависимость $D(\theta)$, нормированная условием $D(0) = 1$, представлена на рис. 17. В изотропной плазме диаграмма соответствует дипольному излучению $D(\theta) \propto \cos^2 \theta$. Влияние магнитного поля сводится к сужению диаграммы излучения основного тона.

Сужению диаграммы излучения способствует также высокий уровень турбулентности плазменных волн, при котором рассеяние волн на частицах (6.15) носит индуцированный характер и интенсивность радиоизлучения $\propto \exp(\tau \cos^2 \theta)$, где τ — оптическая толщина процесса (6.15). На это обстоятельство впервые обратили внимание Гинзбург и др. [180, 181] при интерпретации радиоизлучения пульсаров. Регулярная рефракция радиоволн в короне с плотностью плазмы, убывающей с увеличением высоты, также приводит к сужению диаграммы излучения [168]. Оба указанных обстоятельства позволили объяснить наблюдавшееся на VLA [182] высоконаправленное, с шириной диаграммы $\sim 5^\circ$, радиоизлучение магнитной, химически пекулярной звезды CU Virginis (HD 124224) на основе плазменного механизма [178].

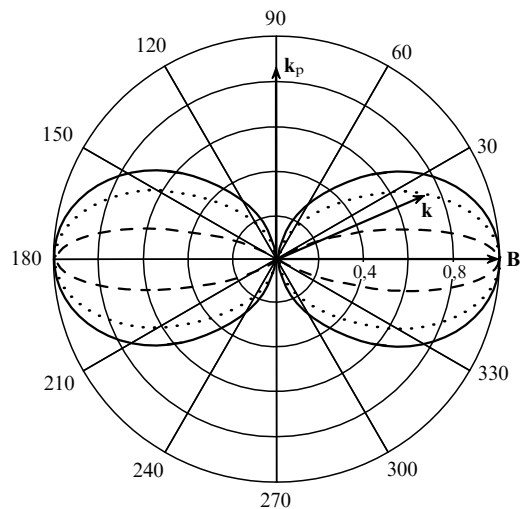


Рис. 17. Диаграмма плазменного радиоизлучения основного тона (обыкновенная волна) в случае, когда исходный спектр плазменных волн направлен поперек магнитного поля. Сплошная линия соответствует изотропной плазме, пунктирная — случаю $\omega_p^2/\omega_c^2 = 3$, штриховая кривая описывает диаграмму индуцированного излучения $\propto \exp(\tau \cos^2 \theta)$ при $\tau = 10$ [179], \mathbf{k}_p — волновой вектор плазменных волн, \mathbf{k} — волновой вектор обыкновенной моды.

Таким образом, наиболее благоприятные условия для выхода излучения из звездных корональных арк присущи плазменному механизму радиоизлучения, для которого, в частности, диаграмма излучения основного тона имеет максимум вдоль магнитного поля. В магнитном поле диаграмма излучения на гармонике сохраняет квадрупольный характер [165], поэтому для выхода такого излучения через окна прозрачности необходимо, как и в случае ЭЦМ, дополнительное рассеяние излучения по углу.

6.5. Неустойчивости свистов и альвеновских волн

Кроме указанных волн в корональных арках возбуждаются и другие моды, в частности свисты и альвеновские волны, которые, как было показано в разделе 5, в значительной степени определяют динамику и распространение энергичных частиц благодаря взаимодействию волна – частица. Из дисперсионного уравнения для свистов (whistlers)

$$\omega = \omega_c \frac{k^2 c^2 |\cos \vartheta|}{\omega_p^2 + k^2 c^2} \quad (6.26)$$

и условия циклотронного резонанса (6.2) определяется скорость энергичных электронов, находящихся в резонансе с волнами:

$$|v_{||}| = c \frac{\omega_c - \omega}{\omega_p} \sqrt{\frac{\omega_c |\cos \vartheta| - \omega}{\omega}}. \quad (6.27)$$

Для распределения энергичных электронов (6.2) инкремент неустойчивости имеет вид [183]

$$\gamma_w = 2\pi^2 \omega_c \cos \theta_0 C \frac{n_1}{n_0} E_r^{-\delta+1} \left(\tan^2 \theta_0 - \frac{2}{2\delta-1} \frac{\omega}{\omega_c - \omega} \right), \quad (6.28)$$

где

$$C = (\delta - 1) \frac{E_{\min}^{\delta-1}}{4\pi \cos \theta_0},$$

$$E_r = \frac{m_e}{2} \left(\frac{\omega_c - \omega}{k \cos \vartheta \cos \theta_0} \right)^2,$$

E_{\min} — нижний предел энергии высокоэнергичных частиц. Из (6.28) следует необходимое условие неустойчивости $\omega < \omega_c(\delta - 0,5)/(\sigma + \delta - 1,5)$, которое, например, при $\delta = 3$, $\sigma = 10$ дает $\omega < 0,22\omega_c$. Комбинируя последнее неравенство с (6.27), определяем пороговое значение энергии энергичных электронов [184]:

$$E > E_{cr} = 5,26\zeta \left(\frac{V_A}{10^8} \right)^2 \text{ [кэВ]}, \quad (6.29)$$

где $\zeta = (\sigma - 1)^3/(\delta - 0,5)(\sigma + \delta - 1,5)^2$. Для $\delta = 3$, $\sigma = 10$ и $V_A = 10^8$ см с⁻¹ из (6.29) находим $E_{cr} = 11,6$ кэВ. Выражение (6.29) отличается от полученного Мэлроузом и Брауном [185] наличием коэффициента ζ . Для оценки инкремента можно воспользоваться выражением [186]

$$\frac{\gamma_w}{\omega_c} \approx \pi A \delta \frac{n_1}{2n_0}, \quad (6.30)$$

где степень анизотропии $A \approx (\sigma - 1)^{-1}$. Анализ показывает [184, 186], что в солнечных корональных арках

наиболее существенным для свистов является затухание Ландау, которое на несколько порядков превосходит циклотронное затухание и затухание из-за кулоновских соударений. Действительно, при распространении свистов вдоль магнитного поля затухание Ландау отсутствует, поскольку продольная компонента электрического поля волн равна нулю. Однако в кривом магнитном поле арк у свистов появляется продольное электрическое поле и возникает затухание Ландау с относительным декрементом [187]

$$\frac{\nu_L}{\omega} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{\sin^2 \vartheta}{\cos \vartheta} \frac{\omega}{\omega_c} \Phi(x), \quad x = \frac{\omega}{\sqrt{2} k V_T \cos \vartheta}. \quad (6.31)$$

Функция $\Phi(x)$ табулирована в [187], ее значения: $\Phi(x \ll 1) \approx 1/x$, $\Phi(1) \approx 1$. Затухание Ландау ограничивает возрастание энергии возбуждаемых волн, особенно во вспышечных арках с температурой плазмы $\geq 10^7$ К, поэтому режим сильной диффузии частиц на свистах может не реализоваться [184]. Тем не менее при распространении в филаментированной арке, т.е. состоящей из многочисленных тонких волокон, или в плазменном уплотнении вдоль оси арки — дакте (duct — канал) — усиление амплитуды свистов может быть существенным [147, 188]. В таких случаях порог неустойчивости по плотности энергичных электронов определяется кулоновскими соударениями $v_{coll} \approx v_{ei} \omega/\omega_c$, что с учетом (6.30) при $\delta = 3$, $\sigma = 10$, $n_0 = 10^{11}$ см⁻³, $B = 100$ Гс, $T = 10^7$ К дает достаточно низкий порог: $n_1/n_0 > 10^{-7}$.

В отличие от ускоренных электронов, которые преимущественно возбуждают высокочастотные волны (электромагнитные волны на гармониках гирочастоты электронов, ленгмюровские волны, свисты, моды Бернштейна), анизотропные энергичные ионы в корональных арках отвечают за генерацию низкочастотных ($\omega \ll \omega_i$) альвеновских волн [186, 189–191] (здесь ω_i — гирочастота ионов). Альвеновские волны, генерируемые в Галактике космическими лучами с энергией 1–100 ГэВ, могут оказывать существенное влияние на характер распространения космических лучей в межзвездном газе [192]. Выражения инкрементов неустойчивостей мелко-масштабных ($\lambda \approx 2\pi v/\omega_i \leq 10^7$ см) альвеновских волн для различных типов анизотропии энергичных ионов приведены в [190]. Например, для распределения типа (6.4) инкремент неустойчивости на ионном циклотронном резонансе выражается в виде

$$\gamma_A = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{n_1}{n_0} \omega_i \left[\frac{\omega_i}{\omega} \frac{\eta}{\sqrt{1 + k_{\perp}^4/k_0^4}} - (\eta - 1) \right] y \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right), \quad (6.32)$$

где $k_0^2 = 2(\omega/\omega_i) k_{||}^2$, $y = \omega_i/k_{||}(T/m_i)^{1/2}$. При распространении вдоль магнитного поля ($k_{\perp} = 0$) формула (6.32) совпадает с известным выражением Кеннела и Петчека [193]. Максимальное значение инкремента (6.32) можно представить как

$$\gamma_A^{\max} \approx 0,4\omega\eta\beta_p, \quad (6.33)$$

где $\beta_p = 8\pi p_p/B^2$, p_p — давление энергичных протонов.

Распространяясь в кривом магнитном поле арки, альвеновские волны рефрагируют. В результате альвеновские волны, как и свисты, могут выходить из режима

квазипараллельного распространения, $k_{\perp} > k_{\parallel} \sqrt{\omega/\omega_i}$, и испытывать затухание Ландау, что будет приводить к ограничению возрастания амплитуды волн [189]. Однако дисперсия альвеновских волн, обусловленная гиротропией плазмы, $\omega/\omega_i \ll 1$, позволяет, тем не менее, сохранять квазипродольное распространение, поскольку арка (дакт) является волноводом для альвеновских волн [190].

6.6. Тонкая структура радиоизлучения арок

На заре развития радиоастрономии излучение солнечных корональных арок связывалось с широкополосными всплесками IV и V типов в метровом и дециметровом диапазоне. С увеличением частотного и временного разрешения радиотелескопов обнаружилось богатство тонкой структуры радиоизлучения Солнца и звезд. Один из типов тонкой структуры излучения арок — квазипериодические пульсации — рассмотрен в разделах 2 и 3. Пульсации, однако, не охватывают всего многообразия развитой тонкой структуры радиоизлучения солнечных и звездных вспышек, включающей в себя всплески в поглощении, "зебра"-структуры, волокна, спайк-всплески. Выяснение механизмов генерации тонкой структуры радиоизлучения важно для диагностики вспышечной плазмы и понимания природы вспышек на звездах.

6.6.1. Всплески в поглощении (sudden reductions).

Такие всплески на фоне широкополосного континуального радиоизлучения наблюдали на Солнце [194, 195] и на красных карликах AD Leo и YZ CMi [7]. Авторы настоящего обзора высказали предположение [196], что быстро дрейфующий всплеск в поглощении вызывается потоками энергичных электронов, вторгающихся в арку и заполняющих конус потерь. Это приводит к срыву конусной неустойчивости — причины континуального радиоизлучения. Для этого относительная концентрация вторгающейся в конус потерь новой порции энергичных частиц должна быть сравнительно невелика, $n_2/n_1 \geq 0,2$ [196]. Подобная идея образования всплесков в поглощении позднее была предложена в [197]. Механизм естественным образом объясняет внезапные поглощения (рис. 18) и является хорошим подтверждением существования звездных корональных арок — магнитных ловушек для энергичных частиц.

6.6.2. Зебра-структура (zebra pattern). На фоне широкополосного радиоизлучения солнечных вспышек в метровом и дециметровом диапазонах длин волн часто наблюдаются квазиэквилидистантные (по частоте) полосы в излучении, число которых может быть более десяти (рис. 19а, б).

Наиболее разработанной сейчас является модель распределенного источника зебра-структуры [168, 199], в которой подразумевается, что полосы в излучении появляются при выполнении в корональной арке условия двойного плазменного резонанса, $s\omega_c = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, при котором инкремент неустойчивости плазменных волн максимален. Пример распределения вдоль арки гибридной частоты $\omega_{wh} = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$ и гармоник гиро-частоты $s\omega_c$ приведен на рис. 19в, г [199]. Точки пересечения кривых определяют области двойного плазменного резонанса, в которых происходит усиленная генерация продольных волн. Интервал между полосами зебра-структуры, в котором радиоизлучение возникает на

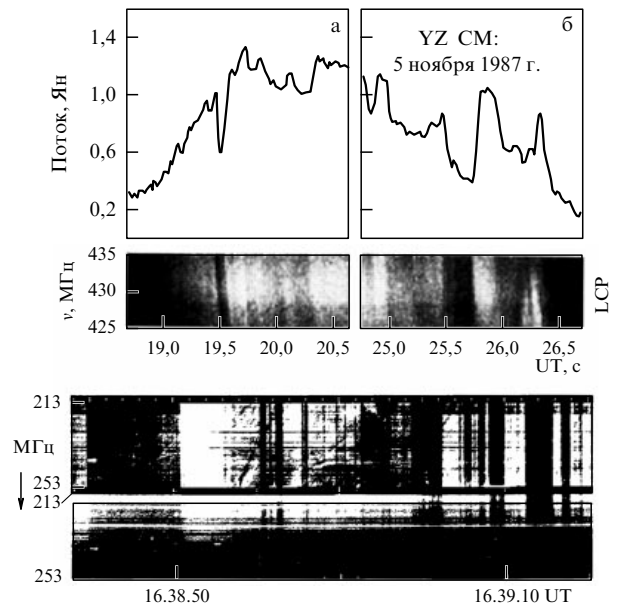


Рис. 18. Динамический спектр (интенсивность излучения в зависимости от частоты и времени) быстродрейфующих всплесков в поглощении в радиоизлучении звезды YZ CMi (425–435 МГц) [7] и Солнца (213–253 МГц) [197].

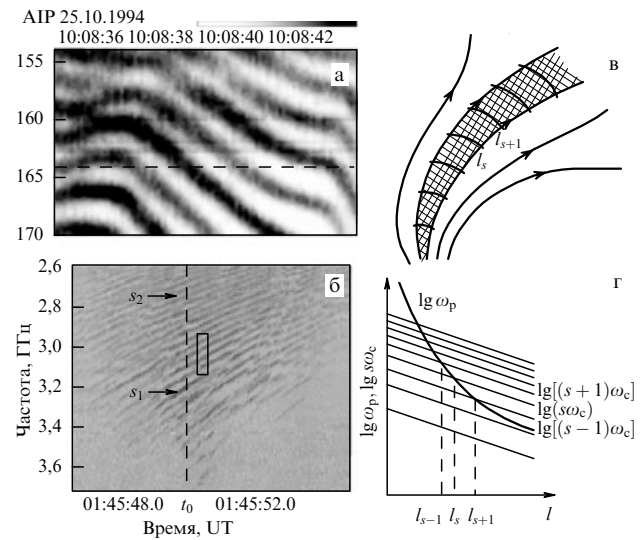


Рис. 19. (а, б) Примеры динамических спектров зебра-структуры в солнечном радиоизлучении: (а) событие 25 октября 1994 г. в интервале частот 155–170 МГц [134] (AIP — Astrophysikalisches Institut Potsdam (Germany)); (б) событие 21 апреля 2002 г. в интервале частот 2,6–3,6 ГГц [198]. (в) Модель распределенного источника. (г) Уровни двойного плазменного резонанса [199].

удвоенной плазменной частоте, выражается в виде

$$\Delta\omega \approx \frac{2(s-1)\omega_c L_B}{|(s-1)L_B - sL_n|} \tag{6.34}$$

и в зависимости от отношения L_n/L_B изменяется от $2\omega_c$ (если $L_B/L_n \gg 1$) до $2\omega_c L_B/L_n$ (если $L_B/L_n \ll 1$). Для излучения основного тона интервал (6.34) уменьшается вдвое.

Недавние исследования неустойчивости энергичных электронов на двойном плазменном резонансе [200] показали, что наблюдаемое необычно большое число

полос (≥ 40) в сантиметровом диапазоне длин волн (рис. 20б) обусловлено спецификой распределения быстрых электронов. Для степенной функции распределения с конусом потерь число полос зebra-структуры увеличивается с возрастанием показателя степени δ , достигая 40–50 при $\delta = 5$. При этом для события 21 апреля 2002 г. (рис. 19б) удалось определить параметры плазмы в источнике зebra-структуры: $n_0 \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $B \approx 40 \text{ Гс}$, $T = (1-5) \times 10^6 \text{ К}$, $\beta \approx 0,2-1,0$.

6.6.3. Диагностика корональной плазмы по тонкой структуре радиоизлучения. Примером диагностики параметров арок и энергичных частиц по тонкой структуре радиовсплесков является солнечное событие 17 ноября 1991 г., исследованное в [201] на основе плазменного механизма радиоизлучения с частотой $\omega = 2\omega_{\text{uh}}$. Дрейфующие всплески в поглощении на частотах 2,5 и 2,85 ГГц наблюдались на фоне пульсирующей структуры с характерным периодом $\tau_{\text{puls}} \approx 60 \text{ мс}$ (рис. 20), которую трудно объяснить на основе МГД-осцилляций арок.

Пульсации с таким малым периодом интерпретируются как результат нелинейной "перекачки" плазменных волн при рассеянии на ионах в нерезонансную область (область затухания) и описываются в терминах уравнения Лотки–Вольтерра [202]:

$$\frac{dw}{dt} = \gamma w - \zeta w w^*, \quad \frac{dw^*}{dt} = -\nu w^* + \zeta w w^*, \quad (6.35)$$

где w и w^* — относительные плотности энергии плазменных волн в резонансной (неустойчивой) и нерезонансной областях, $\zeta \approx \omega_p/40$ — коэффициент индуцированного рассеяния, $\nu = \nu_{\text{ei}}$ — декремент затухания. Уравнение (6.35) имеет периодические решения, соответствующие замкнутым траекториям вокруг точки типа "центр": $w_0 = \nu/\zeta$, $w_0^* = \gamma/\zeta$. Период пульсаций вблизи этой точки равен

$$\tau_{\text{puls}} = 2\pi(\gamma\nu)^{-1/2}. \quad (6.36)$$

По частоте излучения в событии 17 ноября 1991 г. найдено значение плотности плазмы $n_0 = 2,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$,

по скорости частотного дрейфа всплесков в поглощении определена энергия электронов, инжектируемых в конус потерь 50–400 кэВ. Из значения инкремента плазменных волн $\gamma \approx 10^{-2} (n_1/n_0) \omega_p$ определена плотность энергичных частиц, захваченных аркой и обеспечивающих генерацию плазменных волн, $n_1 \approx 2,5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, и плотность частиц, вызывающих срыв конусной неустойчивости, $n_2 > 5 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Вблизи порога неустойчивости $\gamma \approx \nu_{\text{ei}}$, отсюда определяется кинетическая температура плазмы в арке $T \approx 10^7 \text{ К}$. Из условия $\beta < 1$ оценена величина магнитного поля в источнике излучения, $B > 30 \text{ Гс}$.

6.6.4. Волокна (fiber bursts). Свисты играют важную роль не только в динамике энергичных электронов в арках, но и в тонкой структуре радиоизлучения вспышек. Примером этого являются дрейфующие по частоте узкополосные (1–5 МГц) всплески — волокна, наблюдаемые на Солнце в широком диапазоне длин волн (от нескольких метров до нескольких сантиметров), с длительностью 5–10 с. Койперс [203] высказал предположение, что волокна могут возникать при слиянии свистов с ленгмюровскими волнами ($w + l \rightarrow t$), которые генерируются в арке одной и той же популяцией ускоренных электронов. В дальнейшем модель генерации волокон развивалась в работах Чернова (см. обзор [195]). На этом пути удалось объяснить не только основные особенности волокон (низкая скорость частотного дрейфа по сравнению с таковой в случае всплесков III типа, полосы в излучении и поглощении), но и привлечь данное явление для диагностики плазмы корональных арок. Так, по частоте излучения, которая соответствует основному тону ($\approx \omega_p$) определяется плотность плазмы, а по частотному интервалу между излучением и поглощением $\Delta\omega \approx \omega_w \approx 0,1\omega_c$ оценивается магнитное поле, которое независимым образом можно определить и по скорости частотного дрейфа волокон. Из анализа солнечных наблюдательных данных сделан вывод о том, что на уровне, где ленгмюровская частота равна 250 МГц ($n_0 \approx 8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$), величина магнитного поля $B \approx 5 \text{ Гс}$ (т.е. $\omega_c/2\pi \approx 14 \text{ МГц}$). Для плазменных частот 3 и 5 ГГц значения магнитного поля определены соответственно как 160 и 250 Гс [195].

6.6.5. Спайк-всплески. В радиоизлучении вспышек на Солнце и красных карликовых звездах часто наблюдаются короткоживущие (миллисекунды) узкополосные ($\Delta\omega/\omega \approx 1\%$) сильнополяризованные всплески, называемые радиоспайками (spike bursts). Такие всплески, которые регистрируются в широком диапазоне длин волн, от нескольких сантиметров до нескольких метров, возникают обычно группами в несколько тысяч всплесков. Подробный обзор солнечных радиоспайков представлен в [153]. Малое время жизни, узкая полоса излучения свидетельствуют о большой яркостной температуре спайк-всплесков, превышающей $10^{14} - 10^{15} \text{ К}$. Это означает, что механизм излучения радиоспайков когерентный. В связи с этим обсуждаются два механизма радиоизлучения: ЭЦМ [153, 204] и плазменный механизм [205]. Преобладание того или иного механизма зависит, как было показано, от величины отношения ω_p/ω_c . Циклотронный мазерный механизм эффективнее плазменного в достаточно сильном магнитном поле, $\omega_p/\omega_c \leq 1$.

Подобную сверхтонкую структуру излучения вспышек можно интерпретировать как результат фрагменти-

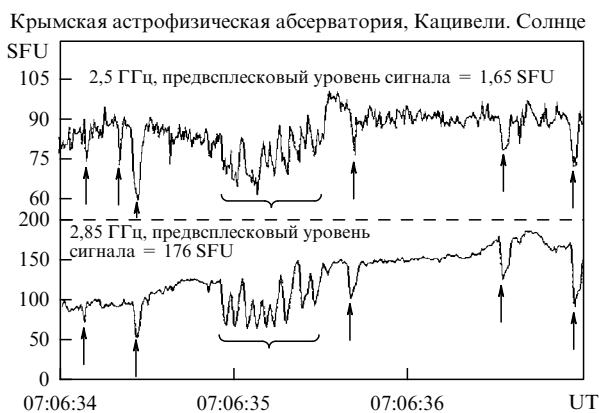


Рис. 20. Пример миллисекундной пульсирующей структуры с одичными всплесками в поглощении (обозначены стрелками) на частотах 2,5 и 2,85 ГГц [201]. Особенностью события является возникновение пульсаций при пониженном уровне излучения, что связано с уменьшением анизотропии энергичных электронов при инжекции в корональную арку новой порции частиц.

рованного энерговыделения. Имеются и другие подходы к объяснению спайк-всплесков, не связанные с фрагментацией первичного энерговыделения вспышки. Такая фрагментация может быть присуща, например, самому механизму радиоизлучения, поскольку является следствием фрагментированной структуры источника излучения. Например, для объяснения в рамках плазменного механизма радиоизлучения спайк-всплесков длительностью 100 мс во вспышке UV Ceti, наблюдавшейся на 100-метровом Боннском радиотелескопе 31 декабря 1991 г. [205], была привлечена идея Генкина и др. [206] о возможности нерегулярного характера излучения на основном тоне плазменной частоты. В этом случае рассеяние плазменных волн с трансформацией в электромагнитное излучение происходит на нерегулярностях плотности плазмы, индуцируемых самой плазменной турбулентностью и термодиффузией. Стратификация изменяет характер флуктуаций плотности и, следовательно, характеристики радиоизлучения. Оценки [205] показывают, что характерное время существования такой структуры (время корреляции), составляющее порядка $(v/v_T)^2 v_{ci}^{-1} \approx 0,1$ с, совпадает с наблюдаемой длительностью радиоспайков на UV Ceti.

7. Заключение

Мы рассмотрели основные физические процессы в корональных арках — фундаментальных магнитных структурах атмосфер Солнца и вспыхивающих звезд. При этом привлекались различные представления корональных арок: в виде эквивалентного электрического контура, резонатора для МГД-волн, ловушек с магнитными пробками. На основе таких подходов удается описать процессы нагрева плазмы в корональных магнитных петлях, вспышечного энерговыделения и ускорения заряженных частиц, природу вспышечного излучения и его модуляцию, а также определить параметры плазмы и магнитного поля в корональных арках и характеристики ускоренных частиц. Показана плодотворность привлечения солнечно-звездных аналогий, поскольку многие процессы на Солнце и звездах не только феноменологически подобны, но и имеют общую физическую природу.

Впервые электрические токи вблизи солнечных пятен ($\geq 10^{11}$ А) были вычислены Северным [35] с помощью измерения магнитных полей. В настоящем обзоре описан метод определения электрических токов в атмосфере Солнца, основанный на представлении корональной арки в виде эквивалентного электрического контура (раздел 2). По изменению частоты пульсаций радиоизлучения солнечных вспышек удалось обнаружить накопление энергии электрического тока перед вспышкой, диссипацию тока в ходе вспышки и послевспышечное увеличение тока в активной области [49]. Методы диагностики токов в коронах звезд сегодня развиваются и совершенствуются, поскольку это важно для объяснения природы ускорения заряженных частиц и нагрева корон звезд. Недавно был предложен способ измерения электрических токов в коронах Солнца и звезд по дифференциальному фарадеевскому вращению плоскости поляризации радиоизлучения [207]. Эффективность метода проиллюстрирована на примере наблюдений радиоисточника 3С 228 с помощью крупного радиотелескопа VLA, причем в разных событиях величина тока в короне 3С 228 изменялась от 2, 3×10^8 А до $2,5 \times 10^9$ А.

Как указывалось в разделе 5, одной из основных проблем физики звезд является проблема объяснения большого количества ускоренных частиц при вспышках. В самом деле, мощность ускорительных процессов на Солнце такова, что ускоренные электроны, вторгаясь в основания корональной арки, могут вызвать сейсмические возмущения в солнечной фотосфере [208]. Современные данные об ускорении частиц в солнечных вспышках, полученные с помощью космических аппаратов, свидетельствуют о многообразии процессов ускорения. Их нельзя свести к "стандартной" модели вспышки, подразумевающей ускорение в протяженном токовом слое шлемовидной структуры магнитных полей [209]. Более того, данные космических обсерваторий RHESSI и TRACE свидетельствуют о том, что ускорение основной массы частиц происходит до образования каспа (пика на вершине арки) в магнитной структуре арок, т.е. до образования протяженного токового слоя [210]. Сейчас обсуждаются не только "традиционные" механизмы ускорения (в квазистационарных электрических полях, в ударных волнах, стохастические), но и специфические для арочных структур, например ускорение заряженных частиц крупномасштабными альвеновскими волнами кручения [211].

Отметим, что интерпретация наблюдательных проявлений вспышечного энерговыделения в арках на Солнце предполагает существование тонкой структуры арок — филаментов, т.е. полагается, что арки с поперечником сечения $10^3 - 10^4$ км заполнены тонкими магнитными нитями толщиной $\sim 1 - 10$ км. Такое представление позволяет объяснить как турбулентное распространение энергичных частиц, так и нагрев плазмы корональных арок диамагнитными токами. Указания на существование филаментированных структур арок следуют и из данных солнечных космических обсерваторий. Однако в ряде физических моделей корональных арок, как показано, например, в разделах 2 и 3, достаточно рассматривать арку без учета ее тонкой структуры.

Остается малоисследованной роль фотосферной конвекции в нагреве звездных корон и наполнении их быстрыми частицами. Известно, что короны звезд поздних спектральных классов являются более горячими по сравнению с солнечной короной, о чем свидетельствует их рентгеновское излучение. Кроме того, в коронах таких звезд постоянно присутствует достаточно большое количество релятивистских частиц, поскольку яркостная температура "спокойного" радиоизлучения этих звезд достигает 10^9 К. Не исключено, что причиной указанных особенностей могут оказаться повышенные скорости фотосферной конвекции у звезд поздних спектральных классов, поскольку при этом, как показано в разделах 2 и 5, увеличиваются плотности электрических токов в корональных магнитных петлях и усиливаются электростатические поля разделения зарядов в основаниях петель.

Рассматривая преимущественно процессы в одиночных корональных арках, которые происходят, например, в компактных аркообразных вспышках (single loop flares), мы не охватили всего многообразия процессов, связанных со взаимодействием магнитных арок, поведением сложных арочных структур, наблюдаемых в большинстве солнечных вспышек. Взаимодействие протяженных магнитных арок в коронах вращающихся компонентов двойных звезд может приводить к мощному энерговы-

делению. Подобный механизм предложен для интерпретации периодических радиовспышек в двойной системе V733 Tau A [212]. Параметры магнитных арок в двойных звездных системах и аккреционных дисках, вероятнее всего, существенно отличаются от рассмотренных в настоящем обзоре. Тем не менее предложенные подходы могут оказаться полезными и при изучении процессов энерговыделения в более широком классе астрофизических объектов, таких как тесные двойные звездные системы, молодые звездные объекты, планетные системы, подобные системе Юпитер – Ио.

Работа поддержана программами Президиума РАН "Звезды и галактики" и "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце – Земля", программой ОФН-16 "Плазменные процессы в солнечной системе", грантами РФФИ 06-02-16859а, 07-02-00157а, 08-02-00119а, а также программой поддержки ведущих научных школ НШ-4485.2008.2 и НШ-6110.2008.2.

Список литературы

- Bray R J et al. *Plasma Loops in the Solar Corona* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991)
- Schrijver C J et al. *Solar Phys.* **187** 261 (1999)
- Benz A O, Conway J, Güdel M *Astron. Astrophys.* **331** 596 (1998)
- Aschwanden M J, Poland A I, Rabin D M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **39** 175 (2001)
- Sakai J-I, de Jager C *Space Sci. Rev.* **77** 1 (1996)
- Plunkett S P et al. *Solar Phys.* **194** 371 (2000)
- Bastian T S et al. *Astrophys. J.* **353** 265 (1990)
- Lestrade J-F et al. *Astrophys. J.* **328** 232 (1988)
- Kuijpers J *Lecture Notes Phys.* **444** 135 (1995)
- Feigelson E D, Montmerle T *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **37** 363 (1999)
- Priest E R *Solar Magnetohydrodynamics* (Dordrecht: D. Reidel, 1982) [Прист Э Р *Солнечная магнитогидродинамика* (М.: Мир, 1985)]
- Haisch B M, in *Activity in Red-Dwarf Stars* (Eds P B Byrne, M Rodonò) (Dordrecht: D. Reidel, 1983) p. 255
- Mullan D J et al. *Astrophys. J. Suppl.* **164** 173 (2006)
- Schmitt J H M M et al. *Astrophys. J.* **365** 704 (1990)
- Stepanov A V et al. *Astron. Astrophys.* **374** 1072 (2001)
- Зайцев В В и др. *Письма в Астрон. журн.* **30** 362 (2004) [Zaitsev V V et al. *Astron. Lett.* **30** 319 (2004)]
- Güdel M, Benz A O *Astrophys. J.* **405** L63 (1993)
- Kan J R, Akasofu S-I, Lee L C *Solar Phys.* **84** 153 (1983)
- Henoux J C, Somov B V *Astron. Astrophys.* **241** 613 (1991)
- Henoux J C, Somov B V *Astron. Astrophys.* **185** 306 (1987)
- Зайцев В В, Ходаченко М Л *Изв. вузов Радиофизика* **40** 176 (1997) [Zaitsev V V, Khodachenko M L *Radiophys. Quantum Electron.* **40** 114 (1997)]
- Khodachenko M L, Zaitsev V V *Astrophys. Space Sci.* **279** 389 (2002)
- Priest E R, in *Solar Flare Magnetohydrodynamics* (Ed. E R Priest) (New York: Gordon and Breach, 1980)
- Зайцев В В и др. *Астрон. журн.* **75** 455 (1998) [Zaitsev V V et al. *Astron. Rep.* **42** 400 (1998)]
- Khodachenko M L et al. *Astron. Astrophys.* **433** 691 (2005)
- Alfvén H, Carlquist P *Solar Phys.* **1** 220 (1967)
- Sen H K, White M L *Solar Phys.* **23** 146 (1972)
- Klimchuk J A et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **44** L181 (1992)
- Hagyard M J *Solar Phys.* **115** 107 (1988)
- Leka K D et al. *Astrophys. J.* **411** 370 (1993)
- Hudson H S *Solar Phys.* **113** 315 (1987)
- Melrose D B *Astrophys. J.* **381** 306 (1991)
- Melrose D B *Astrophys. J.* **451** 391 (1995)
- Stenflo J O *Solar Phys.* **8** 115 (1969)
- Severny A *Space Sci. Rev.* **3** 451 (1964)
- Cowling T G *Magnetohydrodynamics* (London: Interscience Publ., 1957) [Каулинг Т *Магнитная гидродинамика* (М.: ИЛ, 1959)]
- Зайцев В В, Степанов А В *Астрон. журн.* **68** 384 (1991) [Zaitsev V V, Stepanov A V *Sov. Astron.* **35** 189 (1991)]
- Zaitsev V V, Stepanov A V *Solar Phys.* **139** 343 (1992)
- Khodachenko M L, Zaitsev V V *Astrophys. Space Sci.* **279** 389 (2002)
- Кадоццев Б Б, в сб. *Нелинейные волны* (Под ред. А В Гапонова-Грехова) (М.: Наука, 1978) с. 141
- Vernazza J E, Avrett E H, Loeser R *Astrophys. J. Suppl.* **45** 635 (1981)
- Conti P S, Underhill A B (Eds) *O Stars and Wolf-Rayet Stars* (Washington, DC: NASA, 1988)
- Miller M C, Lamb F K, Hamilton R J *Astrophys. J. Suppl.* **90** 833 (1994)
- Ionson J A *Astrophys. J.* **254** 318 (1982)
- Zaitsev V V et al. *Astron. Astrophys.* **337** 887 (1998)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)]
- Urpo S et al. *Solar Phys.* **154** 317 (1994)
- Зайцев В В и др. *Изв. вузов Радиофизика* **44** 756 (2001) [Zaitsev V V et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **44** 697 (2001)]
- Зайцев В В и др. *Астрон. журн.* **80** 945 (2003) [Zaitsev V V et al. *Astron. Rep.* **47** 873 (2003)]
- Wigner E *Phys. Rev.* **40** 749 (1932)
- Ville J *Cables Transmission* **2A** 61 (1948)
- Cohen L *Proc. IEEE* **77** 941 (1989)
- Güdel M et al. *Astron. Astrophys.* **220** L5 (1989)
- Abada-Simon M et al. *Astron. Astrophys.* **321** 841 (1997)
- Schlüter A, Biermann L Z. *Naturforsch.* **A 5** 237 (1950)
- Пикельнер С Б *Основы космической электродинамики* (М.: Наука, 1966); Pikel'ner S B *Fundamentals of Cosmic Electrodynamics* (Washington, DC: NASA, 1964)
- Zaitsev V V, Urpo S, Stepanov A V *Astron. Astrophys.* **357** 1105 (2000)
- Пустильник Л А *Астрон. журн.* **50** 1211 (1973) [Pustil'nik L A *Sov. Astron.* **17** 763 (1974)]
- Wheatland M S, Melrose D B *Solar Phys.* **159** 137 (1995)
- Melrose D B *Astrophys. J.* **486** 521 (1997)
- Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **520** 880 (1999)
- Kurtz D W *Solar Phys.* **220** 123 (2004)
- Schrijver C J, Aschwanden M J, Title A *Solar Phys.* **206** 69 (2002)
- Rosenberg H *Astron. Astrophys.* **9** 159 (1970)
- Aschwanden M J *Solar Phys.* **111** 113 (1987)
- Aschwanden M J, in *Turbulence, Waves, and Instabilities in the Solar Plasma* (NATO Sci. Ser. II, Vol. 124, Eds R Erdélyi et al.) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2003)
- Roberts B, in *Advances in Solar System Magnetohydrodynamics* (Eds E R Priest, A Hood) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991) [Робертс Б "Магнитогидродинамические волны на Солнце", в сб. *Космическая магнитная гидродинамика* (Под ред. Э Приста, А Худа) (М.: Мир, 1995) с. 112]
- Rodono M *Astron. Astrophys.* **32** 337 (1974)
- Mullan D J, Herr R B, Bhattacharyya S *Astrophys. J.* **391** 265 (1992)
- Mathioudakis M *Astron. Astrophys.* **403** 1101 (2003)
- Tsiklauri D et al. *Astron. Astrophys.* **422** 351 (2004)
- McLean D J, Sheridan K V *Solar Phys.* **32** 485 (1973)
- Зайцев В В, Степанов А В *Исслед. по геомагнетизму, аэронауке и физ. Солнца* **37** 3 (1975)
- Edwin P M, Roberts B *Solar Phys.* **88** 179 (1983)
- Meerson B I, Sasorov P V, Stepanov A V *Solar Phys.* **58** 165 (1978)
- Nakariakov V M, Melnikov V F, Reznikova V E *Astron. Astrophys.* **412** L7 (2003)
- Nakariakov V M et al. *Science* **285** 862 (1999)
- Уралов А М *Письма в Астрон. журн.* **29** 552 (2003) [Uralov A M *Astron. Lett.* **29** 486 (2003)]
- Terradas J, Oliver R, Ballester J L *Astrophys. J.* **618** L149 (2005)
- Arregui I et al. *Astron. Astrophys.* **463** 333 (2007)
- Chen J, Schuck P W *Solar Phys.* **246** 145 (2007)
- Михайловский А Б *Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2 Неустойчивости неоднородной плазмы* (М.: Атомиздат, 1975) [Mikhailovskii A B *Theory of Plasma Instabilities Vol. 2 Instabilities of an Inhomogeneous Plasma* (New York: Consultants Bureau, 1974)]

83. Nakariakov V M et al. *Astron. Astrophys.* **452** 343 (2006)
84. Зайцев В В, Степанов А В *Письма в Астрон. журн.* **8** 248 (1982) [Zaitsev V V, Stepanov A V *Sov. Astron. Lett.* **8** 132 (1982)]
85. Taroyan Y et al. *Astrophys. J.* **659** L173 (2007)
86. Kislyakov A G et al. *Solar Phys.* **233** 89 (2006)
87. Зайцев В В, Кисляков А Г *Астрон. журн.* **83** 921 (2006) [Zaitsev V V, Kislyakov A G *Astron. Rep.* **50** 823 (2006)]
88. Hindman B W, Jain R *Astrophys. J.* **677** 769 (2008)
89. Степанов А В и др. *Письма в Астрон. журн.* **30** 530 (2004) [Stepanov A V et al. *Astron. Lett.* **30** 480 (2004)]
90. Zhilyaev B E et al. *Astron. Astrophys.* **364** 641 (2000)
91. Степанов А В и др. *Письма в Астрон. журн.* **31** 648 (2005) [Stepanov A V et al. *Astron. Lett.* **31** 612 (2005)]
92. Reale F *ASP Conf. Ser.* **277** 103 (2002)
93. Mitra-Kraev U et al. *Astron. Astrophys.* **436** 1041 (2005)
94. Raassen A J J et al. *Astron. Astrophys.* **411** 509 (2003)
95. Степанов А В, Цап Ю Т, Копылова Ю Г *Письма в Астрон. журн.* **32** 631 (2006) [Stepanov A V, Tsap Yu T, Kopylova Yu G *Astron. Lett.* **32** 569 (2006)]
96. Priest E R *ASP Conf. Ser.* **158** 321 (1999)
97. Linsky J L *Lecture Notes Phys.* **380** 452 (1991)
98. Linsky J L *ASP Conf. Ser.* **158** 401 (1999)
99. Walsh R W, Ireland J *Astron. Astrophys. Rev.* **12** 1 (2003)
100. Spicer D S, in *Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating* (Eds P Ulmschneider, E R Priest, R Rosner) (Berlin: Springer-Verlag, 1991) p. 547
101. Galeev A A et al. *Astrophys. J.* **243** 301 (1981)
102. Parker E N *Astrophys. J.* **330** 474 (1988)
103. Antonucci E, in *The Many Faces of the Sun: A Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission* (Eds K T Strong et al.) (Berlin: Springer, 1998) p. 331
104. Ionson J A *Astrophys. J.* **276** 357 (1984)
105. Ofman L, Davila J M, Steinolfson R S *Astrophys. J.* **421** 360 (1994)
106. Melrose D B, Dulk G A *Astrophys. J.* **282** 308 (1984)
107. Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **531** 1129 (2000)
108. Reale F, Peres G *Astrophys. J.* **528** L45 (2000)
109. Зайцев В В, Шибасаки К *Астрон. журн.* **82** 1127 (2005) [Zaitsev V V, Shibasaki K *Astron. Rep.* **49** 1009 (2005)]
110. Bakhareva N M, Zaitsev V V, Khodachenko M L *Solar Phys.* **139** 299 (1992)
111. Suzuki M, Sakai J I *Astrophys. J.* **487** 921 (1997)
112. Ryutova M et al. *Astrophys. J.* **492** 402 (1998)
113. Furusawa K, Sakai J I *Astrophys. J.* **540** 1156 (2000)
114. Gold T, Hoyle F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **120** 89 (1960)
115. Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **515** 842 (1999)
116. Голант В Е, Жилинский А П, Сахаров И Е *Основы физики плазмы* (М.: Атомиздат, 1977) [Golant V E, Zhilinsky A P, Sakharov I E *Fundamentals of Plasma Physics* (New York: Wiley, 1980)]
117. Burgess A *Astrophys. J.* **139** 766 (1964)
118. Zirin H *Astrophysics of the Sun* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988)
119. Huba J D, NRL Plasma Formulary Vol. 54 (Washington: NRL, 1994)
120. Jain N K, Narain U *Solar Phys.* **50** 361 (1976)
121. Raymond J C, Cox D P, Smith B W *Astrophys. J.* **204** 290 (1976)
122. Shibasaki K *Astrophys. J.* **557** 326 (2001)
123. Fontenla J M, Avrett E N, Loeser R *Astrophys. J.* **355** 700 (1990)
124. Litwin C, Rosner R *Astrophys. J.* **412** 375 (1993)
125. Miller J A et al. *J. Geophys. Res.* **102** 14631 (1997)
126. Emslie A G, Brown J C, Machado M E *Astrophys. J.* **246** 337 (1981)
127. Holman G D, Benka S G *Astrophys. J.* **400** L79 (1992)
128. Somov B V, Kosugi T *Astrophys. J.* **485** 859 (1997)
129. Karlický M, Kosugi T *Astron. Astrophys.* **419** 1159 (2004)
130. Alfvén H, Fälthammar C-G *Cosmical Electrodynamics. Fundamental Principles* (Oxford: Clarendon Press, 1963) [Альфвен Х, Фельтхаммар К-Г *Космическая электродинамика. Основные принципы* (М.: Мир, 1967)]
131. Knoepfel H, Spong D A *Nucl. Fusion* **19** 785 (1979)
132. Hurford G J et al. *Astrophys. J.* **595** L77 (2003)
133. Litvinenko Yu E *Astrophys. J.* **462** 997 (1996)
134. Aurass H et al. *Astron. Astrophys.* **410** 1001 (2003)
135. Зайцев В В, Злотник Е Я, Аураасс Г *Письма в Астрон. журн.* **31** 315 (2005) [Zaitsev V V, Zlotnik E Ya, Aurass H *Astron. Lett.* **31** 285 (2005)]
136. Zlotnik E Ya et al. *Astron. Astrophys.* **410** 1011 (2003)
137. Holman G D *Astrophys. J.* **293** 584 (1985)
138. van der Oord G H J. *Astron. Astrophys.* **234** 496 (1990)
139. Fadeev A A, Kvarthkhava I F, Komarov N N *Nucl. Fusion* **5** 202 (1965)
140. Hammer D A, Rostoker N *Phys. Fluids* **13** 1831 (1970)
141. Cox J L (Jr), Bennett W H *Phys. Fluids* **13** 182 (1970)
142. Lee R, Sudan R N *Phys. Fluids* **14** 1213 (1971)
143. Lovelace R V, Sudan R N *Phys. Rev. Lett.* **27** 1256 (1971)
144. Yokoyama T et al. *Astrophys. J.* **576** L87 (2002)
145. Беспалов П А, Трахтенгерц В Ю, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 10 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1980) с. 88 [Bespalov P A, Trakhtengerts V Yu, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 10 (Ed. M A Leontovich) (New York: Plenum Press, 1986) p. 155]
146. Беспалов П А, Трахтенгерц В Ю *Альфвеновские лазеры* (Горький: ИПФ АН СССР, 1986)
147. Stepanov A V et al. *Astron. Astrophys.* **465** 613 (2007)
148. Bianda M et al. *Astron. Astrophys.* **434** 1183 (2005)
149. Цап Ю Т, Степанов А В *Письма в Астрон. журн.* **34** 58 (2008) [Tsap Yu T, Stepanov A V *Astron. Lett.* **34** 52 (2008)]
150. Bespalov P A, Zaitsev V V, Stepanov A V *Astrophys. J.* **374** 369 (1991)
151. Dory R A, Guest G E, Harris E G *Phys. Rev. Lett.* **14** 131 (1965)
152. Михайловский А Б *Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1: Неустойчивости однородной плазмы* (М.: Атомиздат, 1975) [Mikhailovskii A B *Theory of Plasma Instabilities* Vol. 1 *Instabilities of a Homogeneous Plasma* (New York: Consultants Bureau, 1974)]
153. Флейшман Г Д, Мельников В Ф *УФН* **168** 1265 (1998) [Fleishman G D, Mel'nikov V F *Phys. Usp.* **41** 1157 (1998)]
154. Kuckes A F, Sudan R N *Solar Phys.* **17** 194 (1971)
155. Степанов А В *Письма в Астрон. журн.* **4** 193 (1978) [Stepanov A V *Sov. Astron. Lett.* **4** 103 (1978)]
156. Melrose D B, Dulk G A *Astrophys. J.* **259** 844 (1982)
157. Dulk G A *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **23** 169 (1985)
158. Louarn P, Le Queau D, Roux A *Astron. Astrophys.* **165** 211 (1986)
159. Vlahos L *Solar. Phys.* **111** 155 (1987)
160. Aschwanden M J *Astron. Astrophys. Suppl.* **85** 1141 (1990)
161. Wu C S, Lee L C *Astrophys. J.* **230** 621 (1979)
162. Hewitt R G, Melrose D B, Rönmark K G *Austral. J. Phys.* **35** 447 (1982)
163. Melrose D B *Plasma Astrophysics: Nonthermal Processes in Diffuse Magnetized Plasmas* Vol. 2 (New York: Gordon and Breach, 1980)
164. Stepanov A V et al. *ASP Conf. Ser.* **93** 333 (1996)
165. Stepanov A V et al. *Astrophys. J.* **524** 961 (1999)
166. Vlahos L, Sharma R R, Papadopoulos K *Astrophys. J.* **275** 374 (1983)
167. Robinson P A *Astrophys. J.* **341** L99 (1989)
168. Железняков В В *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус-К, 1997) [Zheleznyakov V V *Radiation in Astrophysical Plasmas* (Dordrecht: Kluwer, 1996)]
169. Зайцев В В, Шапошников В Е, Рукер Х О *Астрон. журн.* **82** 368 (2005) [Zaitsev V V, Shaposhnikov V E, Rucker H O *Astron. Rep.* **49** 327 (2005)]
170. Каплан С А, Цытович В Н *Плазменная астрофизика* (М.: Наука, 1972) [Kaplan S A, Tsytovich V N *Plasma Astrophysics* (Oxford: Pergamon Press, 1973)]
171. Гинзбург В Л, Железняков В В *Астрон. журн.* **35** 694 (1958) [Ginzburg V L, Zheleznyakov V V *Sov. Astron.* **2** 653 (1958)]
172. de Jager C *Solar Phys.* **64** 135 (1979)
173. Doshek G A, NRO Rep. No. 360 (1994) p. 173
174. Zaitsev V V, Stepanov A V *Solar. Phys.* **88** 297 (1983)
175. Zaitsev V V et al. *Astron. Astrophys.* **328** 390 (1997)
176. Зайцев В В, Курприянова Е Г, Степанов А В *Письма в Астрон. журн.* **26** 855 (2000) [Zaitsev V V, Kupriyanova E G, Stepanov A V *Astron. Lett.* **26** 736 (2000)]
177. Железняков В В, Зайцев В В *Астрон. журн.* **47** 308 (1970) [Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Sov. Astron.* **14** 250 (1970)]

178. Курпянова Е Г, Степанов А В *Изв. вузов Радиофизика* **44** 788 (2001) [Kupriyanova E G, Stepanov A V *Radiophys. Quantum Electron* **44** 726 (2001)]
179. Степанов А В *Изв. вузов Радиофизика* **13** 1342 (1970) [Stepanov A V *Radiophys. Quantum Electron* **13** 1034 (1970)]
180. Ginzburg V L, Zaitsev V V *Nature* **222** 230 (1969)
181. Гинзбург В Л, Железников В В, Зайцев В В *УФН* **98** 201 (1969); Ginzburg V L, Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Astrophys. Space Sci.* **4** 464 (1969)]
182. Trigilio C et al. *Astron. Astrophys.* **362** 281 (2000)
183. Suzuki I, in *Proc. Hinitory Symp. on Solar Flares, Tokyo* (1982) p. 92
184. Stepanov A V, Tsap Y T *Solar Phys.* **211** 135 (2002)
185. Melrose D B, Brown J C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **176** 15 (1976)
186. Wentzel D G *Astrophys. J.* **208** 595 (1976)
187. Ахизер А И и др. *Электродинамика плазмы* (Под ред. А И Ахизера) (М.: Наука, 1974)
188. Мальцева О А, Чернов Г П *Кинем. и физ. небесных тел* **5** (12) 32 (1989)
189. Meerson B I, Rogachevskii I V *Solar Phys.* **87** 337 (1983)
190. Mazur V A, Stepanov A V *Astron. Astrophys.* **139** 467 (1984)
191. Tamres D H, Melrose D B, Canfield R C *Astrophys. J.* **342** 576 (1989)
192. Wentzel D G *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **12** 71 (1974)
193. Kennel C F, Petscheck H E *J. Geophys. Res.* **71** 1 (1966)
194. Slottje C *Astron. Astrophys.* **32** 107 (1974)
195. Chernov G P *Space Sci. Rev.* **127** 195 (2006)
196. Zaitsev V V, Stepanov A V *Astron. Astrophys.* **45** 135 (1975)
197. Benz A O, Kuijpers J *Solar Phys.* **46** 275 (1976)
198. Fu Q et al. *Solar Phys.* **222** 167 (2004)
199. Zhelezniakov V V, Zlotnik E Ia *Solar Phys.* **44** 447 (1975)
200. Kuznetsov A A, Tsap Yu T *Solar Phys.* **241** 127 (2007)
201. Fleishman G D, Stepanov A V, Yurovsky Yu F *Space Sci. Rev.* **68** 205 (1994)
202. Zaitsev V V *Solar Phys.* **20** 95 (1971)
203. Kuijpers J *Solar Phys.* **44** 173 (1975)
204. Fleishman G D *Solar Phys.* **153** 367 (1994)
205. Stepanov A V et al. *Astron. Astrophys.* **299** 739 (1995)
206. Genkin L G, Erukhimov L M, Levin B N *Solar Phys.* **128** 423 (1990)
207. Spangler S R *Astrophys. J.* **670** 841 (2007)
208. Kosovichev A G *Astrophys. J.* **670** L65 (2007)
209. Aschwanden M J *Asian J. Phys.* (2008) in press
210. Sui L, Holman G D, Dennis B R *Adv. Space Res.* **41** 976 (2008)
211. Fletcher L, Hudson H S *Astrophys. J.* **675** 1645 (2008)
212. Massi M et al. *Astron. Astrophys.* **480** 489 (2008)

Coronal magnetic loops

V.V. Zaitsev

*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences
ul. Ul'yanova 46, Nizhnii Novgorod, Russian Federation
Tel. (7-831) 416-06 59. Fax (7-831) 436-06 16
E-mail: za130@appl.sci-nnov.ru*

A.V. Stepanov

*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, Russian Academy of Sciences
Pulkovskoe shosse 65/1, 196140 St.-Petersburg, Russian Federation
Tel. (7-812) 723-44 00. Fax (7-812) 388-22 44
E-mail: stepanov@gao.spb.ru*

The goal of this review is to outline some new ideas in the physics of coronal magnetic loops, the fundamental structural elements of the atmospheres of the Sun and flaring stars which are involved in phenomena such as the stellar coronal heating, flare energy release, charged particle acceleration, and the modulation of optical, radio, and X-ray emissions. Alfvén-Carlqvist's view of a coronal loop as an equivalent electric circuit allows a good physical understanding of loop processes. Describing coronal loops as MHD-resonators explains various ways in which flaring emissions from the Sun and stars are modulated, whereas modeling them by magnetic mirror traps allows one to describe the dynamics and emission of high energy particles. Based on these approaches, loop plasma and energetic particle parameters are obtained and models for flare energy release and stellar corona heating are developed.

PACS numbers: **52.35.-g**, **96.60.-j**, 97.10.Sj

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811b.1165

Bibliography — 212 references

Received 16 May 2008, revised 28 June 2008

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (11) 1165–1204 (2008)

Physics–Uspekhi **51** (11) (2008)