

ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ АРКАХ

© 2005 г. А. В. Степанов, доктор физ.-мат. наук

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

E-mail: stepanov@gao.spb.ru

Процессы вспышечного энерговыделения, нагрева плазмы и ускорения частиц, модуляция оптического, радио- и рентгеновского излучений в корональных магнитных арках на Солнце и звездах описываются в представлениях арки в виде резонатора для магнитогидродинамических волн, эквивалентной электрической цепи и ловушки с магнитными пробками.

Коды OCIS: 350.1270, 350.5400.

Поступила в редакцию 19.01.2005.

Введение

Корональные магнитные арки (петли) являются основным структурным элементом корон Солнца и звезд поздних спектральных классов [1, 2]. Основания арок расположены в фотосфере и часто связывают пятна противоположной полярности. Арки играют большую роль в активности звезд. Наблюдения с помощью космических аппаратов (Skylab, SOHO, Yohkoh, RHESSI, TRACE), крупных оптических (SVTT) и радиотелескопов (VLA, CCPT, NoRH) показали, что солнечные вспышки возникают в корональных арках (рис. 1).

Эруптивные протуберанцы и корональные транзисты нередко имеют аркообразную форму. Вспышечная активность красных карликов и тесных двойных систем также обусловлена энерговыделением в магнитных арках. Успехи физики корональных арок связаны со следующими представлениями:

- корональная арка – резонатор для магнитогидродинамических (МГД) волн;
- корональная арка – эквивалентный RLC -контур;
- корональная арка – магнитная ловушка для энергичных заряженных частиц.

В таблице приведены типичные параметры вспышечных арок на Солнце и звездах, полученные на основании многоволновых (оптика, радио, рентген) наблюдений и методов диагностики, в которых привлекаются указанные выше подходы. Из таблицы следует, что

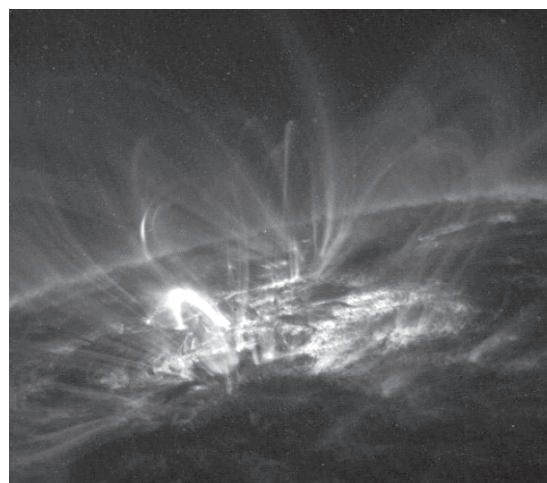


Рис. 1. Пример вспышечно-активной области на Солнце 23 марта 2000 г. в линии 171 Å, соответствующей температуре плазмы $T \approx 10^6$ К. Данные аппарата TRACE (Shrijver et al. // Solar Physics. 2004. V. 206. № 1).

арка состоит из полностью ионизованной плазмы со значительным магнитным полем, причем “плазменное β ” – отношение давления ионизованного газа к давлению магнитного поля, $\beta = 8\pi n k_B T / B^2 < 1$. Здесь n – концентрация плазмы, k_B – постоянная Больцмана, T – температура плазмы, B – магнитная индукция. В данной работе кратко описываются плазменные процессы в корональных магнитных арках с применением

Параметры корональных вспышечных арок

Параметр	Солнце	Красный карлик UV Ceti	Тесные двойные звезды	
			RS CVn	Algol
Длина l , 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	$(1-5) \times 10^8$	$10^8 - 3 \times 10^9$		
Концентрация плазмы n , см ⁻³	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{10} - 10^{12}$	$10^8 - 10^{12}$	$10^9 - 10^{12}$
Температура плазмы T , К	$10^6 - 10^7$	$3 \times 10^6 - 10^8$	$(3-9) \times 10^7$	$(3-7) \times 10^7$
Магнитная индукция 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, см ⁻³	$10^{47} - 10^{50}$	$10^{50} - 10^{53}$	$10^{53} - 10^{55}$	$10^{52} - 10^{54}$

МГД и кинетического рассмотрения, а также с привлечением аналогии с электрической цепью.

Корональная арка – резонатор для МГД волн

Уже в первых работах о квазипериодической модуляции спорадического радиоизлучения Солнца модуляция связывалась с МГД колебаниями корональных магнитных арок [3–5]. Дело в том, что на границе арка–внешняя среда имеется скачок импеданса для МГД волн, поэтому корональную арку можно рассматривать как резонатор. Аналогичный подход привлекался и для интерпретации пульсаций радиоизлучения красных карликов [6–8]. Недавние наблюдения Солнца в ультрафиолетовом диапазоне на спутнике TRACE позволили впервые обнаружить поперечные колебания корональных арок активных областей [9], что стимулировало развитие нового направления исследований – корональной сейсмологии. Такой интерес к осцилляциям арок связан с возможностью объяснения природы нагрева корон и совершенствования методов диагностики плазмы в области вспышечного энерговыделения.

Колебания корональных магнитных петель в первом приближении можно исследовать на примере однородного плазменного цилиндра с радиусом r и длиной l , торцы которого “вморожены” в сверхпроводящую плазму. Плазма внутри цилиндра имеет плотность ρ_i , температуру T_i и магнитное поле вдоль оси цилиндра B_i . Вне цилиндра соответствующие параметры обозначены как 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 [5]:

$$\frac{J'_m(\kappa_i r)}{J_m(\kappa_i r)} = \alpha \frac{H_m^{(1)'}(\kappa_e r)}{H_m^{(1)}(\kappa_e r)}. \quad (1)$$

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 Альфвена, 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 (1) находим частоту быстрых магнитозвуковых (БМЗ) колебаний:

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

Поперечное волновое число $k_\perp = \lambda_i/r$, где λ_i – нули функции Бесселя $J_0(\lambda) = 0$. БМЗ волны, дающие наи-

больший эффект в модуляции излучения арок, могут испытывать заметное акустическое затухание γ_a , связанное с их излучением в окружающую среду [5, 10]:

$$\gamma_a = \frac{\pi}{2} \omega_+ \left(\frac{\rho_e}{\rho_i} - \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2} \right), \quad \frac{\rho_e}{\rho_i} > \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2}. \quad (3)$$

Акустическое затухание отсутствует при $\rho_e/\rho_i < k_\parallel^2/k_\perp^2$, то есть арка – идеальный резонатор для БМЗ волн. Радиационными потерями можно пренебречь и при достаточно большом скачке импеданса на границе плазменного цилиндра. В этих случаях преобладают механизмы затухания, обусловленные диссипативными процессами внутри арки. Оценки показывают, что наиболее существенной причиной “внутреннего” затухания БМЗ волн в солнечных арках является электронная теплопроводность плазмы [11]:

$$\gamma_c = \frac{1}{3} \frac{M}{m} \frac{\omega^2}{v_{ei}} \beta^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta. \quad (4)$$

Здесь m , M – массы электрона и иона соответственно, $\theta = \arctg(k_\perp/k_\parallel)$, $v_{ei} \approx 60n/T^{3/2}$ – эффективная частота столкновений электронов с ионами. Модуляция потока гиросинхротронного излучения энергичных электронов с показателем δ степенного энергетического спектра для оптически тонкого источника при БМЗ колебаниях имеет вид [12]:

$$\Delta = 2\xi \frac{\delta B}{B} = \xi \beta, \quad (5)$$

где $\xi = 0,9\delta - 1,22$.

Из уравнений (2), (4) и (5) определяются температура, плотность плазмы и магнитное поле арки. Результаты подобных вычислений для солнечных петель с характерным периодом модуляции порядка секунд представлены в таблице. Кроме того, из сравнения степени модуляции микроволнового излучения в оптически толстой (меньше 10 ГГц) и оптически тонкой (больше 10 ГГц) частях спектра определяется показатель спектра электронов δ в источнике излучения. Например, для солнечной вспышки 31 мая 1990 г. $\delta = 4,4$ [12].

При инжекции в арку испаряющейся хромосферной плазмы возможно возбуждение альфвеновских колебаний $\omega_A = k_\parallel c_{Ai}$. Модель альфвеновских осцилляций впервые была предложена для объяснения пульсаций жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек [13]. Добротность таких осцилляций (Q -фактор) определяется кулоновскими соударениями $Q = M\omega_A/mv_{ei}$, а глубина модуляции – соотношением $\Delta = \beta/2$. Анализ рентгеновских пульсаций для ряда солнечных вспышек на основе данных о периоде ($2\pi/\omega_A = 5\text{--}25$ с), добротности ($Q = 4\text{--}10$) и

глубине модуляции ($\Delta = 0,15-0,50$) приводит к следующим параметрам испаряющейся плазмы и вспышечных петель: $n = (5-20) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T = (3-6) \times 10^7 \text{ К}$, $B = (4-17) \times 10^2 \text{ Гс}$. Модель альфвеновских пульсаций вспышечной арки получила развитие в работе [14], в которой исследованы пульсации миллиметрового излучения солнечной вспышки 22 июня 1989 г. Эта модель привлекалась и для диагностики параметров корональных арок на звездах AD Leo, DT Vir, Gl-549 и II Peg [15, 16].

Если $m \neq 0$, то (1) описывает изгибные колебания (kink-mode), непосредственно наблюдавшиеся на Солнце аппаратом TRACE при солнечной вспышке 14 июля 1998 г. Особенностью таких колебаний с периодом порядка 280 с была их низкая добротность [9]. В случае $m = 1$ частота изгибных осцилляций равна

$$\omega_k = k_{\parallel} \left(\frac{\rho_i c_{Ai}^2 + \rho_e c_{Ae}^2}{\rho_i + \rho_e} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Не исключено, что наблюдаемые колебания являются реакцией корональных арок на фотосферные 5-минутные осцилляции оптического излучения. Акустическое затухание кинк-моды связано с возбуждением аркой БМЗ волн во внешней среде. В рамках задачи о малых колебаниях плазменного цилиндра добротность таких колебаний была оценена в [17] как $Q \approx 2\pi$, а с учетом малой, но конечной амплитуды осцилляций $Q \approx 9$ [18]. Низкую добротность можно объяснить и дисперсионным распылением возникающего при вспышке импульса БМЗ волн [19].

При достаточно большом значении параметра β в корональных арках возможно возбуждение осцилляций баллонной моды, которая в приложении к Солнцу исследована в работе [11]. Кроме рассмотренных типов колебаний, данные о поляризации пульсаций микроволнового излучения Солнца указывают и на существование торсионных осцилляций солнечных магнитных арок [20]. Исследование осцилляций магнитных петель является, следовательно, перспективным методом диагностики корон Солнца и звезд.

Вспышечная арка – эквивалентный RLC-контур

Современные наблюдения Солнца свидетельствуют о практически неизменном сечении корональных арок с высотой [21, 22], что обусловлено электрическими токами, текущими в арках. Величину тока на уровне фотосферы в окрестности солнечных пятен впервые оценил Северный [23]: $I \approx 10^{11}-10^{12} \text{ А}$. Чтобы обеспечить вспышечное энерговыделение мощностью $RI^2 \approx 10^{19}-10^{21} \text{ Вт}$ при таком токе, активное сопротивление вспышки дол-

жно быть $R \approx 10^{-4}-10^{-3} \text{ Ом}$. Классическая проводимость (проводимость Спитцера) хромосферной и корональной частей арки дает $R \approx 10^{-13}-10^{-11} \text{ Ом}$. Для вспышечного энерговыделения необходимо, следовательно, повысить сопротивление арки на 7–9 порядков. В данном разделе представлен феноменологический подход к проблеме вспышечного энерговыделения, основанный на аналогии вспышки с электрической цепью [24]. Такой подход впервые был предложен Альфвеном и Карлqvистом [25]. Он оказался плодотворным не только при описании вспышечных процессов на Солнце и звездах, но и при решении проблемы нагрева звездных корон, при рассмотрении электродинамики аккреционных дисков магнитных нейтронных звезд.

Развивая аналогию вспышки с электрической цепью, Зайцев и Степанов [24] обратили внимание на следующие обстоятельства:

вспышка – принципиально нестационарный процесс, поэтому для описания вспышечного энерговыделения закон Ома в виде $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ не применим;

определяющую роль в диссипации энергии электрического тока во вспышке играет нейтральный компонент плазмы, а именно соударения ионов с нейтралами.

Рассмотрим процесс энерговыделения в одиночной вспышечной арке – фундаментальном элементе вспышки. Вопросы взаимодействия вспышечных арок освещены, например, в обзоре [26]. Эквивалентный электрический контур вспышечной арки, основания которой расположены в узлах супергрануляционных ячеек, состоит из трех областей (рис. 2). В области I происходит генерация магнитного поля петли и связанного с ним 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 нейтральным компонентом плазмы при конвективном движении вещества в супергранулах. Возникает радиальное электрическое поле разделения зарядов E_r , которое вместе с магнитным полем B_z генерирует ток Холла j_{ϕ} , усиливающий первоначальное поле B_z . Магнитное поле усиливается до тех пор, пока “сгребание” поля конвективным потоком не компенсируется диффузией магнитного поля. В результате формируется магнитная трубка, радиус r которой зависит от скорости диффузии магнитного поля за счет проводимости. Магнитное поле в трубке определяется вкладом энергии конвективного потока плазмы за время формирования трубки ($t \approx \Delta x/v_r$, где $\Delta x \approx 30\,000 \text{ км}$ – масштаб ячейки супергрануляции, $v_r \approx 0,1-0,5 \text{ км/с}$ – горизонтальная скорость конвективного движения). ЭДС, возникающая благодаря движениям в фотосфере при наличии магнитных

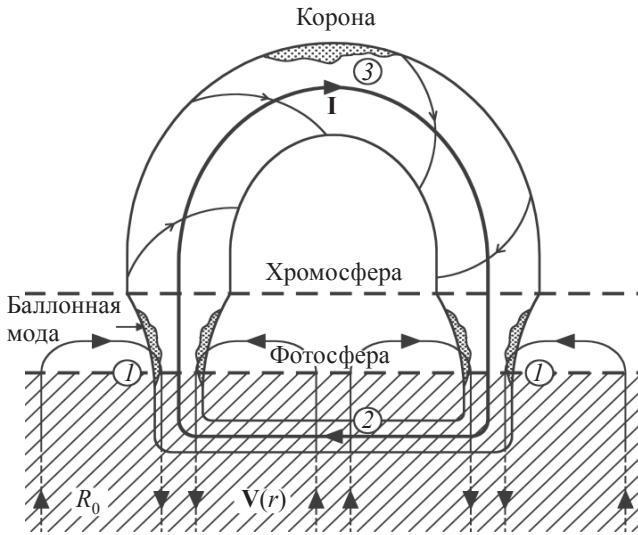


Рис. 2. Схематичное представление корональной магнитной арки с электрическим током [27]. Конвективные движения плазмы генерируют электрический ток в области 1. Ток течет по корональной части арки от одного основания к другому и замыкается под фотосферой ниже уровня $\tau_{5000} \approx 1$, где проводимость изотропна (область 2). В области 1, расположенной между фотосферой и хромосферой, возникает неустойчивость баллонной моды (flute instability). “Языки” частично ионизованной плазмы проникают в токовый канал, сопротивление возрастает на много порядков, что приводит к вспышке. Подобная ситуация может реализоваться и в короне (область 3) при взаимодействии корональной арки с протуберанцем.

полей, поддерживает электрический ток, текущий в магнитной арке от одного основания до другого и замыкающийся в фотосфере (область 2) на уровне $\tau_{5000} \approx 1$, где проводимость изотропна. Область 3 – корональная часть петли. Здесь $\beta \ll 1$ и структура петли бессилова, т. е. линии тока параллельны линиям магнитного поля. Расчеты [27] показывают, что при $V_r = 0,1$ км/с радиус сформировавшейся трубки $r \approx 10^8$ см, магнитное поле на высоте 500 км над уровнем $\tau_{5000} \approx 1$ на оси арки $B_z(0) \approx 2 \times 10^3$ Гс, а продольный ток $I_z \approx 3 \times 10^{11}$ А.

Существенной особенностью цепи является большая индуктивность вспышечной арки:

$$L = 4l \left(\ln \frac{8l}{\pi r} - \frac{7}{4} \right). \quad (7)$$

Для вспышечной петли с $l = 2 \times 10^9$ см, $r = 10^8$ см индуктивность $L \approx 10^{10}$ см = 10 Г. Энергия электрического тока $W = LI^2/2$, запасенная в контуре, при $L \approx 10$ Г, $I \approx 10^{11} - 10^{12}$ А составляет величину порядка $5 \times 10^{29} - 5 \times 10^{31}$ эрг, что вполне достаточно для вспышки.

Нейтральный компонент плазмы и нестационарность процесса приводят к проводимости Каулинга [29], которая значительно ниже проводимости Спитцера.

Увеличение джоулевой диссипации в частично ионизованном газе обусловлено 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 [30].

В работах [24, 28] показано, что обобщенный закон Ома [29, 30]

$$\mathbf{E}^* = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc} - \frac{\nabla p_e}{en} + \frac{F}{cnm_i v_{ia}} \left[(n_a m_a \mathbf{g} - \nabla p_a) \times \mathbf{B} \right] - \frac{F^2}{cnm_i v_{ia}} \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} \times \mathbf{B} \quad (8)$$

вместе с уравнениями Максвелла, уравнением движения плазмы как целого

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (9)$$

и уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (10)$$

самосогласованным образом описывают поведение плазмы и электромагнитных полей. Здесь $\mathbf{E}^* = \mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, $\rho = n_a m_a + n_e m_e + n_i m_i$, $p = p_a + p_e + p_i$, σ – проводимость Спитцера, $F = \rho_a / \rho$ – относительная плотность нейтралов. Джоулева диссипация тока характеризуется величиной $q = \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{j}$, которую с учетом соотношений (8)–(10) можно представить в виде [24, 28]:

$$q = \frac{j^2}{\sigma} + \frac{F^2}{c^2 nm_i v_{ia}} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})^2. \quad (11)$$

Из (11) следует, что в бессиловом поле ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}$) второе слагаемое несущественно и диссипация тока определяется проводимостью Спитцера. Диссипация наиболее эффективна при $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$. Причиной повышенной диссипации тока в корональной арке может быть баллонная неустойчивость хромосферы или протуберанца, расположенного над аркой [28]. Проникающий в токовый канал “язык” частично ионизованной плазмы деформирует магнитное поле. В результате появляется сила Ампера, которая и обеспечивает повышенную диссипацию тока. Интегрируя (11) по объему арки, находим мощность энерговыделения [5]:

$$\frac{dW}{dt} = \left[\frac{m_e (v_{ei} + v_{ea}) d}{e^2 n S} + \frac{2\pi F^2 I^2 d}{c^4 nm_i v_{ia} S^2} \right] I^2 = [R_c + R_{nl}(I)] I^2, \quad (12)$$

где d – характерный размер “языка” частично ионизованной плазмы, проникающего в токовый канал. Полагая $d \approx 5 \times 10^7$ см, площадь сечения арки $S \approx 3 \times 10^{16}$ см², $I \approx 3 \times 10^{11}$ А, $n \approx 10^{11}$ см⁻³, $T \approx 10^4$ К, $F \approx 0,5$, из (10) находим сопротивление Каулинга

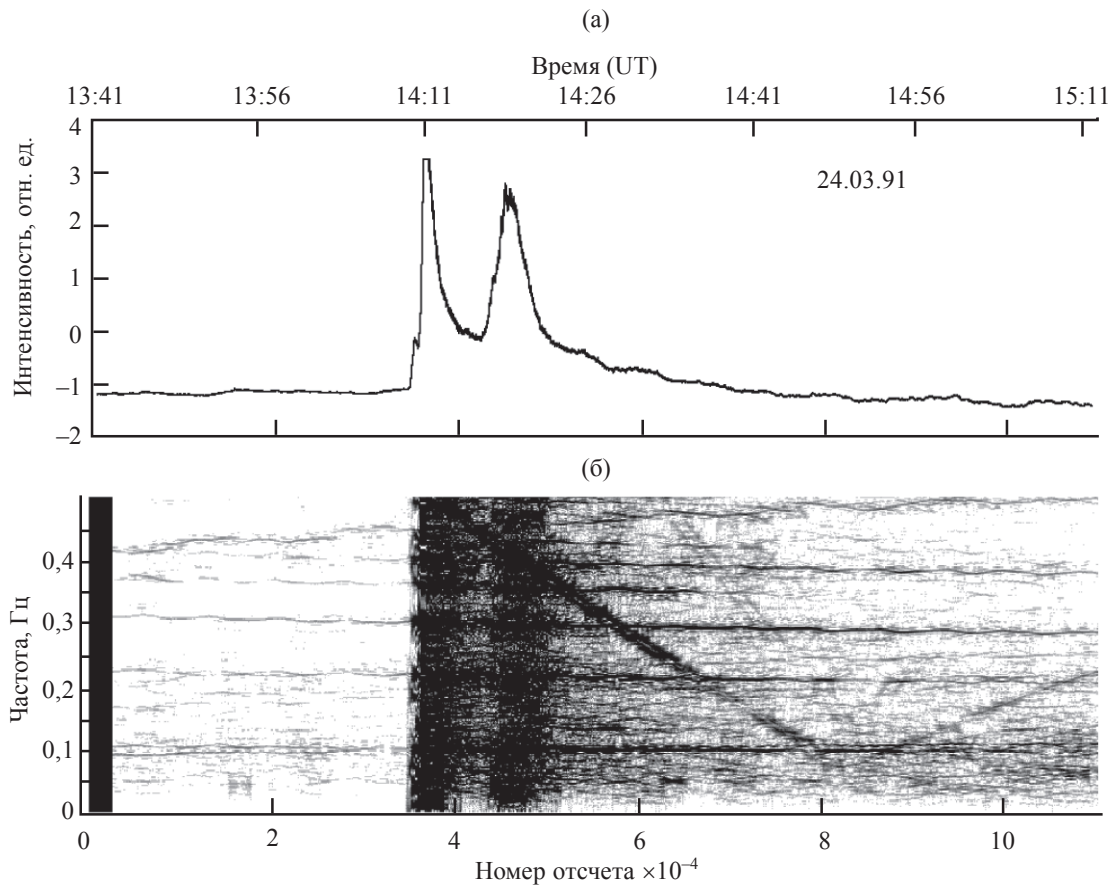


Рис. 3. а – всплеск радиоизлучения Солнца 24.03.1991 на частоте 37 ГГц, зарегистрированный в радиообсерватории Метсахови (Финляндия). б – динамический спектр НЧ пульсаций, полученный методом Вигнера–Вилля [33]. В ходе вспышки величина электрического тока уменьшается от 6×10^{11} до 7×10^{10} А.

$R_{\text{пл}} \approx 10^{-3}$ Ом, которое обеспечивает вспышечное энерговыделение.

Рассматривая возмущения параметров, порождаемые малыми колебаниями магнитной петли с током, и ограничиваясь возмущениями альфвеновского типа, из (8)–(10) и уравнений Максвелла можно получить уравнение, описывающее электродинамику RLC -контура [31]:

$$\frac{1}{c^2} L \frac{\partial^2 I_z}{\partial t^2} + R(I_z) \frac{\partial I_z}{\partial t} + \frac{1}{C(I_z)} I_z = 0, \quad |I_z| \ll I_z. \quad (13)$$

Сопротивление контура R в (13) определяется его нелинейной по току частью, сосредоточенной в динамо-области, и выражается соотношением $R = R_{\text{пл}}$ из формулы (12). Величина емкости определяется в основном корональной частью арки:

$$C(I) = \frac{c^4 \rho S^2}{2\pi l I^2}. \quad (14)$$

Учитывая связь тока с магнитным полем ($I \propto rB$), видим, что формула (14) эквивалентна выражению для емкости конденсатора $C = \epsilon S/l$ с расстоянием между пластинами l , площадью пластины S и диэлектрической проницаемостью среды относительно-

но альфвеновских волн $\epsilon = c^2/V_A^2$. Из (7) и (14) находим период собственных колебаний RLC -контура:

$$P = \frac{2\pi}{c} \sqrt{LC(I)} \approx 10/I_{11} \text{ с}, \quad (15)$$

где $I_{11} = 10^{-11} I$ А. При переходе к равенству (15) в (14) мы приняли для корональной арки $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $l = 5 \times 10^9 \text{ см}$, $S = 10^{17} \text{ см}^2$. Колебания электрического тока в корональной арке с периодом P вызовут периодические изменения параметров арки, которые приведут к модуляции излучения арки как тепловой, так и нетепловой природы. С увеличением тока частота низкочастотной (НЧ) модуляции согласно (15) растет. В работе [31] определены значения электрического тока по периоду пульсаций миллиметрового излучения солнечных вспышек, наблюдавшихся в 1989–1993 гг. на радиотелескопе в Метсахови (Финляндия). Спектральный анализ выявил НЧ модуляцию излучения с периодами P от 0,7 до 17 с, что дает значения электрического тока $I \approx 6 \times 10^{10} - 1,4 \times 10^{12}$ А.

Анализ с помощью метода Вигнера–Вилля позволяет проследить динамику электрического тока во вспышке [32]. На рис. 3 представлено экспериментальное свидетельство накопления энергии элект-

рического тока перед вспышкой 24 марта 1991 г., последующей диссипации энергии тока в ходе вспышки и накопления энергии тока в послевспышечной фазе [33]. Значения полной энергии электрического тока $LI^2/2 = 3,6 \times 10^{30} - 5 \times 10^{32}$ эрг, запасенной в арке – эквивалентном электрическом контуре, достаточны для вспышечного энерговыделения.

Арка – магнитная ловушка

Среди различных механизмов ускорения энергичных частиц в космических условиях (магнитная накачка, ударные волны, плазменная турбулентность, электрическое поле) наиболее эффективно ускорение электрическим полем, направленным вдоль магнитного. Из обобщенного закона Ома (8) находим выражение для продольного компонента поля в магнитной арке [27]:

$$E_{\parallel} = \frac{\mathbf{E}\mathbf{B}}{B} = -\frac{\nabla p_e \mathbf{B}}{enB} \approx \frac{1-F}{2-F} \frac{\sigma V_r B^2}{e^2 nc(1+\alpha B^2)} \frac{B_r}{B}. \quad (16)$$

Здесь B_r – радиальный компонент магнитного поля $B^2 = B_{\phi}^2 + B_z^2$, $\alpha = \sigma F^2/(2-F)c^2 nm_i v_{ia}$. Если $B_r = 0$, то $E_{\parallel} = 0$ и ускорение неэффективно. Проникновение “языка” частично ионизованной плазмы в петлю с током в результате баллонной неустойчивости приводит к появлению B_r , то есть к возможности ускорения электронов квазистатическим электрическим полем. Продуктивность ускорительного механизма определяется известной формулой [34]:

$$\dot{N} = 0,35 n v_{ei} V \left(\frac{E_D}{E_{\parallel}} \right)^{3/8} \exp \left[-\sqrt{\frac{2E_D}{E_{\parallel}}} - \frac{E_D}{4E_{\parallel}} \right], \quad (17)$$

где $E_D = m v_{ei} v_T / e$ – поле Драйсера, V – объем области ускорения, v_T – тепловая скорость электронов. Если, например, вещество протуберанца размером $d \approx 10^8$ см с температурой $T \approx 10^5$ К проникает во вспышечную арку радиусом $r \approx 10^8$ см и с плотностью электронов $n \approx 10^{11}$ см⁻³, то наблюдаемый темп ускорения электронов в солнечных вспышках ($\dot{N} \geq 10^{35}$ эл/с) до энергий $\varepsilon \approx 200$ кэВ достигается при субдрайсерских значениях электрического поля $E_D/E_{\parallel} \leq 26$. Из (16) следует, что необходимое значение $E_{\parallel}$ имеет место уже при малых возмущениях арки протуберанцем $B_r/B \geq 10^{-3}$. Таким образом, проникновение частично ионизованной плазмы в токовый канал петли приводит к одновременному нагреву плазмы и ускорению частиц. Это соответствует диаграмме Гюделя–Бенца [35], свидетельствующей о генетической связи тепловых и нетепловых процессов в солнечных и звездных вспышках.

Появление в арке ускоренных электронов приводит к формированию распределения “равновесная

плазма + энергичные частицы с конусом потерь”, которое неустойчиво относительно генерации электромагнитных и потенциальных волн. Действительно, легко убедиться, что при параметрах корональных арок, приведенных в таблице, длина свободного пробега частиц фоновой плазмы с $T = 10^6 - 10^7$ К существенно меньше размера арки, а энергичные (не менее 30 кэВ) электроны бесстолкновительные. Кроме того, гирорадиус энергичных электронов на 7–9 порядков меньше размера арок. В таких условиях ускоренные электроны с отношением импульсов $p_{\perp}/p_{\parallel} < R^{1/2}$, где $R = B_{\max}/B_{\min}$ – пробочное отношение, $B_{\max}$ и $B_{\min}$ – значения магнитных полей в основании и в вершине магнитной арки, не удерживаются магнитным полем арки, высыпаясь в ее основания. Следовательно, захваченные аркой электроны образуют “конус потерь”. Для приложений удобно моделировать указанное распределение частиц в виде:

$$f_i \propto n_i p_{\perp}^{2j} \exp(-p^2/\Delta p_i^2), \quad (18)$$

где $j = 0$ для фоновой равновесной плазмы ($i = 0$) и $j = 1, 2, 3, \dots$ для энергичных частиц ($i = 1, n_1 \ll n_0$).

Неустойчивость обыкновенной и необыкновенной волн на гармониках гирочастоты электронов, называемая также электронно-циклотронным мазером (ЭЦМ) [36], в условиях короны Солнца впервые была исследована в [37]. ЭЦМ генерирует волны вблизи направления, перпендикулярного магнитному полю. Существует проблема выхода излучения ЭЦМ из горячих ($10^7 - 10^8$ К) корон звезд из-за сильного гиропоглощения волн фоновой плазмой. Имеются лишь узкие, $5^\circ - 10^\circ$, “окна” вдоль магнитного поля для выхода обыкновенной моды [38]. В таких условиях более предпочтителен плазменный механизм радиоизлучения: сначала вследствие инверсной заселенности (18) возбуждаются ленгмюровские волны, которые затем трансформируются в электромагнитные, выходящие из короны. Наиболее благоприятные условия для выхода имеет основной тон, возникающий при рэлеевском рассеянии ленгмюровских волн, диаграмма излучения которого имеет максимум вдоль магнитного поля [39]. “Горячие” короны звезд способствуют высокой эффективности плазменного механизма радиоизлучения, поскольку эффективная длина трансформации волн $L_T = 3L_n(\kappa_B T/\varepsilon)$ существенно повышается [40]. Здесь $L_n = L_n(T)$ – масштаб неоднородности плотности плазмы.

Кроме указанных волн, в корональных арках возбуждаются и другие моды, в частности, свисты и альфвеновские волны, которые в значительной степени могут определять динамику и распространение энергичных частиц в короне [41–43]. Одним из проявлений взаимодействия волна–частица в солнечной короне явилось необычное событие 28 ав-

густа 1999 г., наблюдавшееся на радиогелиографе Нобейма [44]. Релятивистские электроны, генерирующие радиоизлучение на частотах не менее 17 ГГц, движутся вдоль корональной магнитной арки со скоростью, в 25 раз меньшей скорости света. Это явление можно объяснить возбуждением потоком электронов низкочастотной свистовой турбулентности, которая эффективно рассеивает релятивистские частицы (сильная диффузия частиц на волнах [45]). В результате вместо свободного распространения электроны из-за аномальной (турбулентной) вязкости движутся со скоростью порядка фазовой скорости свистов $V_{\phi} \approx 0,04$ с.

Заключение

Одной из актуальных проблем астрофизики является природа нагрева звездных корон [1]. В настоящее время популярны следующие механизмы нагрева корон: волнами, генерируемыми фотосферной конвекцией; микро- и нановспышками; электрическими токами [46]. При этом значительная роль в нагреве корон отводится магнитным аркам. Так, Накаряков и Офман [47] считают, что низкая добротность колебаний арок вызвана аномально высоким поглощением энергии колебаний в арках, приводящим к их нагреву (оценка величин чисел Рейнольдса и Лундквиста получилась на 8–9 порядков ниже их классических значений). Однако в работах [17, 18] показана ошибочность такого суждения, так как в [46] не были учтены затраты энергии колебаний арок на движение внешней среды.

Представляется весьма перспективной токовая модель нагрева корон, предложенная недавно Зайцевым и Шибасаки [48]. В [48] обращено внимание на то, что в диссипации диамагнитных токов в солнечных корональных арках важная роль принадлежит гелию (HeI), у которого нет запрета на диэлектронную рекомбинацию и который имеет больший по сравнению с водородом потенциал ионизации в солнечной короне.

Работа поддержана грантом РФФИ 03-02-17218 и программой Президиума РАН “Нестационарные процессы в астрономии”.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Aschwanden V.J., Poland A.I., Rabin D.* The New Solar Corona // *ARAA*. 2001. V 39. P. 175.
2. *Benz A., Conway J., Güdel M.* // *A&A*. 1998. V. 331. P. 596.
3. *Rosenberg H.* // *A&A*. 1970. V. 9. P. 159.
4. *McLean D.J., Sheridan K.V., Stewart R.T., Wild J.P.* // *Nature*. 1971. V. 234. P. 140.
5. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1975. Т. 37. С. 3.
6. *Bastian T., Bookbinder J., Dulk G.A., Davis M.* // *ApJ*. 1990. V. 353. P. 265.
7. *Güdel M., Benz A.O., Bastian T.S. et al.* // *A&A*. 1989. V. 220. P. L5.
8. *Stepanov A.V., Kliem B., Zaitsev V.V., Fürst E. et al.* // *A&A*. 2001. V. 374. P. 1072.
9. *Aschwanden M.J., Fletcher L., Schrijver C.J. et al.* // *ApJ*. 1999. V. 520. P. 880.
10. *Meerson B.I., Sasorov P.V., Stepanov A.V.* // *Solar Phys.* 1978. V. 58. P. 165.
11. *Степанов А.В., Копылова Ю.Г., Цан Ю.Т., Шибасаки К. и др.* // Письма в Астрон. журн. 2004. Т. 30. С. 530.
12. *Копылова Ю.Г., Степанов А.В., Цан Ю.Т.* // Письма в Астрон. журн. 2002. Т. 28. С. 870.
13. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. С. 154.
14. *Stepanov A.V., Urpo S., Zaitsev V.V.* // *Solar Phys.* 1992. V. 140. P. 139.
15. *Mullan D.J., Herr R.B., Bhattachayya S.* // *ApJ*. 1992. V. 391. P. 265.
16. *Mathioudakis M., Seiradakis J.H., Williams D.R. et al.* // *A&A*. 2003. V. 403. P. 1101.
17. *Цан Ю.Т., Копылова Ю.Г.* // Письма в Астрон. журн. 2001. Т. 27. С. 859.
18. *Соловьев А.А., Михалев Б.Б., Киричек Е.А.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 758.
19. *Уралов А.М.* // Письма в Астрон. журн. 2003. Т. 29. С. 486.
20. *Grechnev V.V., White S.M., Kundu V.R.* // *ApJ*. 2003. V. 588. P. 1163.
21. *Klimchuk A., Lemen J.R., Feldman U. et al.* // *PASJ*. 1992. V. 44. P. L181.
22. *Schrijver C.J., Title A.M., Berger T.E. et al.* // *Solar Phys.* 1999. V. 187. P. 261.
23. *Severny A.B.* // *Space Sci. Rev.* 1965. V. 3. P. 451.
24. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // Астрон. журн. 1991. Т. 68. С. 384.
25. *Alfven H., Carlqvist P.* // *Solar Phys.* 1967. V. 1. P. 220.
26. *Sakai J.-I., de Jager C.* // *Space Sci. Rev.* 1996. V. 77. P. 1.
27. *Zaitsev V.V., Urpo S., Stepanov A.V.* // *A&A*. 2000. V. 357. P. 1105.
28. *Зайцев В.В., Ходаченко М.Л.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40. С. 176.
29. *Каулинг Т.* Магнитная гидродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.

30. Пикельнер С.Б. Основы космической электродинамики. М.: Наука, 1966.
31. Зайцев В.В., Степанов А.В., Урно С., Похьялайнен С. // Астрон. журн. 1998. Т. 75. С. 455.
32. Зайцев В.В., Кисляков А.Г., Урно С., Степанов А.В., Шкелев Е.И. // Астрон. журн. 2003. Т. 80. С. 80.
33. Зайцев В.В., Кисляков А.Г., Урно С., Шкелев Е.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44. С. 765.
34. Knoepfel H., Spong D.A. // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 785.
35. Güdel M., Benz A. // ApJ. Lett. 1993. V. 405. С. L63.
36. Wu S.C., Lee L.C. // ApJ. 1979. V. 230. P. 621.
37. Степанов А.В. // Письма в Астрон. журн. 1978. Т. 4. С. 193.
38. Stepanov A.V., Kliem B., Krüger A. et al. // ApJ. 1999. V. 524. P. 961.
39. Степанов А.В. // УФН. 2003. Т. 173. С. 106.
40. Зайцев В.В., Куприянова Е.Г., Степанов А.В. // Письма в Астрон. журн. 2000. Т. 26. С. 855.
41. Bessalov P.V., Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // ApJ. 1991. V. 374. P. 369.
42. Mazur V.A., Stepanov A.V. // A&A. 1984. V. 139. P. 467.
43. Stepanov A.V., Tsap Yu.T. // Solar Phys. 2002. V. 211. P. 135.
44. Yokoyama T., Nakajima H., Shibasaki K. et al. // ApJ. 2002. V. 576. P. L87.
45. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфвеновские мазеры. М.: ИПФАН, 1986.
46. Walsh R.W., Ireland J. // Astron. Astrophys. Rev. 2003. V. 12. P. 1–41.
47. Nakariakov V.M., Ofman L., Deluca E.E. et al. // Science. 1999. V. 285. P. 862.
48. Зайцев В.В., Шибасаки К. Активные процессы на Солнце и звездах. СПб.: НИИРФ СПбГУ, 2002. 205 с.