

котором предусматривается получение новых экспериментальных данных в результате оригинальных видов наблюдений, которые станут возможными благодаря предложенной гелиоцентрической орбите КА. Космический аппарат стартует с Земли и за счет многократных гравитационных маневров у Венеры приблизится к Солнцу на расстояние до 30 солнечных радиусов. Гравитационные маневры у Венеры позволяют также наклонить плоскость орбиты КА к плоскости эклиптики.

Такая гелиоцентрическая орбита, когда КА, приблизившись к Солнцу, будет выходить из плоскости эклиптики и будет занимать разные положения по отношению к линии Солнце–Земля, позволит:

- наблюдать малые масштабы на Солнце, что необходимо для изучения тонкой структуры и динамики солнечной атмосферы — магнитной сетки, магнитных элементов, турбулентности, а также для исследования супергрануляции и магнитных петель таких явлений, как микровспышки и пересоединение;

- проводить наблюдения Солнца и локальные измерения в режиме коротации КА с солнечным вращением, что важно для изучения пространственной и временной связей локальных характеристик солнечного ветра, энергичных частиц и магнитных полей в гелиосфере с их источниками на Солнце и корональными структурами;

- выполнить локальные измерения вблизи Солнца, необходимые для изучения механизмов нагрева солнечной короны и ускорения солнечного ветра, природы турбулентности и ускорения частиц;

- осуществить внеэклиптические наблюдения Солнца и его полюсов, эклиптической короны и пояса стримеров, гелиодолготной протяженности выбросов массы;

- реализовать стереонаблюдения Солнца в коoperation с наземными и околоземными наблюдениями.

## 9. Заключение

Современная гелиофизика очень широкая и объемная наука, которой занимается большое число исследователей. Настоящий доклад содержит результаты автора в этой области и не претендует на обзор состояния гелиофизики на сегодняшний день. В последнее время заметная часть интереса в области гелиофизики связана с ее приложениями, с тем, что называют космической погодой — влиянием солнечной активности на Землю и различные сферы человеческой деятельности на Земле и в космосе. Важно, что в основе предсказаний космической погоды, в конечном счете, лежат результаты фундаментальных исследований и задача гелиофизиков состоит в том, чтобы углублять эти знания на основе наблюдений, теории и моделей.

## Список литературы

1. Кузнецов В Д, Житник И А, Собельман И И *Вестн. РАН* **75** 704 (2005)
2. Kuznetsov V D *COSPAR Inform. Bull.* **161** 90 (2004)
3. Кузнецов В Д *Астрон. вестн.* **39** 485 (2005)
4. Кузнецов В Д *Изв. РАН. Сер. физ.* **70** 58 (2006)
5. Fukuda Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1683 (1996)
6. Christiansen-Dalgaard J, in *Lecture Notes on Stellar Oscillations* (Danmarks: Inst. Fys. Astron., 2003) p. 5
7. Лебедев Н и др. *Астрон. журн.* **81** 956 (2004)
8. Howe R et al. *Astrophys. J.* **588** 1204 (2003)
9. Zhugzhda Y D, Staude J, Bartling G *Astron. Astrophys.* **305** L33 (1996)
10. Джалилов Н С, Штауде Ю *Глобальные колебания Солнца* (Баку–Москва: Элм, 2005) с. 25
11. Жугжда Ю Д *Письма в Астрон. журн.* **32** 5 (2006)
12. Hasler K-H et al. *Astron. Astrophys.* **322** L41 (1997)
13. Kosovichev A G et al., in *Sounding Solar Stellar Interiors: Proc. of the 18th Symp. of Intern. Astron. Union, Nice, France, September 30–October 3, 1996* (Eds J Provost, F-X Schmider) (Dordrecht: Kluwer, 1997) p. 203
14. Spiegel E A, Zahn J-P *Astron. Astrophys.* **265** 106 (1992)
15. Паркер Е *Космические магнитные поля: их образование и проявления* Т. 1 (М.: Мир, 1982) с. 412
16. Кузнецов В Д, Сыроватский С И *Астрон. журн.* **56** 1263 (1979)
17. Кузнецов В Д *Магнитная гидродинамика* **2** 13 (1987)
18. Kuznetsov V D, in *Physics of Magnetic Flux Ropes* (Geophys. Monograph, Vol. 58, Eds C T Russell, E R Priest, L C Lee) (Washington, DC: American Geophys. Union, 1990) p. 77
19. Schrijver C J et al. *Astrophys. J.* **628** 501 (2005)
20. Сыроватский С И, Буланов С В, Догель В А "Физика солнечных вспышек", в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* Т. 21 (М.: ВИНИТИ, 1982) с. 188
21. Прист Э, Форбс Т *Магнитное пересоединение: магнитогидродинамика, теория и приложения* (М.: Физматлит, 2005) с. 352
22. Kuznetsov V D, Syrovatskii S I *Solar Phys.* **69** 361 (1981)
23. Кузнецов В Д *Астрон. журн.* **59** 108 (1982)
24. *Space News* **16** (33) 16 (2005); *Ракетная и космическая техника* (ЦНИИМАШ) (41) 2 (2005)
25. Сыроватский С И *Письма в Астрон. журн.* **2** 35 (1976)
26. Heyvaerts J, Priest E R, Rust D M *Astrophys. J.* **216** 123 (1977)
27. Schmieder B et al. *Solar Phys.* **150** 199 (1994)
28. Кузнецов В Д *Солнечные данные* (Бюлл.) (7) 83 (1985)
29. Priest E R, Heyvaerts J F, Title A M *Astrophys. J.* **576** 533 (2002)
30. Gamayunov K V, Oraevsky V N, Kuznetsov V D *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 1285 (1998)
31. Saint-Hilaire P, Benz A O *Solar Phys.* **210** 287 (2002)
32. Кузнецов В Д, в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* Т. 45 (М.: Космосинформ, 1994) с. 3
33. Dere K P, Wang J, Yan Y (Eds) *Coronal and Stellar Mass Ejections: Proc. IAU Sump. No. 226* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005)
34. Leka K D et al. *Astrophys. J.* **462** 547 (1996)
35. Burlaga L F *Planet. Space Sci.* **49** 1619 (2001)
36. Прист Э Р *Солнечная магнитогидродинамика* (М.: Мир, 1985) с. 189
37. Kuznetsov V D, Hood A W *Solar Phys.* **171** 61 (1997)
38. Kuznetsov V D, Hood A W *Adv. Space Res.* **26** 539 (2000)
39. Burlaga L F et al. *Science* **309** 2027 (2005)
40. Jokipii J R, Giacalone J *Astrophys. J.* **605** L145 (2004)
41. Baranov V B, Fahr H J J. *Geophys. Res. (Space Phys.)* **108** (A3) 1110 (2003)
42. Кузнецов В Д, Накаряков В М, Цыганов П В *Письма в Астрон. журн.* **21** 793 (1995)
43. Marsch E et al., in *Proc. of the Conf., a Crossroads for European Solar and Heliospheric Space Physics, Puerto de la Cruz, Tenerife, Spain, March 23–27, 1998* (ESA SP, No. 417, Eds E R Priest, F Moreno-Insertis, R A Harris) (Noordwijk, The Netherlands: ESA Publ. Division, 1998) p. 91
44. Кузнецов В Д *Земля и Вселенная* (2) 18 (2000)

PACS numbers: 96.60.-j, 96.60.Pb, 97.10.Jb

## Проблемы физики солнечной активности

В.В. Зайцев, А.В. Степанов

### 1. Введение

Излучаемая Солнцем энергия ("солнечная постоянная", равная  $3,86 \times 10^{26}$  Вт) определяет практически все земные процессы. Хотя болометрическая светимость

Солнца на 3–4 порядка превышает мощность вспышек и выбросов солнечной материи, тем не менее именно эти явления в значительной мере определяют обстановку в околоземном космическом пространстве, ионосфере и атмосфере Земли. При этом солнечные вспышки, сопровождаемые нагревом плазмы, ускорением заряженных частиц, эруптивными явлениями, генерацией электромагнитного излучения широкого спектра, от гамма- до радиодиапазона, наиболее полно отражают понятие солнечной активности.

В 2007 г. под эгидой Организации Объединенных Наций начнется научная программа "Международный гелиофизический год" (IHY). Эта программа, как и программа "Международный геофизический год", выполнявшаяся 50 лет назад, должна объединить усилия исследователей Солнца и геофизиков всего мира для постановки и решения важных задач происхождения солнечной активности, прогноза активных солнечных явлений и их влияния на Землю.

В настоящем докладе обсуждаются актуальные проблемы физики солнечных вспышек, к которым относятся: механизмы вспышечного энерговыделения; механизмы ускорения заряженных частиц и особенности их распространения; проблема диагностики вспышечной плазмы. Пути решения указанных проблем иллюстрируются на примере корональных магнитных арок — фундаментальной структуры атмосферы Солнца и вспыхивающих звезд.

## 2. Природа вспышки. Эквивалентный электрический контур

Универсального механизма, описывающего многообразие солнечных вспышек, вероятнее всего, не существует (де Ягер: "Flares are different"). В настоящее время в литературе обсуждаются более десяти моделей вспышек и их модификаций. Развитая солнечная вспышка имеет сложную магнитную конфигурацию, состоящую из совокупности арок (петель) с характерной длиной  $10^9$ – $10^{10}$  см. Подобная структура наблюдается и у звезд поздних спектральных классов. Наиболее популярны сейчас следующие модели: модель взаимодействующих магнитных петель [1, 2]; вспышка в корональном луче [3]; модель с выходящим магнитным потоком [4]; "статистические" вспышки [5]; модели одиночных вспышечных петель [6, 7]. В этих моделях, как правило, используется механизм "пересоединения" силовых линий магнитного поля, исследованный Сыроватским [8] и Сомовым [9].

Модель "электрическая цепь", предложенная Альфеном и Карлквистом [10], основана на измерениях Северного [11], 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 цепи. Важно выяснить механизм "размыкания" тока. Развивая модель [10], мы обратили внимание на следующие обстоятельства: 1) вспышка — принципиально нестационарный процесс, поэтому для ее описания закон Ома в стационарном виде  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  неприменим; 2) определяющую роль в диссипации энергии электрического тока во вспышке играет нейтральная компонента плазмы.

### 2.1. Модель одиночной вспышечной арки с током

Данные оптических, рентгеновских (SMM, Yohkoh, TRACE, RHESSI, КОРОНAC-Ф) и радионаблюдений (VLA, NoRH, CCPT) свидетельствуют о том, что довольно часто солнечные вспышки регистрируются в одиночных арках (single loop flare), отстоящих достаточно далеко от солнечных пятен [7, 11]. Рассмотрим электродинамические процессы, происходящие в одиночных вспышечных петлях, что важно как для интерпретации одиночных арок, так и для понимания физики вспышек со сложной магнитной структурой.

Из простых оценок [12, 13] следует, что энергия электрического тока, запасенная в арке,  $W = LI^2/2$ , при индуктивности магнитной арки  $L \sim 10$  Гн и токе  $I \sim 10^{11}$ – $10^{12}$  А составляет  $5 \times 10^{22}$ – $5 \times 10^{24}$  Дж, что достаточно для солнечной вспышки. Однако мощность энерговыделения при классическом (спирцеровском) сопротивлении арки  $R \sim 10^{-11}$  Ом составляет порядка  $dW/dt = RI^2 \sim 10^{11}$ – $10^{13}$  Вт, что на 8–10 порядков меньше мощности солнечной вспышки. Вспышка возникнет, если сопротивление возрастет до  $10^{-4}$ – $10^{-2}$  Ом, что эквивалентно размыканию тока. Причина значительного увеличения сопротивления цепи составляет одну из основных проблем теории вспышек. Развитию модели вспышки "электрическая цепь" посвящены работы [12–18].

На рисунке 1 изображена магнитная петля, основания которой погружены в фотосферу и формируются сходящимися потоками фотосферного вещества. Такая ситуация возникает, когда основания арки находятся в узлах нескольких ячеек супергрануляции. Подтверждение существования сильных электрических токов в корональных арках содержится в наблюдениях [19] и данных TRACE, свидетельствующих о практически неизменном сечении арки вдоль всей ее длины, что маловероятно при потенциальном магнитном поле. В представленной структуре выделим три области.

*В области 1*, расположенной в фотосфере, происходит генерация магнитного поля и согласованного с этим полем электрического тока. В этой области  $\omega_e/v_{ea} \gg 1$ ,  $\omega_i/v_{ia} \ll 1$ , где  $\omega_e$  и  $\omega_i$  — гирочастоты электронов и ионов,  $v_{ea}$  и  $v_{ia}$  — частоты электронно-атомных и ионно-

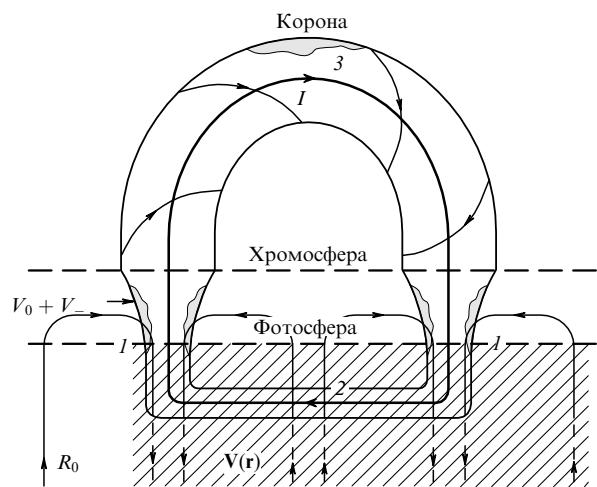


Рис. 1. Схематическое изображение корональной магнитной петли, сформированной сходящимися конвективными потоками фотосферной плазмы.  $V(r)$  — скорость движения вещества.

атомных соударений. Электроны, следовательно, замагничены, а ионы увлекаются нейтральной компонентой плазмы, что приводит к возникновению радиального электрического поля разделения зарядов  $E_r$  [14]. Поле  $E_r$  вместе с первоначальным магнитным полем  $B_z$  генерируют ток Холла  $j_\phi$ , который усиливает  $B_z$  [20]. Усиление магнитного поля происходит до тех пор, пока "сграбление" фонового магнитного поля не компенсируется диффузией магнитного поля вследствие анизотропной проводимости плазмы. В результате формируется стационарная магнитная трубка, в которой магнитное поле определяется полным энерговкладом конвективного потока плазмы за время формирования трубы (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). Плотность энергии магнитного поля внутри трубы может существенно превышать плотность кинетической энергии конвективного движения. В стационарном состоянии радиальный градиент магнитного поля внутри трубы уравновешивается градиентом газокинетического давления, а кинетическая энергия конвективного потока расходуется на поддержание поля  $E_r$  и тока Холла  $j_\phi$ .

*Область 2* расположена в нижней фотосфере либо непосредственно под фотосферой. В этой области происходит замыкание электрического тока  $I$ , текущего через магнитную петлю. Распределение электрических токов в фотосфере, найденное из измерений магнитных полей [21], свидетельствует о нескомпенсированных электрических токах [17], т.е. 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 (уровень  $\tau_{5000} = 1$ ), где проводимость плазмы изотропна и ток течет по кратчайшему пути от одного основания петли к другому. Расчеты [20] показывают, что при  $V_r = 0,1$  км  $s^{-1}$  радиус сформированной трубы на высоте 500 км над уровнем  $\tau_{5000} = 1$  составляет  $r \approx 3,3 \times 10^7$  см, а ток —  $I \approx 3 \times 10^{11}$  А при магнитном поле на оси  $B = 1000$  Гс.

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

Обобщенный закон Ома

$$\mathbf{E}^* = \frac{\mathbf{j}}{\sigma_0} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc} - \frac{\nabla p_e}{en} + \frac{F}{cnm_i v_{ia}} [(n_a m_a \mathbf{g} - \nabla p_a) \times \mathbf{B}] - \frac{F^2}{cnm_i v_{ia}} \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

вместе с уравнениями Максвелла, уравнением движения плазмы как целого

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

и уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (3)$$

самосогласованным образом описывают поведение плазмы и электромагнитных полей во вспышечной арке с электрическим током [13, 18, 20]. Здесь  $F$  — относи-

тельная плотность нейтралов,  $\mathbf{E}^* = \mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ . Остальные обозначения общепринятые.

Джоулева диссипация тока  $q = \mathbf{E}^* \mathbf{j}$  с учетом (1)–(3) представляется в виде [13]

$$q = \frac{j^2}{\sigma_0} + \frac{F^2}{c^2 n m_i v_{ia}} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})^2. \quad (4)$$

Видно, что в бессиловом поле ( $\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}$ ) второе слагаемое несущественно и диссипация тока определяется проводимостью Спитцера  $\sigma_0$ . Диссипация наиболее эффективна при  $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$ . Причиной повышенной диссипации тока (сопротивление Каулинга) в корональной арке может быть баллонная мода желобковой неустойчивости хромосферы или расположенного над аркой протуберанца (см. рис. 1). Проникающий в токовый канал "язык" частично ионизованной плазмы деформирует магнитное поле, обеспечивая нестационарность и инжекцию нейтралов в токовый канал. В результате появляется сила Ампера, которая и обеспечивает повышенную диссипацию тока. Интегрируя (4) по объему арки, находим мощность энерговыделения:

$$\frac{dW}{dt} = \left[ \frac{m_e(v_{ei} + v_{ea})d}{e^2 n S} + \frac{2\pi F^2 I^2 d}{c^4 n m_i v_{ia} S^2} \right] I^2 = [R_c + R_{nl}(I)] I^2, \quad (5)$$

где  $S$  — сечение арки,  $d$  — размер "языка" желобка. Эффект существенного роста джоулевой диссипации в частично ионизованном газе был впервые отмечен Шлютером и Бирманом [22]. Этот эффект обусловлен большими потерями энергии ионов, движущихся через газ нейтральных частиц под действием силы Ампера  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ . Оценки [13, 18] показывают, что при токе  $I \approx 3 \times 10^{11}$  А сопротивление Каулинга в хромосфере  $R_{nl} \approx 10^{-2}$  Ом, в короне  $R_{nl} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$  Ом, что обеспечивает наблюдаемую мощность вспышек  $\sim 10^{19} - 10^{21}$  Вт. Заметим, что "аномальное" сопротивление, обусловленное бунемановской или ионно-звуковой неустойчивостями, может превысить сопротивление Каулинга, только когда ток в арке filamentирован с площадью сечения токовых волокон  $S_{fil} \approx 10^9 - 10^{11}$  см<sup>2</sup>  $\ll S \approx 10^{16} - 10^{18}$  см<sup>2</sup>.

## 2.2. Вспышечная арка как эквивалентный RLC-контур

Исключая из уравнений (1) и (2) вариации скорости, выражая электрическое поле через вариации электрического тока и провода затем интегрирование по объему магнитной петли, получим уравнение для колебаний тока малой амплитуды  $|I_\sim| \ll I$  [23]:

$$\frac{1}{c^2} L \frac{\partial^2 I_\sim}{\partial t^2} + R(I) \frac{\partial I_\sim}{\partial t} + \frac{1}{C(I)} I_\sim = 0. \quad (6)$$

Здесь

$$R \approx 4 \frac{I^2/F^2}{c^4 n m_i v_{ia} \pi r^4}, \quad C \approx \frac{c^4 n m_i S^2}{2\pi l I^2}, \quad L \approx 4l \left( \ln \frac{8l}{\pi r} - \frac{7}{4} \right), \quad (7)$$

где  $l$  — радиус арки. Из соотношений (7) следует, что вспышечная арка имеет собственный период колебаний, который при достаточно большом токе обратно пропорционален его величине [23]:

$$P = \frac{2\pi}{c} \sqrt{LC(I)} \approx 10 \frac{S_{17}}{I_{11}} [\text{с}], \quad (8)$$

**Таблица 1.** Характеристики всплесков миллиметрового излучения Солнца с высокодобротными пульсациями (Метсахови) и параметры эквивалентного *RLC*-контура

Дата	Время всплеска (UT)	Поток, с.е.п.*	$P$ , с	$I$ , $10^{11}$ А	$LI^2/2$ , $10^{31}$ эрг	Энергия вспышки, $10^{29}$ эрг
22.06.89	14:47 – 14:59	< 150	5,2	2,0	1,0	1,0 – 4,5
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	—
07.05.91	10:36 – 11:00	18	8,3	1,2	0,36	1,3 – 1,8
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	—

\* с.е.п. — солнечная единица потока.

где  $S_{17} = S/10^{17}$  [см<sup>2</sup>],  $I_{11} = I/10^{11}$  [А]. Особенностью таких осцилляций является высокая добротность:

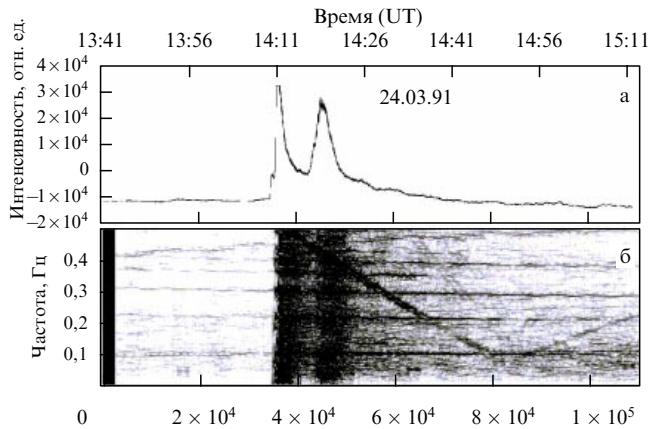
$$Q_{RLC} = \frac{1}{cR} \sqrt{\frac{C}{L}} \sim 10^2 - 10^4. \quad (9)$$

Собственные *RLC*-колебания магнитной арки модулируют интенсивность ее излучения как тепловой, так и нетепловой природы. Пользуясь соотношением (8), можно определить значения электрического тока по периоду пульсаций излучения солнечных вспышек. В таблице 1 приведены дата и время (UT) всплесков в миллиметровом диапазоне длин волн с пульсациями, наблюдавшихся в 1989–1993 гг. на радиотелескопе в Метсахови (Metsähovi, Финляндия), и их характеристики для типичных размеров вспышечных арок на Солнце [23]. Спектральный анализ выявил модуляцию излучения с периодами от 0,7 до 17 с, что дает значения электрического тока  $I \approx 6 \times 10^{10} - 1,4 \times 10^{12}$  А. Значения полной энергии электрического тока, запасенной в контуре,  $LI^2/2 \approx 10^{30} - 5 \times 10^{32}$  эрг.

Для двух событий (22.06.89 и 07.05.91) удалось сравнить запасенную энергию с энергией вспышки. В этих вспышках выделилось  $\leq 5\%$  энергии, запасенной во вспышечной арке. Такая ситуация реализуется, когда магнитная структура после вспышки не разрушается.

Поскольку вспышка сопровождается диссипацией тока, то частота *RLC*-колебаний должна уменьшаться в ходе вспышки. Напротив, если происходит нарастание тока в арке в результате действия фотосферной э.д.с., то частота *RLC*-колебаний будет увеличиваться. Поиск сигналов с линейной частотой модуляции (ЛЧМ) (частота которых  $\omega = \omega_0 + Kt$ , где  $K$  — константа) с положительными и отрицательным частотными дрейфами в спектре низкочастотной (НЧ) модуляции излучения вспышек, наблюдавшихся на частоте 37 ГГц в Метсахови, был проведен в [24] с применением преобразования Вигнера – Виля [25]. Пример подобного анализа представлен на рис. 2.

В событии 24.03.91 ток в петле уменьшился от  $9 \times 10^{11}$  А в начале всплеска до  $10^{11}$  А на конечной его стадии. Мощность энерговыделения составляла при этом  $10^{21}$  Вт. После вспышки (14:50 UT) скорость дрейфа ЛЧМ-сигнала стала положительной, что соответствует возобновлению процесса накопления энергии. Приведенный пример можно рассматривать как экспериментальное свидетельство диссипации и накопления энергии электрического тока в корональных арках.



**Рис. 2.** Всплеск излучения солнечной вспышки 24.03.1991 (14:05 UT) в активной области S25W03 на частоте 37 ГГц и динамический спектр его пульсаций [24].

### 2.3. Индукционное взаимодействие двух токонесущих арок

Уравнение (6) справедливо для петли, магнитно изолированной от окружающих петель, т.е. не включает эффект взаимной индукции, связанный с изменением внешнего магнитного потока через контур петли. Этот эффект можно включить в процесс интегрирования обобщенного закона Ома, добавляя к величине

$$\int \frac{\partial E_z}{\partial t} dl = -\frac{L}{c^2} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2}$$

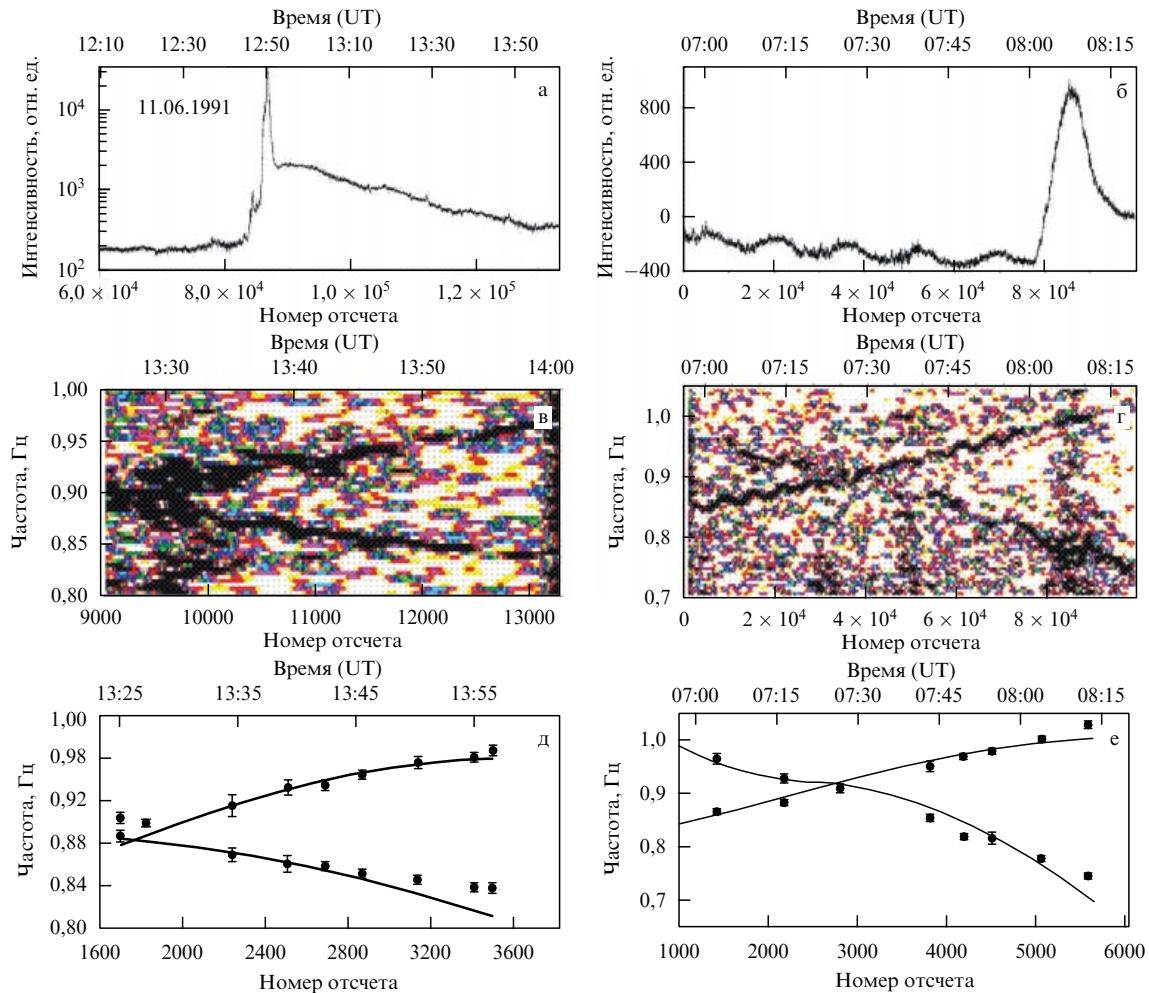
электродвижущую силу взаимной индукции

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

где  $I_j$  — ток в  $j$ -й петле,  $M_j$  — коэффициент взаимной индукции между  $j$ -й и рассматриваемой петлей, а суммирование проводится по петлям, окружающим выделенную петлю. Влияние окружающих петель можно не учитывать при исследовании относительно быстрых *RLC*-осцилляций электрического тока в петле. Медленные вариации тока, обусловленные индукционным взаимодействием с окружающими петлями, будут приводить к дрейфу частоты *RLC*-осцилляций, что должно проявляться в НЧ-спектрах. Причиной медленного изменения тока может быть индукционная э.д.с., возникающая при взаимодействии магнитной петли с другими петлями при их всплытии или относительном движении. Уравнения для медленных изменений тока в двух индукционно взаимодействующих магнитных петлях записываются следующим образом [26]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (L_1 I_1 + M_{12} I_2) + I_1 R_1 (I_1) &= \Xi_1, \\ \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (L_2 I_2 + M_{21} I_1) + I_2 R_2 (I_2) &= \Xi_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $L_{1,2}$  и  $R_{1,2}(I_{1,2})$  — индуктивности и сопротивления петель, определяемые формулами (7),  $\Xi_{1,2}$  — электродвижущие силы в фотосферных основаниях петель. Коэффициенты взаимной индукции можно аппроксими-



**Рис. 3.** Временные профили излучения вспышек 11.05.1991 (а) и 13.07.1992 (б) на частоте 37 ГГц (Metsähovi); (в, г) динамические спектры НЧ-модуляции излучения, полученные методом Вигнера – Виля; (д, е) результаты моделирования этих динамических спектров RLC-колебаниями двух индуктивно взаимодействующих магнитных арок [26].

ровать формулой

$$M_{12} = M_{21} = 8(L_1 L_2)^{1/2} \frac{R_{\text{loop}}^{(1)} R_{\text{loop}}^{(2)}}{(R_{\text{loop}}^{(1)} + R_{\text{loop}}^{(2)})^2 + d_{1,2}^2} \cos \varphi, \quad (11)$$

где  $R_{\text{loop}}^{(1,2)}$  — главные радиусы петель,  $d_{1,2}$  — расстояние между центрами тороидов,  $\varphi$  — угол между нормальными к плоскостям тороидов. Уравнения (10), (11) были использованы в [26] для моделирования двойных треков, возникающих в спектрах низкочастотной модуляции интенсивности микроволнового излучения вспышек (рис. 3).

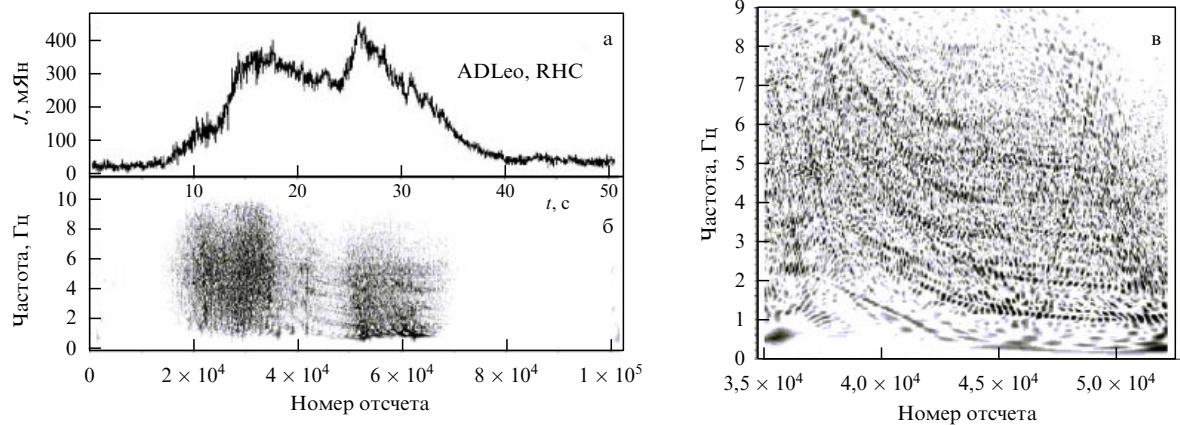
#### 2.4. Пульсирующие радиовсплески от звезды AD Leo

Для объяснения активности звезд успешно привлекаются солнечно-звездные аналогии. Примером такого применения является анализ радиоизлучения активного красного карлика AD Leo. Наблюдения выявили существование квазипериодических пульсаций с периодами 1–10 с. Феноменологически звездные пульсации подобны пульсациям радиоизлучения Солнца IV типа, однако имеются и отличия.

В работе [27] построен динамический спектр радиопульсаций от вспышки AD Leo, зарегистрированной 19 мая 1997 г. (18.57 UT) 100-метровым радиотелеско-

пом в Эффельсберге (рис. 4). На временному профиле (рис. 4а) видны флюктуации потока радиоизлучения, которые на динамическом спектре всплеска (рис. 4б) имеют характер пульсаций.

На рисунке 4в представлен фрагмент спектра пульсаций в диапазоне 0–9 Гц, полученный преобразованием Вигнера – Виля для спадающего участка первого импульса излучения. Из спектра следует, что на источник радиоизлучения одновременно воздействуют два независимых типа модуляции: 1) периодические кратковременные импульсы с частотой повторения  $v_1 = 2$  Гц и 2) синусоидальная волна с частотой  $v_2 = 0,5$  Гц. Предварительный анализ пульсаций AD Leo [28] показал, что источник радиоизлучения вспышки 19 мая 1997 г. — корональная магнитная арка с концентрацией  $n \approx 2,3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , температурой  $T = 3 \times 10^7 \text{ К}$  и магнитным полем  $B = 730–810$  Гс. Основываясь на этих данных, можно заключить, что импульсная модуляция обусловлена быстрыми магнитозвуковыми колебаниями магнитной петли с частотой  $v_1 \approx V_A/r$ , где  $V_A = B/\sqrt{4\pi m_i n}$  — альфвеновская скорость,  $r$  — радиус петли. Полагая, что  $v_1 = 2$  Гц, получаем оценку для альфвеновской скорости  $V_A \approx 3,5 \times 10^8 \text{ см с}^{-1}$  и  $r \approx 1,8 \times 10^8 \text{ см}$ , сравнимый с радиусом вспышечных магнитных арок на Солнце.



**Рис. 4.** (а) Кривая блеска вспышки AD Leo 19 мая 1997 г. на частоте 4,85 ГГц в круговом правополяризованном (RHC) излучении.  $J$  — поток излучения (максимальное значение 400 мЯн), длительность вспышки 50 с. (б) Спектр пульсаций, полученный методом Вигнера — Виля. (в) Увеличенный фрагмент спектра [27].

Синусоидальная модуляция (см. рис. 4) вероятнее всего вызвана колебаниями магнитной арки как эквивалентного  $RLC$ -контура с периодом (8). Отрицательный частотный дрейф модулирующего сигнала объясняется диссириацией электрического тока в процессе вспышки. Используя значение  $v_2 = 0,5$  Гц и особенности спектра ЛЧМ-сигнала, можно определить длину вспышечной арки AD Leo  $l \approx 4 \times 10^{10}$  см, которая имеет порядок радиуса звезды, величину электрического тока  $I \approx 4,5 \times 10^{12}$  А; запасенную во вспышке энергию электрического тока  $W \approx Ll^2/2 \approx 5,5 \times 10^{26}$  Дж и скорость энерговыделения  $\dot{W} \approx 10^{25}$  Вт [27]. Последняя величина на 3–4 порядка превышает мощность солнечной вспышки. Это обусловлено большими значениями магнитных полей на поверхности красного карлика и более высокой активностью фотосферной конвекции.

### 3. Ускорение заряженных частиц и особенности их распространения

#### 3.1. Ускорение заряженных частиц во вспышке

Значительная доля энергии во вспышках выделяется в форме энергичных частиц. При этом электроны и ионы ускоряются до энергий 100 кэВ и 100 МэВ соответственно [29], вызывая жесткое рентгеновское и гамма-излучение. Согласно нетепловой модели импульсная солнечная вспышка продуцирует  $10^{37}$  электронов в секунду с энергией более 20 кэВ в течение 100 с. Это означает, что скорость выделения энергии в виде ускоренных электронов  $3 \times 10^{29}$  эрг  $s^{-1}$ , 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, налагаемые на темп ускорения, снижаются в гибридной модели [30], которая предполагает, что спектр рентгеновского излучения с энергиями менее 30 кэВ обусловлен излучением горячей ( $T \sim 3 \times 10^7$  К) плазмы, а излучение с большими энергиями генерируется быстрыми электронами. В этом случае необходимая скорость продуцирования электронов с энергиями более 20 кэВ уменьшается до  $2 \times 10^{35}$  электронов в 1 с. При длительности процесса ускорения 100 с это дает  $N_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 2 \times 10^{37}$  и  $E_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 6 \times 10^{29}$  эрг. Поэтому для обеспечения наблюдаемой величины пото-

ков быстрых электронов в режиме ускорения должно находиться достаточно большое число частиц ( $\geq 2 \times 10^{37}$ ). Что является резервуаром частиц, если ускорение происходит во вспышечной арке? Число частиц в арке с плотностью плазмы  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , площадью поперечного сечения  $10^{18} \text{ см}^2$  и длиной  $(1-5) \times 10^9$  см равно  $(1-5) \times 10^{37}$ . Любой разумный механизм ускоряет лишь незначительную долю частиц, поэтому полученного числа электронов в корональной арке недостаточно для обеспечения ускорения даже в благоприятном случае гибридной модели ( $\sim 2 \times 10^{37}$  электронов). В связи с этим возникает проблема объяснения механизма вовлечения достаточно большого числа частиц в процесс ускорения.

В магнитной арке имеются два источника, которые могут обеспечить необходимое число частиц. Первый источник связан с хромосферной частью петли, где в столбе длиной от области температурного минимума до переходной области содержится  $\sim 5 \times 10^{40}$  частиц, если принять площадь сечения петли  $\sim 10^{18} \text{ см}^2$ . Вторая возможность обогащения вспышечной петли частицами возникает при ее взаимодействии с плотной материей протуберанца, что дает  $\approx 3 \times 10^{38}$  частиц [13]. Отсюда следует, что для обеспечения ускорительного механизма частицами при мощных вспышках предпочтительным вариантом локализации области ускорения является хромосферная часть корональной арки. Для умеренных вспышек область ускорения может располагаться вблизи вершины арки.

Для объяснения генерации быстрых частиц во вспышках привлекаются различные механизмы ускорения: стохастическое ускорение волнами, ускорение ударными волнами, бетатронное ускорение, ускорение в квазистационарных (DC) электрических полях. Наиболее эффективный способ ускорения — это ускорение крупномасштабным электрическим полем  $\mathbf{E}$  вспышечной магнитной петли. Если в плазме присутствует магнитное поле  $|\mathbf{B}| > |\mathbf{E}|$ , то ускорять частицы будет только проекция электрического поля на магнитное поле  $E_{\parallel} = \mathbf{E}\mathbf{B}/B$ . Если величина  $E_{\parallel}$  меньше поля Драйсера  $E_D = eL\omega_p^2/V_T^2$ , то в ускорительный процесс (убегание) включаются электроны со скоростями  $V > (E_D/E_{\parallel})^{1/2}V_T$ , где  $V_T$  — тепловая скорость электронов,  $L$  — кулоновский логарифм,  $\omega_p$  — ленгмюровская

частота. Скорость продуцирования убегающих электронов [31]:

$$\dot{N}_e = 0,35 n v_{ei} V_a x^{3/8} \exp\left(-\sqrt{2x} - \frac{x}{4}\right), \quad (12)$$

где  $x = E_D/E_{\parallel}$ ,  $V_a$  — объем области ускорения. Наибольшие электрические поля генерируются в основаниях магнитной петли, где возникает эффективное разделение зарядов, вызванное конвективным потоком фотосферного вещества внутрь трубы и различной степенью замагниченности электронов и ионов. Выражение для  $E_{\parallel}$  есть [32]

$$E_{\parallel} \approx \frac{1-F}{2-F} \frac{\sigma_0 V_r B^2}{enc^2(1+\mu B^2)} \frac{B_r}{B}. \quad (13)$$

Здесь радиальная составляющая магнитного поля  $B_r \ll B$ ,  $\mu = \sigma_0 F^2 / (2-F) c^2 n m_i v_{ia}$ . Ускорение частиц, связанное с полем разделения зарядов, может возникать при развитии желобковой неустойчивости в основании магнитной арки, когда вторгающийся в токовый канал "язык" плазмы неоднороден по высоте. Ускоряющее поле при  $B_r \approx 0,1B$  может достигать поля Драйсера и даже превышать его [32]. При этом все электроны включаются в режим убегания, а электрическое поле достигает значения 17 В см<sup>-1</sup>. Это дает возможность частицам на масштабе  $\sim 10^8$  см набрать предельно большую энергию,  $\sim 1$  ГэВ. Экстремальные электрические поля возникают при магнитных полях  $\sim 10^3$  Гс и сильном прогреве фотосферных оснований магнитной арки, что реализуется 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 1 с, что достаточно для гибридной модели, если принять в области ускорения  $n = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, радиус трубы  $10^8$  см,  $T = 10^5$  К и размер области ускорения по высоте  $h = 10^8$  см. При этом  $x = E_D/E_{\parallel} = 26$ ,  $E_{\parallel} \approx \approx 2 \times 10^{-3}$  В см<sup>-1</sup>, а энергия основной части ускоренных электронов составит 200 кэВ.

Хорошей иллюстрацией процесса ускорения заряженных частиц в квазистационарных электрических полях, при котором ионы и электроны ускоряются в противоположных направлениях, является вспышка 23 июля 2002 г. Из данных космического аппарата RHESSI [33] видно, что из одного основания вспышечной арки исходит рентгеновское излучение 150–200 кэВ, генерируемое быстрыми электронами, а из другого — гаммаизлучение в линии 2,223 МэВ, генерируемое быстрыми ионами.

Поскольку ускорительный механизм производит  $\geq 10^{35}$  электронов в 1 с, то возникает электрический ток  $I \geq 10^{15}$  А. Протекая в магнитной петле с сечением  $\sim 10^{18}$  см<sup>2</sup>, этот ток должен индуцировать магнитное поле  $B \geq 6 \times 10^6$  Гс, которое не наблюдается в корональных арках (*парадокс Колгейта*). Обсуждаются две возможности устранения такого противоречия. Первая предполагает разбиение токового канала на множество токовых нитей с противоположным направлением токов в соседних нитях, в результате чего общее магнитное поле не будет превышать наблюдаемой величины [34]. Не ясно, однако, каким образом в пучке ускоренных элект-

ронов могут возникнуть нити с противоположными направлениями токов. Другая возможность связана с образованием обратного тока в плазме [35]. Пусть пучок электронов инжектируется в плазму вдоль внешнего магнитного поля  $B_z$ . Тогда поле  $B_{\phi}$  в каждой фиксированной точке плазмы будет изменяться со временем при прохождении переднего фронта потока. Изменение  $B_{\phi}$  приводит к появлению на переднем фронте пучка электронов электрического поля  $E_z$ , которое действует на электроны плазмы так, что возникает ток, направленный противоположно инжектируемому току. Полный ток, следовательно, уменьшается вплоть до полной его компенсации. Согласно закону Ленца пучок ускоренных электронов может распространяться в плазме, не затрачивая энергию на модификацию магнитного поля.

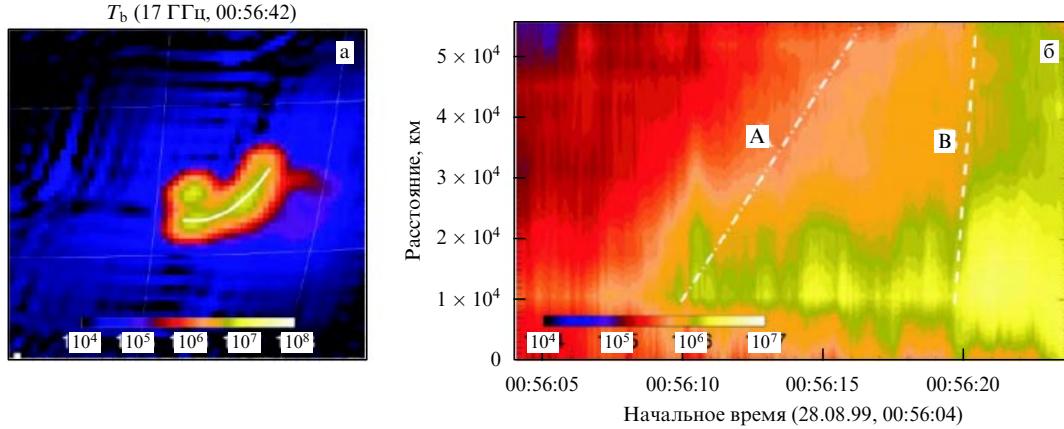
### 3.2. Турбулентный режим распространения энергичных частиц

Проявлением взаимодействия волна – частица в солнечной короне является необычный характер распространения энергичных частиц. Так, во вспышке 28 августа 1999 г. [36] релятивистские электроны, генерирующие синхротронное излучение на частоте 17 ГГц, двигались вдоль корональной магнитной арки со скоростью в 30 раз меньшей скорости света (рис. 5). Это явление можно объяснить в терминах сильной турбулентной диффузии [37, 38]. 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 порядка фазовой скорости свистов,  $\approx 0,03c$  (линия А). При следующей инжекции (линия В) свисты не влияли на распространение частиц.

Второй пример — отсутствие заметной ( $< 0,07\%$ ) линейной поляризации  $\text{H}\alpha$ -излучения, генерируемого пучками энергичных протонов при торможении в хромосфере [39]. Наиболее вероятная причина этого явления — изотропизация из-за рассеяния на мелкомасштабных альфвеновских волнах, возбуждаемых на ионном циклотронном резонансе протонами с энергией  $\sim 1$  МэВ. При этом протоны эффективно рассеиваются по питч-углу (сильная диффузия), если мощность ускорителя энергичных частиц превышает  $J_* = 5 \times 10^{12}$  протонов на 1 см<sup>2</sup> за 1 с. Данные об энергичных частицах в солнечных вспышках подразумевают темп ускорения протонов с энергией  $\sim 1$  МэВ порядка  $10^{33} - 10^{34}$  протонов в 1 с [29]. Полагая площадь области вторжения протонов в хромосферу  $\sim 10^{18}$  см<sup>2</sup>, находим поток  $J \sim (10^{15} - 10^{16}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \gg J_*$ . Режим сильной диффузии приводит и к задержкам гамма-излучения в линиях относительно жесткого рентгеновского излучения во вспышках [40], поскольку скорость турбулентного фронта, создаваемого ионами, на порядок меньше скорости турбулентной "стенки", создаваемой быстрыми электронами.

## 4. Собственные колебания арок и диагностика вспышечной плазмы

Наблюдения Солнца на спутнике TRACE позволили обнаружить колебания корональных арок активных областей [41], что стимулировало развитие перспектив-



**Рис. 5.** (а) Изображение вспышки 28.08.1999, состоящей из двух источников, полученное на радиогелиографе "Нобеуама" на частоте 17 ГГц в момент 00:56:42 UT. Светлая линия в центре рисунка отмечает траекторию распространения релятивистских электронов в протяженной арке длиной  $5 \times 10^4$  км [36].  $T_b$  — яркостная температура микроволнового излучения,  $10^4 < T_b < 10^8$  К; более светлые области на рисунке соответствуют более высоким температурам. (б) Представление распространения микроволнового сигнала со скоростью  $v = 0,03c$  при первом акте ускорения энергичных электронов (линия А) и со скоростью  $v \sim c$  при втором акте ускорения (линия В).

нного направления астрофизики — корональной сейсмологии. Основателем этого направления можно считать голландского астрофизика Розенберга [42], который связал пульсации солнечного радиоизлучения IV типа с магнитогидродинамическими (МГД) осцилляциями корональной арки. На границе арки — внешняя среда имеется скачок импеданса для МГД-волн, поэтому корональную арку можно рассматривать как резонатор. Пульсации излучения в различных диапазонах длин волн (оптическом, рентгеновском, радиодиапазоне) наблюдаются не только на Солнце, но и в излучении вспыхивающих звезд. Интерес к осцилляциям арок связан с возможностью объяснения природы нагрева корон и совершенствования методов диагностики вспышек.

Колебания корональных арок исследуют на примере плазменного цилиндра с радиусом  $r$  и длиной  $l$ , торцы которого "вморожены" в сверхпроводящую среду. Плазма внутри цилиндра имеет плотность  $\rho_i$ , температуру  $T_i$  и магнитное поле  $B_i$ , вне цилиндра —  $\rho_e$ ,  $T_e$  и  $B_e$ . Дисперсионное уравнение, связывающее частоту колебаний цилиндра  $\omega$  с компонентами волнового вектора  $k_\perp$  и  $k_\parallel$ , имеет вид [43, 44]

$$\frac{J'_m(\chi_i r)}{J_m(\chi_i r)} = \alpha \frac{H_m^{(1)'}(\chi_e r)}{H_m^{(1)}(\chi_e r)}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \frac{\omega^4}{\omega^2(C_s^2 + V_A^2) - k_\parallel^2 C_s^2 V_A^2} - k_\parallel^2, \\ \alpha &= \frac{\chi_i \rho_i}{\chi_e \rho_e} \frac{\omega^2 - k_\parallel^2 V_{Ai}^2}{\omega^2 - k_\parallel^2 V_{Ae}^2}, \end{aligned}$$

$C_s$  — скорость звука,  $J_m$  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 ( $\rho_e/\rho_i \ll 1$ ) цилиндров при  $m = 0$  из (14) следует, что частота быстрых магнитозвуковых (БМЗ) колебаний, которые вносят наибольший вклад в модуляцию излучения арок:

$$\omega_+ = (k_\perp^2 + k_\parallel^2)^{1/2} (C_{Si}^2 + V_{Ai}^2)^{1/2}. \quad (15)$$

Поперечное волновое число  $k_\perp = \lambda_i/r$ , где  $\lambda_i$  — нули функции Бесселя,  $J_0(\lambda) = 0$ . Оценки [45] показывают, что наиболее существенной причиной затухания БМЗ-колебаний в солнечных арках является электронная теплопроводность плазмы. Поэтому их добротность равна

$$Q = \frac{\omega_+}{\gamma} \approx \frac{2m_e}{m_i} \frac{Pv_{ei}}{\beta^2 \sin^2 2\theta}, \quad (16)$$

где  $\theta = \arctan(k_\perp/k_\parallel)$ ,  $P = 2\pi/\omega_+$  — период колебаний,  $\gamma$  — декремент затухания волн. Модуляция потока гироシンхротронного излучения энергичных электронов с показателем  $\delta$  степенного энергетического спектра для оптически тонкого источника при БМЗ-колебаниях имеет вид [45]:

$$\Delta = 2\xi \frac{\delta B}{B} = \xi \beta, \quad \xi = 0,9\delta - 1,22. \quad (17)$$

При учете кривизны магнитного поля и достаточно большом параметре  $\beta$  в корональных арках возможно возбуждение баллонной моды желобковой неустойчивости. Баллонные колебания возникают в результате суммарного действия дестабилизирующей силы, связанной с градиентом давления и кривизной магнитного поля  $F_1 \sim p/R_{loop}$ , и возвращающей силы  $F_2 \sim B^2/R_{loop}$  натяжения магнитных силовых линий. Период колебаний

$$P_1 = \frac{2l}{V_A} \left( N^2 - \frac{l\beta}{2\pi d} \right)^{-1/2} \approx \frac{2l}{V_A N}, \quad (18)$$

где  $N$  — число колеблющихся областей на длине петли  $l$ . Оценки показывают, что затухание баллонных осцилляций в атмосфере Солнца также обусловлено электронной теплопроводностью плазмы. Из уравнений для частоты осцилляций (15), (18), добротности (16) и глубины модуляции излучения (17) определяются температура, плотность плазмы и магнитное поле арки (табл. 2).

Два примера использования такого метода диагностики приведены в [45]. Наблюдения вспышки 8 мая 1998 г. (01:49–02:17 UT) в виде одиночной арки на частоте 17 ГГц (радиогелиограф Nobeyama) и жесткого рентгеновского излучения (спутник Yohkoh) свидетель-

**Таблица 2.** Формулы для определения параметров вспышки по пульсациям излучения, вызванных баллонными и радиальными колебаниями магнитной арки. Здесь  $\chi = 10\epsilon/3 + 2$ ,  $\tilde{r} = 2,62r$ ,  $\Delta = A/\xi$ , температура  $T$  выражена в градусах Кельвина, концентрация  $n$  — в  $\text{см}^{-3}$ , магнитное поле  $B$  — в  $\text{Гс}$

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

ствуют о баллонных колебаниях с параметрами  $l = 8 \times 10^9 \text{ см}$ ,  $N = 4$ ,  $\theta = 66^\circ$ ,  $\Delta_1 \approx 0,3$ ,  $Q_1 \approx 25$ ,  $\delta = 3,5$ . Применяя формулы табл. 2, находим  $T \approx 5,9 \times 10^7 \text{ К}$ ,  $n \approx 1,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $B \approx 425 \text{ Гс}$  и плазменный параметр  $\beta \approx 0,16$ .

Вспышка 28 августа 1999 г. (00:55–00:58 UT) иллюстрирует взаимодействие двух арок: компактной и протяженной (см. рис. 5). Вейвлет-анализ выявил характерные периоды пульсаций: 14 и 2,4 с. Сценарий события следующий. Вспышечное энерговыделение сопровождалось развитием баллонных колебаний в компактном источнике с  $P_1 = 14$  с. Повышение газового давления привело к развитию апериодической моды баллонной неустойчивости и взаимодействию компактного источника с соседней аркой (loop–loop interaction), которое сопровождалось инжекцией горячей плазмы и энергичных частиц. Поскольку колебания с периодом  $P = 2,4$  с возникли после инжекции плазмы, то за них, вероятнее всего, ответственны БМЗ-моды протяженного источника. Привлекая формулы табл. 2, из анализа пульсаций получаем параметры плазмы компактной и протяженной арок:

$$\begin{aligned} T &\approx 4,6 \times 10^7 \text{ К}, \quad n \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}, \quad B \approx 300 \text{ Гс}, \quad \beta \approx 0,18; \\ T &\approx 2,1 \times 10^7 \text{ К}, \quad n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad B \approx 120 \text{ Гс}, \quad \beta \approx 0,06. \end{aligned}$$

Компактная арка, связанная с первичным источником энерговыделения, имеет более высокую температуру, плотность и величину магнитного поля.

## 5. Заключение

Таким образом, мы показали, что в происхождении вспышечной активности Солнца важную роль играют корональные магнитные арки (петли). При этом в арках могут протекать значительные электрические токи, которые являются причиной взрывного энерговыделения при развитии желобковой неустойчивости. Желобковая неустойчивость (баллонная мода) может быть ответственна как за вовлечение заряженных частиц в режим ускорения, так и за инжекцию плазмы в соседнюю арку при взаимодействии магнитных арок.

В процессах ускорения частиц во вспышках важную роль играет механизм ускорения в квазистационарных электрических полях. В динамике энергичных частиц в атмосфере Солнца существенен эффект взаимодействия волна – частица.

Представление токонесущей арки в виде эквивалентного электрического контура и резонатора для МГД-

волн отражает физику происходящих во вспышках процессов. Вспышечная арка обладает набором собственных частот, что приводит к низкочастотной модуляции излучения в широком диапазоне длин волн (оптический, радиодиапазон, рентгеновский). Основанная на этих подходах прогрессирующая область астрофизики — корональная сейсмология — предоставляет мощный метод диагностики вспышечной плазмы.

Работа поддержана Программой Президиума РАН "Солнечная активность", Программой ОФН-16 и грантами РФФИ 03-02-17218, 04-02-39029ГФЕН и 05-02-16252.

## Список литературы

1. Sweet P A, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Plasma* (Intern. Astron. Union Symp., No. 6, Ed. B Lehnert) (Cambridge: Univ. Press, 1958) p. 123
2. Gold T, Hoyle F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **120** 89 (1960)
3. Sturrock P A *Astron. J. (Suppl.)* **73** 78 (1968)
4. Heyvaerts J, Priest E R, Rust D M *Astrophys. J.* **216** 123 (1977)
5. Parker E N *Astrophys. J.* **180** 247 (1973)
6. Spicer D S *Solar Phys.* **53** 305 (1977)
7. Sakai J-I, de Jager C *Space Sci. Rev.* **77** 1 (1996)
8. Сыроватский С И *Астрон. журн.* **43** 340 (1966)
9. Somov B V *Physical Processes in Solar Flares* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1992)
10. Alfvén H, Carlqvist P *Solar Phys.* **1** 220 (1967)
11. van Hoven G, in *Solar Flare Magnetohydrodynamics* (Fluid Mechanics of Astrophys. and Geophys., Vol. 1, Ed. E R Priest) (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1984) Ch. 4
12. Melrose D B, McClymont A N *Solar Phys.* **113** 241 (1987)
13. Зайцев В В, Степанов А В *Астрон. журн.* **68** 384 (1991); Zaitsev V V, Stepanov A V *Solar Phys.* **139** 343 (1992)
14. Sen H K, White M L *Solar Phys.* **23** 146 (1972)
15. Henoux J C, Somov B V *Astron. Astrophys.* **185** 306 (1987)
16. Ionson J A *Astrophys. J.* **254** 318 (1982)
17. Melrose D B *Astrophys. J.* **451** 391 (1995)
18. Zaitsev V V, Urpo S, Stepanov A V *Astron. Astrophys.* **357** 1105 (2000)
19. Klimchuk J A et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **44** L181 (1992)
20. Khodachenko M L, Zaitsev V V *Astrophys. Space Sci.* **279** 389 (2002)
21. Leka K D et al. *Astrophys. J.* **411** 370 (1993)
22. Schluter A, Biermann L Z. *Naturforsch. A* **5** 237 (1950)
23. Зайцев В В и др. *Астрон. журн.* **75** 455 (1998)
24. Зайцев В В и др. *Астрон. журн.* **80** 945 (2003)
25. Cohen L *Proc. IEEE* **77** 941 (1989)
26. Khodachenko M L et al. *Astron. Astrophys.* **433** 691 (2005)
27. Зайцев В В и др. *Письма в Астрон. журн.* **30** 362 (2004)
28. Stepanov A V et al. *Astron. Astrophys.* **374** 1072 (2001)
29. Miller J A et al. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* **102** (A7) 14631 (1997)
30. Holman G D, Benka S G *Astrophys. J.* **400** L79 (1992)
31. Knoepfel H, Spong D A *Nucl. Fusion* **19** 785 (1979)
32. Зайцев В В, Ходченко М Л *Изв. вузов. Радиофиз.* **40** 176 (1997)
33. Dennis B R *Lect. Not. Phys.* (2005) (in press)
34. van den Oord G H J *Astron. Astrophys.* **234** 496 (1990)
35. Lee R, Sudan R N *Phys. Fluids* **14** 1213 (1971)
36. Yokoyama T et al. *Astrophys. J.* **576** L87 (2002)
37. Беспалов П А, Трахтенберг В Ю, в сб. *Вопросы теории плазмы* Т. 10 (Под ред. М А Леонтьевича) (М.: Атомиздат, 1980) с. 88
38. Stepanov A V et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* (2005) (in press)
39. Bianda M et al. *Astron. Astrophys.* **434** 1183 (2005)
40. Bespalov P A, Zaitsev V V, Stepanov A V *Astrophys. J.* **374** 369 (1991)
41. Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **520** 880 (1999)
42. Rosenberg H *Astron. Astrophys.* **9** 159 (1970)
43. Зайцев В В, Степанов А В, в сб. *Исследования по геомагнетизму, аэрономии, физике Солнца* № 37 (М.: Наука, 1975) с. 3
44. Nakariakov V M, Stepanov A V *Lect. Not. Phys.* (2005) (in press)
45. Степанов А В и др. *Письма в Астрон. журн.* **30** 530 (2004)