

дование возможности получения высоких плотностей УХН благодаря их термализации в гелях ультрахолодных наночастиц в сверхтекучем  $^4\text{He}$ .

## Список литературы

1. Лушиков В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **9** 40 (1969)
2. Nesvizhevsky V V et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **440** 754 (2000)
3. Nesvizhevsky V V et al. *Nature* **415** 297 (2002)
4. Nesvizhevsky V V et al. "Measurement of quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field" (2002) (to be published)
5. Стрелков А В, Хетцельт М *ЖЭТФ* **74** 23 (1978)
6. Несвижевский В В и др. *ЯФ* **62** 832 (1999)
7. Strelkov A V et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **440** 695 (2000)
8. Nesvizhevsky V V et al. *Eur. Phys. J.: Appl. Phys.* **6** 151 (1999)
9. Geltenbort P et al. *Письма в ЖЭТФ* **70** 175 (1999)
10. Лычагин Е В и др. *ЯФ* **63** 609 (2000)
11. Лычагин Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 657 (2000)
12. Nesvizhevsky V V et al. *Phys. Lett. B* **479** 353 (2000)
13. Лычагин Е В и др. *ЯФ* **65** (11) 2052 (2002)
14. Лычагин Е В и др. *Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (7) 81 (2002)
15. Несвижевский В В *ЯФ* **65** 426 (2002)
16. Межов-Деглин Л П, Кокотин А М *Письма в ЖЭТФ* **70** 744 (1999)
17. Кокотин А М, Межов-Деглин Л П *ФНТ* **28** 235 (2002)
18. Кокотин А М, Межов-Деглин Л П *ПТЭ* **44** (2) 159 (2001)

PACS numbers: 95.30.Gv, 97.10.Ri, 97.80.Fk

## О природе радиоизлучения звезд поздних спектральных классов

А.В. Степанов

### 1. Введение

Обсуждаются механизмы интенсивного радиоизлучения звезд поздних спектральных классов: красных карликов и тесных двойных типа RS CVn и Algol. Выбор этих классов звезд (F, G, K, M), расположенных на диаграмме Гершпрунга – Рассела вблизи центральной и нижней частей главной последовательности, обусловлен следующими причинами. Во-первых, для них характерна высокая вспышечная активность. Во-вторых, они расположены сравнительно близко к Солнцу (единицы – десятки парсек). В связи с этим потоки радиоизлучения ( $\sim 10^{-3} - 1$  Ян) достаточно велики для наблюдения современными телескопами. Кроме того, для объяснения природы активности таких звезд успешно привлекаются солнечно-звездные аналогии, предложенные 30 лет назад Гершбергом и Пикельнером [1].

В отличие от ежедневных наблюдений радиоизлучения Солнца каждое наблюдение радиоизлучения звезд,

особенно звездных вспышек — событие для астрофизиков. Радиоизлучение звезд типа UV Ceti было открыто в 1958 г. Ловеллом на телескопе в Джодрелл-Бэнк (частота 204 МГц). К настоящему времени зарегистрировано радиоизлучение нескольких сотен звезд различных классов в диапазоне от миллиметровых до дециметровых длин волн. Тем не менее каждое наблюдение радиоизлучения звезд, особенно звездных вспышек, несет новую важную информацию о процессах в звездных атмосферах.

"Спокойное" (quiescent) радиоизлучение звезд в основном тепловое — тормозное и магнитотормозное, но часто имеет нетепловой характер с яркостной температурой  $T_b \sim 10^{10}$  К, который связывается обычно с гиросинхротронным излучением быстрых электронов. Радиоизлучение звездных вспышек (flaring) характеризуется  $T_b \sim 10^{10} - 10^{16}$  К, высокой степенью поляризации и имеет явно нетепловое происхождение.

В таблице 1 приведены энергетические характеристики вспышек разных объектов. Несмотря на то, что энергия радиоизлучения звезд на 4–10 порядков ниже энергии, например, рентгеновского излучения, излучение в радиодиапазоне дает чрезвычайно богатую информацию о параметрах звездных атмосфер и происходящих там процессах, поскольку весьма чувствительно к изменению состояния плазмы и частиц высоких энергий. Результатам наблюдений радиоизлучения звезд и описанию моделей радиоизлучения посвящен ряд прекрасных обзоров [2–7]. В существующих обзорах предпочтение отдается некогерентным механизмам радиоизлучения. Настоящий доклад посвящен когерентным механизмам вспышечного радиоизлучения звезд, в частности, нелинейному плазменному механизму, особенно эффективному в звездных коронах.

### 2. Экспериментальные данные

Первые наблюдения радиоизлучения звезд проводились на фиксированных частотах. Несомненный прогресс в конце 80-х годов обусловлен спектрографическими исследованиями радиоизлучения звезд. Динамические спектры радиоизлучения звезд (интенсивность в зависимости от частоты и времени) подобны солнечным и имеют развитую тонкую структуру: пульсации, всплески в поглощении, спайк-всплески [8]. Следующий значительный этап в изучении природы радиоизлучения звезд, в частности, структуры корон и происхождения звездных вспышек, связан с радиоинтерферометрией со сверхдлинными базами (РСДБ), обеспечивающей высокое пространственное разрешение — до долей угловых миллисекунд. Наблюдения Солнца в ультрафиолетовом диапа-

Таблица 1. Формы вспышечного энерговыделения (эрг)

Форма энерговыделения	Солнце	Тесная двойная		
		Красный карлик UV Ceti	RS CVn	Algol
Полная энергия	$(1-2) \times 10^{32}$	$10^{33} - 10^{35}$	$\geq 10^{38}$	$10^{37} - 10^{38}$
УФ излучение	$(3-5) \times 10^{31}$	$10^{32}$		
Мягкий рентген	$10^{31}$	$10^{30} - 10^{33}$	$10^{35} - 10^{37}$	$10^{35} - 10^{36}$
Оптика	$(1-3) \times 10^{30}$	$10^{31} - 10^{34}$		
Жесткий рентген	$(3-5) \times 10^{26}$			
Гамма-излучение	$(3-5) \times 10^{25}$			
Радиоизлучение	$10^{24}$	$10^{26} - 10^{27}$	$10^{27} - 10^{29}$	$10^{27} - 10^{28}$
ГД-движения, ударные волны	$(3-10) \times 10^{31}$	$5 \times 10^{34}$	$10^{36} - 10^{38}$	$10^{35} - 10^{37}$

зоне на космическом аппарате TRACE [9] показывают, что активные области представляют собой систему магнитных арок (петель), содержащих плотную плазму с температурой  $\sim (1-3) \times 10^6$  К. В микроволновом диапазоне такие арки наблюдают не выше  $0,1 R_{\odot}$  над фотосферой Солнца. В соответствии с солнечно-звездными аналогиями подобные петли должны наблюдаться и на звездах. Первые прямые наблюдения корональных арок у компоненты В красного карлика UV Ceti были выполнены с помощью РСДБ-наблюдений [10]. VLBA/VLA-наблюдения на длине волны 3,6 см [10, 11] показывают, что арки dMe звезд (UV Ceti, AD Leo, YZ CMi) простираются на расстояния от 2 до 4 радиусов звезды, т.е. радиокороны звезд значительно более протяженные по сравнению с короной Солнца. Такое излучение интерпретируют обычно как гиротронное излучение сверхтепловых электронов в корональных магнитных арках. Хотя корональные арки тесных двойных звездных систем еще не удалось разрешить при РСДБ-наблюдениях, современные модели радиоизлучения тесных двойных также предполагают наличие корональных арок с высокоэнергетическими электронами [12, 13]. На звездах арки, как следует из рентгеновских наблюдений на аппаратах "Эйнштейн" и ROSAT [14], более плотные и горячие, до  $10^8$  К. Эти обстоятельства, как будет показано, в значительной мере определяют природу вспыхивающего радиоизлучения звезд.

### 3. Когерентные механизмы радиоизлучения

#### 3.1. Корональная арка-ловушка с магнитными пробками

Солнечные пятна занимают менее 0,1 % диска. В рассматриваемых классах звезд площадь пятен с полями на фотосфере 3–6 кГс может достигать 80 % площади диска. Короны звезд, следовательно, плотно "упакованы" магнитными арками. Параметры корональных магнитных арок Солнца и звезд приведены в табл. 2.

Параметры, представленные в табл. 2, свидетельствуют о том, что длина свободного пробега частиц плотной тепловой плазмы на 3–5 порядков меньше размера арок. В то же время длина свободного пробега электронов с энергиями  $\geq 100$  кэВ превышает характерный размер корональных петель  $l$ . Гирорадиус высокоэнергетических частиц  $r_c$  в таких магнитных полях порядка сантиметров–метров. Слабо неоднородные,  $L_B = (\partial B / B \partial z)^{-1} \sim l \gg r_c$ , магнитные корональные арки, основания которых "вморожены" в фотосферу, представляют собой ловушки с магнитными пробками для частиц высоких энергий. В арках, следовательно, формируется распределение "равновесная плазма + высокоэнергетические частицы с конусом потерь", которое неустой-

чиво относительно генерации мелкомасштабных волн различного типа: волн циклотронных гармоник, ленгмюровских волн, свистов.

#### 3.2. Электронный циклотронный мазер

Инверсная заселенность, обусловленная конусом потерь, приводит к возбуждению электромагнитных волн на частотах, кратных электронной циклотронной частоте  $\omega_c$ . Здесь имеется явная аналогия с мазерами на циклотронном резонансе: накачка — источники частиц высоких энергий, активное вещество — бесстолкновительные высокоэнергетические частицы, рабочая мода — волны циклотронных гармоник, квазиоптический резонатор — плотная замагниченная плазма и торцы магнитной арки (пробкотрона). Интенсивное радиоизлучение звездных вспышек связывают, как правило, с излучением электронно-циклотронного мазера (ЭЦМ) [4–7]. Излучение ЭЦМ, вызванное конусной неустойчивостью, происходит в узком конусе углов поперек магнитного поля. Излучение узкополосное, и в нем преобладает необыкновенная мода. ЭЦМ достаточно успешно объясняет узкополосные ( $\Delta\omega/\omega \sim 0,01-0,1$ ) кратковременные (10–100 мс) солнечные события — спайк-всплески. Однако реализация ЭЦМ в "горячих",  $10^7-10^8$  К, звездных коронах встречается со следующими трудностями:

1. ЭЦМ требует anomalно больших величин скорости Альфвена в коронах,  $> 10^4$  км с<sup>-1</sup>, т.е. гирочастота должна быть больше или порядка ленгмюровской,  $\omega_c \geq \omega_p$ , что вряд ли выполняется в протяженных корональных арках.

2. Еще одна трудность ЭЦМ связана с проблемой выхода радиоизлучения из короны [15]. Из рисунка 1 следует, что в "горячих" коронах звезд из-за сильного гиропоглощения на тепловой плазме "окна" выхода необыкновенной волны чрезвычайно узкие, несколько градусов от направления магнитного поля. Для выхода излучения ЭЦМ необходим эффективный механизм изотропизации излучения в источнике.

3. Излучение ЭЦМ узкополосное, т.е. им нельзя объяснить наблюдаемое, в основном широкодиапазонное,  $\Delta\omega \sim \omega$ , подобное солнечным радиовсплескам IV типа, радиоизлучение звезд.

4. ЭЦМ не объясняет многообразие тонкой структуры динамических спектров радиоизлучения.

#### 3.3. Плазменный механизм

Наблюдательные данные, особенно динамические радиоспектры звездных вспышек [8], свидетельствуют в пользу плазменного механизма радиоизлучения. К типичным признакам плазменного механизма относятся всплески с быстрым дрейфом по частоте, внезапные понижения (sudden reductions) уровня радиоизлуче-

Таблица 2. Параметры корональных вспыхивающих арок

Параметр	Солнце	Красный карлик	Тесная двойная	
		UV Ceti	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	$(1-5) \times 10^8$	$10^8 - 3 \times 10^9$		
Плотность плазмы $n$ , см <sup>-3</sup>	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{10} - 10^{12}$	$10^8 - 10^{12}$	$10^9 - 10^{12}$
Температура плазмы $T$ , К	$10^6 - 10^7$	$3 \times 10^6 - 10^8$	$(3-9) \times 10^7$	$(3-7) \times 10^7$
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, см <sup>-3</sup>	$10^{47} - 10^{50}$	$10^{50} - 10^{53}$	$10^{53} - 10^{55}$	$10^{52} - 10^{54}$

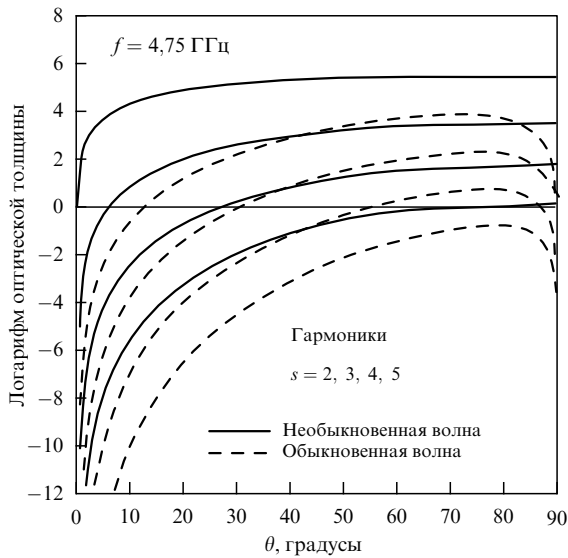


Рис. 1. Оптическая толщина процесса гиропоглощения электромагнитных волн с частотой 4,75 ГГц в зависимости от угла между магнитным полем и волновым вектором для  $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^7 \text{ К}$ ,  $L_B = 10^9 \text{ см}$ . "Окна" выхода обыкновенной волны достаточно широкие,  $\sim 10-30^\circ$ .

ния, пульсации, поляризация излучения, соответствующая обыкновенной волне [16,17]. Плазменный механизм радиоизлучения, предложенный впервые в связи с интерпретацией солнечных радиовсплесков III типа Гинзбургом и Железняковым [18], предполагает генерацию плазменных (ленгмюровских) волн с последующей их конверсией в электромагнитное излучение. Нелинейное рассеяние плазменных волн на ионах фоновой плазмы (рэлеевское рассеяние) приводит к радиоизлучению вблизи ленгмюровской частоты, а слияние плазменных волн (комбинационное рассеяние) дает радиоизлучение на удвоенной ленгмюровской частоте.

Причиной возбуждения плазменных волн в корональных арках звезд является конусная неустойчивость волн верхнего гибридного резонанса  $\omega_{UH} = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$  на быстрых электронах. Ускорение электронов до энергий  $\geq 100 \text{ кэВ}$  может быть вызвано конвективными движениями в фотосфере, приводящими к генерации квазистационарных электрических полей в магнитных арках, либо взаимодействием магнитосфер тесных двойных систем. При исследовании неустойчивостей волн приближение "холодной", с нулевой температурой, плазмы нельзя признать адекватным. В дисперсионных уравнениях необходимо учитывать температуру фоновой компоненты плазмы. В "горячей" ( $10^7 - 10^8 \text{ К}$ ) плазме корон звезд свисты, определяющие, например, динамику электронов высоких энергий в атмосфере Солнца, не возбуждаются из-за сильного затухания Ландау. Излучение ЭЦМ, как было показано, поглощается в короне. Наибольшим инкрементом в таких условиях обладают волны верхнего гибридного резонанса, генерируемые вблизи направления, перпендикулярного магнитному полю. Численные расчеты инкрементов неустойчивости таких волн в "горячей" плазме с умеренным магнитным полем,  $1 < \omega_p^2/\omega_c^2 < 5$ , и с добавкой высокоэнергетических электронов с конусом потерь показали, что максимум инкремента  $\gamma_{\max} \approx 10^{-2}(n_1/n)\omega_c$  соответствует углу между волновым вектором и магнитным полем около  $80^\circ$ . Здесь  $n_1$  и  $n$  — плотность электронов высоких

энергий и фоновой плазмы соответственно. Детальный анализ конусной неустойчивости в звездных коронах проведен в [19].

Решение уравнения переноса для яркостной температуры плазменного радиоизлучения имеет вид

$$T_b = \frac{a}{\mu_c + \mu} \left\{ 1 - \exp \left[ - \int_0^L dl (\mu_c + \mu) \right] \right\}. \quad (1)$$

Для излучения основного тона и гармоники коэффициенты излучения и поглощения выражаются следующим образом:

$$a_1 \approx \frac{\pi}{36} \frac{\omega_p^3 W_k}{v_g m v_T^2 k}, \quad \mu_1 \approx - \frac{\pi}{108} \frac{m_e \omega_p^3}{m_i v_g} \frac{1}{n T v_T^2} \frac{1}{k} \frac{\partial}{\partial k} (k W_k), \quad (2)$$

$$a_2 \approx \frac{(2\pi)^5}{15\sqrt{3}} \frac{v_1^5}{\omega_p^2 c^3} n T w^2, \quad \mu_2 \approx \frac{(2\pi)^2}{15\sqrt{3}} \frac{\omega_p v_1^2}{c^3} w. \quad (3)$$

В формулах (1)–(3)  $\mu_c = (\omega_p^2/\omega^2)v_{ci}$  — коэффициент столкновительного поглощения,  $v_g$  — групповая скорость электромагнитных волн,  $w = W/nT$ ,  $W = \int W_k dk$  — плотность энергии плазменных волн,  $v_T$  — тепловая скорость электронов,  $v_1$  — скорость частиц высоких энергий,  $v_{ci}$  — частота электронно-ионных столкновений. Эффективная длина конверсии волн определяется характерным масштабом неоднородности плазмы  $L_n$  и отношением энергии тепловой плазмы к энергии ускоренных электронов:

$$L \approx 3L_n \left( \frac{T}{E} \right). \quad (4)$$

Обратим внимание на то, что  $L$  в "горячих" корональных арках ( $T \sim 1-10 \text{ кэВ}$ ) с электронами с энергией  $E \sim 30-500 \text{ кэВ}$  существенно выше, чем аналогичное значение в короне Солнца ( $T \sim 100 \text{ эВ}$ ). В этом состоит ответ на вопрос, поставленный в [20], почему эффективность конверсии плазменных волн в электромагнитные у вспышек dMe звезд на несколько порядков выше солнечных. Из рисунка 2 видно, что в типичных условиях корон звезд излучение гармоники преобладает над излучением основного тона вплоть до яркостной температуры  $T_b \sim 10^{14} \text{ К}$ . Такая яркостная температура соответствует уровню плазменной турбулентности  $w \sim 10^{-5}$ . Экспоненциальный рост излучения основного тона (мазер-эффект) возникает при  $w > 10^{-5}$ . Отрицательный коэффициент поглощения (2) при рэлеевском рассеянии, обеспечивающий мазер-эффект, возможен при  $\partial(kW_k)/\partial k > 0$  и  $|\mu| > \mu_c$ , что выполняется в звездных коронах.

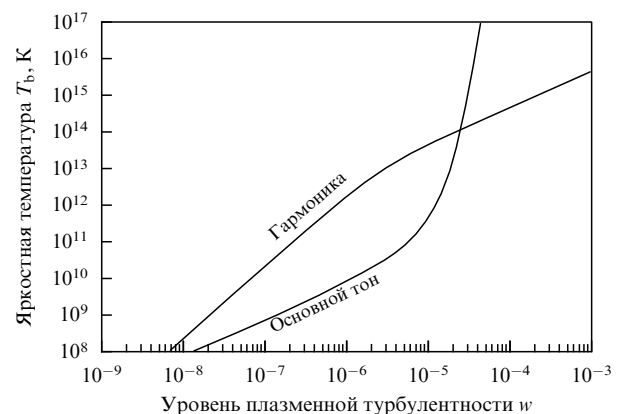


Рис. 2. Зависимость яркостной температуры излучения основного тона (1,4 ГГц) и гармоники от уровня плазменной турбулентности для типичных параметров AD Leo ( $T = 1 \text{ кэВ}$ ,  $E = 30 \text{ кэВ}$ ,  $L_n = 3 \times 10^9 \text{ см}$ ).

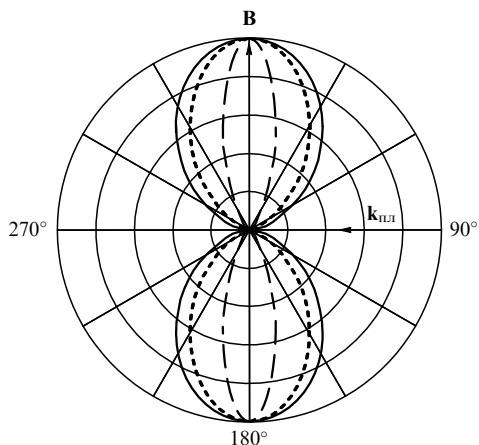


Рис. 3. Диаграмма направленности плазменного радиоизлучения основного тона. Сплошная линия соответствует дипольному излучению  $\sim \cos^2 \theta$ . Мазер-эффект ( $\tau = |\mu_1|L \gg 1$ ) приводит к сужению диаграммы  $\sim \exp(\tau \cos^2 \theta)$ .

Соотношения (2)–(4) отвечают случаю изотропной плазмы. Магнитное поле приводит к изменению спектра волн и диаграммы излучения. На рисунке 3 приведены нормированные диаграммы излучения при рэлеевском рассеянии для изотропной плазмы (сплошные линии) и для  $\omega_p^2/\omega_c^2 = 3$  (пунктирные линии). Дальнейшее сужение диаграммы излучения происходит при мазер-эффекте (штриховые линии), т.е. при достаточно высоком уровне плазменной турбулентности. На этот эффект впервые обратили внимание Гинзбург и Зайцев [21] при интерпретации радиоизлучения пульсаров на основе плазменного механизма. Наблюдаемая поляризация излучения в виде обыкновенной волны [16, 17] объясняется локализацией источника в короне ниже уровня выхода необыкновенной волны, что естественным образом выполняется для излучения основного тона. Сравнивая рис. 1 и 3, видим, что для плазменного излучения основного тона нет трудностей с выходом из источника: обыкновенные волны выходят через "окна прозрачности" без заметного поглощения. Диаграмма направленности излучения на удвоенной плазменной частоте (комбинационное рассеяние) имеет квадрупольный характер [19], т.е. для выхода радиоизлучения из источника необходим дополнительный процесс рассеяния волн.

#### 4. Красные карлики.

##### Тонкая структура радиоизлучения

Наблюдения активного красного карлика AD Leo на крупных радиотелескопах (Аресибо, Джодрелл-Бэнк, Эффельсберг) в диапазоне 1,3–5 ГГц выявили существование квазипериодических пульсаций на фоне континуального излучения [8, 22, 23]. Период таких высокочастотных пульсаций порядка 1–10 с, глубина модуляции  $> 50\%$ , относительная полоса частот  $\geq 10\%$ . Пульсации обнаруживают частотный дрейф 100–400 МГц  $\text{с}^{-1}$ , и достаточно высокую степень круговой поляризации, 50–100%. Радио-всплески с пульсирующей структурой характеризуются яркостной температурой излучения  $10^{10}$ – $10^{13}$  К, что свидетельствует о когерентном механизме излучения. Феноменологически пульсации радиоизлучения AD Leo подобны пульсирующим всплескам радиоизлучения Солнца IV типа. Это вызвало попытки объяснения пульсаций AD Leo МГД-колебаниями корональных магнитных арок [8] и пульсирующими режимами плазменных неустойчивостей [22].

Однако частотный дрейф пульсаций свидетельствует скорее в пользу квазипериодической инжекции потоков быстрых электронов. Механизм ускорения частиц в атмосфере AD Leo, следовательно, обеспечивает как заполнение источников ловушечного типа быстрыми электронами для генерации континуума ( $\sim 10^{35}$  эл.  $\text{с}^{-1}$ ), так и квазипериодическую инжекцию пучков электронов в арки. Таким механизмом может быть ускорение электронов в постоянном электрическом поле, вызванном движениями частично ионизированной плазмы в основаниях магнитных арок [23, 24]. Ускорительный механизм модулируется собственными колебаниями корональной магнитной арки — эквивалентного LRC-контура. LRC-модель [24, 25] дает возможность по периоду пульсаций радиоизлучения оценить величину электрических токов во вспышечных арках ( $3 \times 10^{11}$ – $10^{13}$  А) и запасенную в них энергию ( $10^{34}$ – $10^{37}$  эрг).

Наблюдения вспышки 31.12.1991 красного карлика UV Ceti на 100-метровом радиотелескопе в Эффельсберге [26] обнаружили серию нерегулярных узкополосных ( $\Delta\omega/\omega \sim 1$ – $3\%$ ) короткоживущих ( $\leq 0,1$  с) спайк-всплесков с яркостной температурой  $\sim 10^{12}$  К. На основе когерентного плазменного механизма радиоизлучения сделано предположение, что спайк-всплески возникают из-за рассеяния волн верхней гибридной частоты на неоднородностях плотности плазмы, образующихся под действием самой же плазменной турбулентности. По частоте, длительности, интенсивности, поляризации и ширине полосы излучения всплесков определены плотность плазмы ( $\sim 3 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-3}$ ), температура ( $\sim 10^7$  К), уровень плазменной турбулентности ( $w \sim 10^{-6}$ ), магнитное поле (300–800 Гс) и характерный размер неоднородности арки поперек поля ( $\sim 10^9$  см).

#### 5. Тесные двойные

Более высокую активность тесных двойных звездных систем по сравнению с активностью одиночных звезд связывают с быстрым осевым вращением и двойной природой. Тем не менее проблема энерговыделения в тесных двойных звездах, сопровождающегося нагревом и движениями звездной плазмы, генерацией ударных волн и ускорением заряженных частиц до высоких энергий, не решена. Наибольший прогресс в исследовании радиоизлучения таких объектов достигнут с помощью РСДБ-наблюдений. Наблюдения на частоте 5 ГГц с разрешением лучше угловой миллисекунды [27] выявили тонкую пространственную структуру всплесков UX Ari и Algol. Радиокарты состоят из компактного, менее размера активной звезды ( $< 0,4 \times 10^{-3}$  угл. с), ядра и гало, охватывающего обе компоненты двойной системы ( $3,2 \times 10^{-3}$  угл. с). При этом ядро совпадало с активным компонентом. Вспышечное излучение характеризуется потоками  $\sim 10^{-1}$ – $10$  Ян, т.е. яркостная температура может достигать  $10^{12}$ – $10^{16}$  К, что говорит о его когерентной природе. При интерпретации привлекают, как правило, ЭЦМ, либо синхротронное излучение релятивистских электронов. Указанные механизмы, однако, не объясняют особенностей поляризации, тонкой структуры и спектров радиоизлучения тесных двойных. В работе [28] приведены следующие аргументы в пользу плазменного механизма радиоизлучения тесных двойных. Во-первых, достаточно высокая, до  $10^8$  К, температура корон [14], затрудняющая выход излучения ЭЦМ и, наоборот, повышающая эффективность плазменного механизма. Во-вторых, обнаруженная поляризация излучения HR 1099 и UX Ari в виде обыкновенной волны [17]. В-третьих, быстрая переменность и U-образный спектр радиоизлучения.

В литературе обсуждаются возможности вспышечного энерговыделения между компонентами двойной системы. К ним относятся взаимодействия гигантских магнитных арок, принадлежащих различным компонентам, расположенные между звездами плотные токнесущие волокна, а также гигантские магнитные структуры, соединяющие оба компонента. В работе [29] исследована возможность вспышки в межзвездном волокне с током и показано, что диссипация тока величиной  $10^{12} - 10^{13}$  А в частично ионизованном веществе волокна может приводить к энерговыделению порядка  $10^{35} - 10^{37}$  эрг, достаточному для объяснения крупных вспышек в тесных двойных системах. При этом существенную роль в радиоизлучении таких вспышек может играть плазменный механизм. Чрезвычайно важным в этой связи представляется обнаружение интенсивного радиоизлучения между компонентами двойной звезды.

## 6. Заключение

В обзоре Железнякова [2] отмечено, что практически все известные механизмы радиоизлучения в космической плазме исследовались в применении к Солнцу. Однако условия реализации этих механизмов на звездах, как мы показали, могут существенно отличаться от соответствующих условий на Солнце. "Горячая" плазма корон звезд радикально меняет не только условия возбуждения волн, но и условия их трансформации и распространения. В частности, высокая температура короны снижает эффективность ЭЦМ, но благоприятна для плазменного механизма радиоизлучения. Мы рассмотрели природу радиоизлучения звезд, принадлежащих к поздним спектральным классам. Тем не менее плазменный механизм может играть существенную роль и в радиоизлучении звезд других классов, например, химически пекулярных звезд.

Наблюдения [30] на VLA (частота 1,4 ГГц) высоконаправленного, полностью поляризованного когерентного радиоизлучения магнитной химически пекулярной звезды CU Virginis были интерпретированы в [30] на основе ЭЦМ. Однако в модели ЭЦМ имеется не только проблема выхода излучения из источника, но и проблема объяснения ширины спектра. ЭЦМ предполагает, что гипотетический ускоритель поставляет электроны с энергией не более 10 кэВ. В работе [31] предложен плазменный механизм генерации радиоизлучения CU Vir и указаны факторы, способствующие сужению диаграммы плазменного радиоизлучения основного тона: магнитное поле, нелинейный индуцированный процесс рассеяния волн (мазер-эффект) и регулярная рефракция радиоволн в короне звезды. В результате ширина диаграммы излучения порядка  $3^\circ$ . Таким образом, когерентный плазменный механизм объясняет не только высокую яркостную температуру всплесков и 100%-ную поляризацию, но и узкую диаграмму направленности радиоизлучения CU Vir.

Дальнейший прогресс в понимании природы интенсивного радиоизлучения звезд и, следовательно, в создании физически обоснованных методов диагностики звездных корон и моделей вспышечного энерговыделения связан со специальными программами наблюдений. В этой связи представляются актуальными следующие наблюдения.

1. На одиночных радиотелескопах важны исследования тонкой структуры радиоизлучения (динамические спектры) в диапазоне от 1 до 43 ГГц. При этом исследование пульсаций радиоизлучения позволяет усовершенствовать "корональную сейсмологию", т.е. создать методы диагностики параметров плазмы и физических процессов в коронах звезд, в частности, процессов нагрева корон. По пульсациям, как было показано, можно оценивать вели-

чины электрических токов в арках и их энергию. Не исключены наблюдения тонкой структуры радиоизлучения типа "зебра" из "холодных" ( $\sim 10^6$  К) арок. Наблюдаемая на динамических радиоспектрах Солнца "зебра"-структура дает возможность по частотному интервалу между полосами излучения ( $\Delta\omega \sim \omega_c$ ) определить магнитное поле в короне. По всплескам в поглощении оцениваются параметры потоков высокоэнергетических электронов, инжектируемых в арки.

2. РСДБ предоставляет возможность исследовать формы радиокорон звезд, их структуру на разных частотах. В этой связи представляются актуальными и РСДБ-наблюдения выбросов корональной массы (coronal mass ejection, СМЕ). В обзоре [32] приведен список объектов-кандидатов на явления СМЕ. Ожидаемые потери массы на звездах при СМЕ на 2–8 порядков выше, чем на Солнце. Не исследованы межзвездные вспышки в двойных звездных системах. Пространственно-временные и поляризационные характеристики межзвездного источника радиоизлучения позволяют провести диагностику вспышек и приблизить нас к пониманию их природы. Недавнее сообщение J.F. Lestrade об обнаружении такого источника при РСДБ-наблюдениях вселяет оптимизм.

## Список литературы

- Gershberg R E, Pikel'ner S B *Comments Astrophys. Space Phys.* **4** 113 (1972)
- Железняков В В *Изв. вузов. Радиофизика* **26** 647 (1983)
- Hjellming R M, Gibson D M (Eds) *Radio Stars* (Astrophys. and Space Science Library, Vol. 116) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1985)
- Dulk G A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **23** 169 (1985)
- Kuijpers J *Solar Phys.* **121** 163 (1989)
- Bastian T S *Solar Phys.* **130** 256 (1990)
- van den Oord G H J, in *Radio Emission from the Stars and the Sun* (ASP Conf. Ser., Vol. 93, Eds A R Taylor, J M Paredes) (San Francisco, CA: Astron. Soc. of the Pacific, 1996) p. 263
- Bastian T S et al. *Astrophys. J.* **353** 265 (1990)
- Schrijver C J et al. *Solar Phys.* **187** 261 (1999)
- Benz A O, Conway J, Güdel M *Astron. Astrophys.* **331** 596 (1998)
- Pestalozzi M R et al. *Astron. Astrophys.* **353** 569 (2000)
- Lestrade J-F et al. *Astrophys. J.* **328** 232 (1988)
- White S M, in *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* (ASP Conf. Ser., Vol. 109, Eds R Pallavicini, A K Dupree) (San Francisco, CA: Astron. Soc. of the Pacific, 1996) p. 21
- Ottmann R, Schmitt J H M M *Astron. Astrophys.* **307** 813 (1996)
- Melrose D B *Space Sci. Rev.* **68** 159 (1994)
- Lim J *Astrophys. J.* **405** L33 (1993)
- White S M, Franciosini E *Astrophys. J.* **444** 342 (1995)
- Гинзбург В Л, Железняков В В *Астрон. журн.* **35** 694 (1958)
- Stepanov A V et al. *Astrophys. J.* **524** 961 (1999)
- Abada-Simon M et al., in *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* (ASP Conf. Ser., Vol. 64, Ed. J-P Caillault) (San Francisco, CA: Astron. Soc. of the Pacific, 1994) p. 339
- Ginzburg V L, Zaitsev V V *Nature* **222** 230 (1969)
- Guedel M et al. *Astron. Astrophys.* **220** L5 (1989)
- Stepanov A V et al. *Astron. Astrophys.* **374** 1072 (2001)
- Zaitsev V V, Urpo S, Stepanov A V *Astron. Astrophys.* **357** 1105 (2000)
- Zaitsev V V et al. *Astron. Astrophys.* **337** 887 (1998)
- Stepanov A V et al. *Astron. Astrophys.* **299** 739 (1995)
- Mutel R L et al. *Astrophys. J.* **289** 262 (1985)
- Степанов А В, в сб. *Астрофизика на рубеже веков. Труды Всероссий. конф., Пуццо, 17–22 мая 1999 г.* (Под ред. Н С Кардашева, Р Д Дагкесаманского, Ю А Ковалева) (М.: Янус-К, 2001) с. 127
- Ipatov A V, Stepanov A V *Vistas Astron.* **41** 203 (1997)
- Trigilio C et al. *Astron. Astrophys.* **362** 281 (2000)
- Куприянова Е Г, Степанов А В *Изв. вузов. Радиофизика* **44** 788 (2001)
- Houdebine E R, in *Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere — Prototypes of Stellar Magnetic Activity* (Eds Y Uchida, T Kosugi, H S Hudson) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996) p. 147