

# Проблема происхождения радиоизлучения «коричневых карликов»

## 1. Введение

Коричневыми карликами принято называть звезды с массами приблизительно от 0,01 до 0,08 масс Солнца. Температура в их недрах не достигает значений, необходимых для протекания реакции превращения водорода в гелий, которая обеспечивает длительное свечение обычных звезд. Вместе с тем коричневые карлики на начальном этапе своей жизни все же «сжигают» в термоядерных реакциях некоторые редкие элементы (дейтерий, литий), что делает их на определенном этапе эволюции похожими на звезды. Температура поверхности коричневых карликов обычно находится в пределах 1500 - 3000 К, причем на верхней границе температур они близки по своим параметрам к красным карликам. (см., например, обзоры [1] и [2]).

Недавно на крупных радиотелескопах (VLA, Australian Telescope Compact Array) было обнаружено необычно интенсивное радиоизлучение ультра-холодных звезд и коричневых карликов, спектральный класс которых более M7. Несмотря на небольшие размеры, порядка Юпитера ( $R_* \sim 0.1R_{\odot}$ ), потоки радиоизлучения на частотах 2-8 ГГц достигали нескольких мJy, что соответствует яркостной температуре излучения до  $T_b \sim 10^{13}$  К. При этом импульсы 100% поляризованного излучения регистрировались с интервалом 2-3 часа, совпадающим с периодом вращения звезды (Hallinan et al. 2006, ApJ, **653**, 690). Это свидетельствует о достаточно узкой диаграмме направленности излучения. Важно, что в отличие от известной закономерности для звезд поздних спектральных классов  $L_X/L_R \approx 10^{14-15}$  (Benz & Güdel, 1994, A&A **285**, 621), аналогичная величина для коричневых карликов на 2-4 порядка меньше (Ravi et al. 2011, ApJ **735**, L2).

Первые попытки объяснения особенностей такого излучения были предприняты на основе гиротронного механизма излучения ускоренных в магнитосфере/короне звезды электронов (Osten & Ray 2006, ApJ, **644**, L67). Однако гиротронным механизмом трудно объяснить высокую интенсивность и направленность излучения. Поэтому в настоящее время наиболее популярна интерпретация радиоизлучения коричневых карликов излучением электронного циклотронного мазера – ECM, генерируемого энергичными электронами с «конусом потерь» (Hallinan et al. 2008, ApJ, **684**, 644; Yu et al. 2011, A&A, **525**, A39). Очевидно, что ECM накладывает ограничения на параметры

источника. Для наблюдаемых частот 4.9 и 8.4 ГГц при излучении на электронной циклотронной частоте  $\nu = \nu_c$  магнитное поле в короне должно быть  $B \approx 1.7\text{--}3$  кГс. Аппроксимация дипольным магнитным полем предполагает существование на фотосфере звезды довольно большого магнитного поля  $B \approx 7$  кГс (Yu et al. 2011, A&A, **525**, A39).

При этом исключается из рассмотрения плазменный механизм радиоизлучения на том основании, что для его реализации требуется условие  $\nu_p \gg \nu_c$ , т.е. плотность плазмы в источнике должна быть  $\gg 3 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Известно, однако, что даже в случае  $\nu_c \approx 0.5\nu_p$  плазменный механизм излучения в коронах звёзд достаточно эффективен (Stepanov et al. 1999, ApJ, **524**, 961; Stepanov et al. 2001, A&A **374**, 1072; Зайцев и др. 2004, ПАЖ **30**, 362).

В работе предполагается исследовать возможность объяснения когерентного радиоизлучения коричневых карликов на основе плазменного механизма. Дело в том, что кроме высокой интенсивности и 100% поляризации плазменный механизм радиоизлучения на частоте вблизи верхнего гибридного резонанса способен объяснить и высокую направленность излучения. В изотропной плазме диаграмма направленности излучения основного тона соответствует дипольному излучению  $D(\theta) \propto \cos^2 \theta$ . Здесь  $\theta$  — угол между волновым вектором электромагнитной волны  $\mathbf{k}$  и вектором внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ . С ростом магнитного поля диаграмма излучения сужается (Stepanov et al. 2001, A&A **374**, 1072). Сужению диаграммы излучения способствует и высокий уровень плазменных волн, когда рассеяние волн на частицах носит индуцированный характер и интенсивность радиоизлучения пропорциональна  $\propto \exp(\tau \cos^2 \theta)$ , где  $\tau$  — оптическая толщина процесса. На это обстоятельство впервые обратили внимание Гинзбург и Зайцев (Nature, 1968, **222**, 230) при интерпретации радиоизлучения пульсаров. Регулярная рефракция радиоволн в короне с убывающей с высотой плотностью плазмы также приводит к сужению диаграммы излучения. Оба указанных обстоятельства позволили объяснить наблюдавшееся на VLA (Trigilio et al. 2000, A&A **362** 281) высоконаправленное, с шириной диаграммы  $\sim 5^\circ$ , радиоизлучение магнитной химически пекулярной звезды CU Virginis на основе плазменного механизма (Куприянова и Степанов, 2001, Изв. Вузов Радиофизика **44**, 788).

Таким образом, возможности плазменного механизма радиоизлучения в интерпретации интенсивного радиоизлучения звёзд ещё недостаточно исследованы. Плазменный механизм способен объяснить не только основные типы вспышечного радиоизлучения Солнца, включая суб-терагерцовое излучение вспышек, но, вероятно, и особенности радиоизлучения ультра-холодных звёзд и коричневых карликов. В настоящей работе мы обращаем внимание на возможность образования протяженных корон в магнитных петлях, возникающих в атмосферах коричневых карликов вследствие действия фотосферной конвекции.

Электрические токи, генерируемые в магнитных петлях фотосферной конвекцией, приводят к нагреву плазмы и «подъему» прижатой атмосферы, в результате чего на корональных уровнях выполняется условие  $v_p > v_c$ , необходимое для реализации плазменного механизма. Второе обстоятельство, на которое мы обращаем внимание, касается механизма накачки корон коричневых карликов энергичными частицами, которые поддерживают длительную генерацию интенсивного радиоизлучения указанных звезд.

## 2. Генерация магнитных трубок фотосферной конвекцией.

В дальнейшем для определенности рассмотрим параметры коричневого карлика TVLM 513-46546. Это массивный коричневый карлик M8,5V с массой  $M_* = 0,07M_{\oplus} = 0,14 \times 10^{33} \text{ г}$ , радиусом  $R_* \approx 0,1R_{\oplus} \approx 7 \times 10^9 \text{ см}$  и эффективной температурой  $T_{\text{eff}} \approx 2200 \text{ К}$ , удаленный на расстояние  $d \approx 10,6 \text{ пс}$ . Перенос энергии от центра звезды к поверхности в случае коричневых карликов осуществляется конвекцией. На фотосферных уровнях скорость конвекции для звезд поздних спектральных классов по разным оценкам варьируется от  $10^3 \div 10^4 \text{ см/с}$  (Mohanty, S., Basri, G., Shu, F., Allard, F., Chabrier, G., ApJ 571, 469-486, 2002) до  $1,4 \times 10^5 \text{ см/с}$  (Osterbrock, D.T., ApJ, 118, 529-546). Размер грануляционных ячеек для звезд M8V приблизительно совпадает с размером ячеек супергрануляции и составляет  $d \approx 1,4 \times 10^7 \text{ см}$  (Rucinski, S.M., Acta Astronomica, 29, 203, 1979).

Будем отсчитывать высоту в атмосфере коричневого карлика от уровня фотосферы, для которого оптическая толщина инфракрасного излучения в полосе  $J$  (с центром на  $\lambda = 1,2 \mu\text{м}$ ) равна единице:  $\tau_J(\lambda = 1,2 \mu\text{м}) = 1$ . На этой высоте при эффективной температуре  $T_{\text{eff}} \approx 2200 \text{ К}$  имеем следующие параметры (Mohanty, S., Basri, G., Shu, F., Allard, F., Chabrier, G., ApJ 571, 469-486, 2002):

- концентрация атомов водорода  $n_a \approx 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,

- степень ионизации  $\frac{n_e}{n_a} \approx 10^{-7}$ ,

- эффективные частоты столкновений  $\nu_{en} \approx 10^{12} \text{ Hz}$ ,  $\nu_{in} \approx 10^{10} \text{ Hz}$ ,  $\nu_{ei} \approx 10^{10} \text{ Hz}$ ,  $\nu_{ie} \approx 10^5 \text{ Hz}$ ,

- гирочастоты электронов и ионов при магнитном поле  $B = 1 \text{ kG}$ :

$\omega_e = eB/m_e c = 1,9 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_i = eB/m_i c = 4,4 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ .

Фотосферная конвекция приводит к разбиению магнитного поля коричневого карлика на тонкие магнитные трубки. Например, в случае формирования магнитных трубок в узлах

нескольких ячеек грануляции сходящимися потоками фотосферной плазмы уравнения для компонент магнитного поля  $B_z(r)$ ,  $B_\varphi(r)$  в вертикальной цилиндрической трубке имеют следующий вид ( Khodachenko, M.L., Zaitsev, V.V., Astrophys. Space Sci., 279, 389, 2002)

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

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_\varphi}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)} \quad (1a)$$

Пусть для определенности скорость конвективного движения плазмы вблизи магнитной трубки равна

$$\begin{aligned} V_r(r) &= -V_0 r / r_1, \quad V_z(r) = V_{z0} = \text{const} \quad \text{при } r < r_1 \\ V_r(r) &= -V_0 r / r_1, \quad V_z(r) = 0 \quad \text{при } r > r_1, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $r_1$  – радиус магнитной трубки, а значения  $V_{z0}$  и  $\text{const}$  находятся из уравнения непрерывности в предположении экспоненциальной зависимости плотности от координаты  $z$ .

В формулах (1)  $\sigma = \frac{ne^2}{m_e(v_{ei} + v_{ea})}$  – кулоновская проводимость,  $F = \rho_a / \rho$  – относительная

плотность нейтралов,  $\alpha = \sigma F^2 [c^2 n m_i v_{ia} (2 - F)]^{-1}$  ( $a$  – атомы,  $i$  – ионы,  $e$  – электроны),  $r, \varphi, z$  – цилиндрические координаты. Второе слагаемое в знаменателях уравнений (1, 1a) связано с вкладом проводимости Каулинга в эффективную проводимость частично ионизированной плазмы. В фотосфере коричневого карлика на уровне  $\tau_j(\lambda = 1,2 \mu m) = 1$  эффективная проводимость  $\sigma_{eff} = \sigma / (1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2))$  совпадает с кулоновской проводимостью  $\sigma$ , так как

$\alpha(B_z^2 + B_\varphi^2) \approx \frac{\omega_e \omega_i}{V_{en} V_{in}} \approx 8,4 \times 10^{-6} \ll 1$ . В этом случае, как следует из (1), радиус магнитной

трубки

$$r_1 \approx c^2 / 2\pi\sigma |V_0| \approx 1,4 \times 10^7 \text{ см} \quad (3)$$

при скорости  $|V_0| \approx 10^4 \text{ см/с}$ , т.е. порядка размера ячейки грануляции.

Шкала неоднородной атмосферы над фотосферой

$$H = \frac{\kappa_B T_{eff}}{m_H G M_*} \approx 9,5 \text{ км} \quad (4)$$

где  $m_H$  – масса атома водорода, основного элемента атмосферы звезды,

$G = 6,67 \times 10^{-8} \text{ см}^3 / \text{г} \text{ с}^2$  – гравитационная постоянная. Поскольку атмосфера звезды сильно

прижата вследствие малости шкалы высот, то уже на высотах  $z \geq 65 \text{ км}$  выполняется условие

$\alpha(B_z^2 + B_\phi^2) \approx \frac{\omega_e \omega_i}{V_{en} V_{in}} \gg 1$  и радиус трубки теперь зависит от величины магнитного поля в

трубке ( Khodachenko, M.L., Zaitsev, V.V., *Astrophys. Space Sci.*, 279, 389, 2002):

$$r_1 \approx \frac{F^2}{2-F} \frac{B_z^2(0) - B_z^2(\infty)}{12\pi m_e m_{Na} V_{in} |V_0|} \quad (5)$$

В формуле (5)  $m_{Na} = 3,82 \times 10^{-23} \text{ г}$  - масса атома натрия, определяющего степень ионизации в фотосфере коричневого карлика. Полагая  $B_z^2(0) \gg B_z^2(\infty)$ ,

$F = 1$ ,  $V_{in} = 10^6 \text{ Гц}$ ,  $|V_0| = (10^4 - 10^5) \text{ см/с}$  при  $z=65 \text{ км}$ , и предполагая, что радиус трубки

имеет величину порядка размера ячейки грануляции  $r_1 \approx d \approx 1,4 \times 10^7 \text{ см}$ , получим значение магнитного поля в трубке

$$B_z \approx \sqrt{r_1 |V_0| / 1,6 \times 10^5} \approx (1 \div 3) 10^3 \text{ Гс} \quad (6)$$

Эти магнитные поля существенно меньше магнитных полей  $B = 7 \text{ кГ}$ , необходимых для реализации циклотронного мазерного механизма радиоизлучения коричневых карликов (Hallian, S.Yu., et.al, *A&A*, 525, A39, 2011).

### 3. Электрические токи в магнитных трубках.

Уравнения (1) и (5) позволяют определить полный электрический ток  $I_z$ , протекающий через сечение магнитной трубки параллельно ее оси (Stepanov, A.V., Zaitsev, V.V., Nakariakov, V.M., *Coronal Seismology*, WILEY-VCH, 2012, P.18.):

$$I_z = \int_0^\infty j_z 2\pi r dr = \frac{bc r_1}{2} [B_z(\infty) - B_z(0)], \quad (6)$$

который зависит от радиуса трубки и степени скрученности магнитного поля

$$b = \frac{B_\phi(r_1)}{B_z(r_1) - B_z(0)} \quad (7)$$

Ток можно выразить через параметры плазмы и скорость конвекции, если в (6) подставить выражение (5) для радиуса трубки:

$$I_z = - \frac{cbF^2 [B_z(0) - B_z(\infty)]^2 [B_z(0) + B_z(\infty)]}{24\pi(2-F)nm_i V_{in}' V_0} \quad (8)$$

Полагая для определённости  $b \approx -\frac{B_\phi(r_1)}{B_z(0)} \approx -(0,1 \div 0,3)$ , что типично, например, для магнитных трубок на Солнце, получим оценку величины продольных токов  $I_z \approx (0,7 \div 2) \times 10^{10} \text{ А}$  для

скорости конвекции  $|V_0| \approx 10^4 \text{ см/с}$  и параметров фотосферы на высоте 65 км над уровнем  $\tau_j = 1$ , если принять значение магнитного поля на оси трубки  $B_z(0) = 10^3 \text{ Гс}$ .

#### 4. Диссипация токов и образование плотной короны.

Омическая диссипация электрических токов, текущих внутри магнитной трубки, приводит к нагреву плазмы и увеличению ее концентрации на корональных уровнях за счет подъема плазмы из фотосферно - хромосферных оснований трубки. Компоненты плотности электрического тока в цилиндрической трубке

$$\vec{j} = \left[ j_r = 0, \quad j_\phi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}, \quad j_z = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} \right] \quad (9)$$

задаются формулами (1). Скорость нагрева плазмы вследствие диссипации электрических токов:

$$q_j(r) = \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B} \right) \vec{j} = \frac{j^2}{\sigma} + \frac{F^2}{(2-F)c^2 n m_i v_{ia}} (\vec{j} \times \vec{B})^2. \quad (10)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (10) описывает диссипацию тока  $\vec{j}$  в магнитной трубке вследствие классической проводимости, обусловленной столкновениями электронов с ионами и атомами. Второе слагаемое в правой части уравнения (10) описывает диссипацию тока за счет столкновений ионов с атомами. С учетом (1) формулу (10) можно представить в виде

$$q_j(r) = \frac{\sigma V_r^2 B^2}{c^2} \frac{1}{1 + \alpha B^2} = \frac{2-F}{F^2} n_e m_i v_{ia} V_r^2 \quad (11)$$

Здесь  $B^2 = B_\phi^2 + B_z^2$  и предполагается выполненным условие  $\alpha B^2 \gg 1$ . Как было показано выше, последнее условие для коричневого карлика M8,5V выполняется для высот  $z > 65 \text{ км}$ , отсчитываемых от уровня фотосферы  $\tau_j(\lambda = 1,2 \mu\text{м}) = 1$ . Рассмотрим возможность нагрева плазмы до температуры  $T \approx 10^6 \text{ К}$  за счет диссипации электрического тока. Для нагрева необходимо, чтобы скорость нагрева превышала потери на оптическое излучение, т.е.

$$q_{rad} = n_e (n_e + n_a) \chi(T) < q_j \quad (12)$$

Здесь  $\chi(T = 10^6 \text{ К}) \approx 10^{-21,94}$  - функция радиационных потерь. Эффективную частоту столкновений ионов с нейтральными атомами представим в виде

$v_{ia} \approx 1,6 \times 10^{-11} F(n_e + n_a) \sqrt{T} \text{ эц}$ . Модифицированная формула Саха (Brown, J.C., Solar Phys.,

29,421-423, 1973) для температуры  $T = 10^6 \text{ К}$  дает относительную долю нейтральных атомов

водорода  $F = 10^{-2}$  при общей концентрации частиц  $(n_e + n_a) = 4.2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При указанных значениях  $\chi, v_{ia}, F$  неравенство (12) выполняется при скоростях конвекции  $V_r > 7,7 \times 10^3 \text{ см/с}$ . Это означает, что при характерных для коричневых карликов скоростях фотосферной конвекции  $10^4 \div 10^5 \text{ см/с}$  электрические токи нагревают плазму в основаниях магнитных трубок до температур  $T \geq 10^6 \text{ К}$ , в результате чего шкала неоднородной атмосферы достигает значений  $H \geq 4,3 \times 10^8 \text{ см}$ . В этом случае концентрация плазмы уменьшается от значений  $(n_e + n_a) = 4.2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  на высоте  $z = 65 \text{ км}$ , начиная с которой реализуется нагрев плазмы электрическими токами, до значений  $2,4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$  на масштабе  $z \approx 6 \times 10^9 \text{ см}$ , сравнимом с радиусом звезды. При этом плазменная частота на всем интервале высот, где реализуется нагрев, существенно превышает гирочастоту электронов,  $\omega_p \gg \omega_e$ , что предполагает более существенную роль плазменного механизма радиоизлучения коричневых карликов по сравнению с электронным циклотронным мазерным механизмом. На корональных уровнях скорость нагрева плазмы электрическими токами в соответствии с (10) дается формулой

$$q = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_\phi^2 j_z^2}{(2-F)c^2 n m_i v_{ia}'} \quad (13)$$

причем первым слагаемым в (13) можно пренебречь при условии  $(\omega_e \omega_i / v_{ei} v_{ia}') \gg 1$ . Если эффективность столкновений ионов с нейтральными атомами определяется сечением перезарядки, тогда в интервале температур  $10^5 \leq T \leq 10^7$  эффективная частота столкновений  $v_{ia}' \approx 10^{-11} F n T^{1/2}$ . Относительную массу нейтралов можно представить в виде (Verner, D.A.; Ferland, G.J., Atomic Data for Astrophysics. I. Radiative Recombination Rates for H-like, He-like, Li-like, and Na-like Ions over a Broad Range of Temperature, Astrophysical Journal Supplement//1996, V.103, P.467.

McWhirter, R.W.P., "Spectral Intensities", in Plasma Diagnostic Techniques,)

$$F(T) = \frac{\xi(T)}{T} \quad (14)$$

где функция  $\xi(T) \approx 0,15$  слабо зависит от температуры при  $T \geq 10^6 \text{ К}$ . С учетом сказанного и пренебрегая в правой части формулы (31) первым слагаемым, получим для удельной мощности нагрева

$$q \approx 2,6 \times 10^{-9} \frac{I^4}{n^2 r_0^6 T^{3/2}} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \quad (15)$$

Мощность нагрева уменьшается с увеличением температуры и при достаточно высоких температурах нагрев будет уравниваться радиационными потерями, которые при  $T \geq 5 \times 10^6 \text{ K}$  можно аппроксимировать функцией [McWhirter, R.W.P.; Thonemann, P.C.; Wilson, R., The heating of the solar corona. II - A model based on energy balance, Astronomy and Astrophysics//1975, V. 40, P. 63-73.]

$$q_R \approx 3 \times 10^{-27} n^2 T^{1/2}. \quad (16)$$

Тогда из условия  $q \approx q_R$  можно оценить электрический ток  $I \geq 3 \times 10^{10} \text{ A}$ , который способен поддерживать на корональных уровнях достаточно высокую температуру  $T \geq 5 \times 10^6 \text{ K}$ .

### 5. Механизмы накачки магнитных трубок энергичными электронами.

Радиоизлучение с высокой яркостной температурой генерируется в активных областях коричневого карлика, по всей вероятности, непрерывно. Об этом свидетельствует повторяемость радиоизлучения с периодом вращения звезды вокруг своей оси. Это означает, что если активная область в короне коричневого карлика представляет собой совокупность тонких магнитных петель с током, сформированных фотосферной конвекцией, то магнитные петли должны постоянно пополняться энергичными частицами, чтобы скомпенсировать потери, связанные с уходом частиц в конус потерь. Как было показано выше, конвективные потоки фотосферной плазмы, взаимодействуя с магнитным полем в основаниях петли, генерируют электрический ток, который течет от одного основания петли через корональную часть к другому основанию и замыкается в фотосфере, где выполняется условие  $\omega_i \omega_e / v_{ea} v_{ia} \ll 1$  и проводимость становится изотропной. Таким образом, магнитная петля с фотосферным токовым каналом представляет собой эквивалентный электрический контур (Zaitsev, V.V., Stepanov, A.V., Uro, S., A&A, 337, 887-896, 1998), собственная частота которого зависит от величины постоянной составляющей электрического тока  $I_0$ , радиуса  $r_2$ , концентрации  $n_2$ , а также длины  $l$  корональной части петли:

$$v_{RLC} \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{2\pi\Lambda}} \frac{I_0}{cr_2^2 \sqrt{n_2 m_i}}, \quad \Lambda = \ln \frac{4l}{\pi r_2} - \frac{7}{4} \quad (13)$$

Полагая  $r_2 \approx 10^8 \text{ см}$ ,  $n_2 \approx 2,4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $I_0 \approx 7 \times 10^9 \text{ A}$ ,  $l \approx 6,2 \times 10^9 \text{ см}$ , получим из (13) оценку частоты собственных колебаний эквивалентного электрического контура:  $v_{RLC} \approx 7,8 \times 10^{-3} \text{ Гц}$

(период 128 сек.). С колебаниями электрического тока в контуре связаны колебания азимутальной компоненты магнитного поля в магнитной петле,  $B_\varphi(r,t) = 2rI_z(t)/cr_2^2$ . Эти колебания, в свою очередь, согласно уравнению  $rot\vec{E} = -(1/c)\partial\vec{B}_\varphi/\partial t$ , приводят к генерации направленного вдоль оси трубки электрического поля. Полагая  $I_z(t) = I_0 + \Delta I \sin(2\pi\nu_{RLC}t)$ , получим среднее по сечению трубки электрическое поле

$$\bar{E}_z = \frac{4\nu_{RLC}I_0}{3c^2} \frac{\Delta I}{I_0} \quad (14)$$

В самосогласованном уравнении эквивалентного электрического контура сопротивление и емкость оказываются зависящими от электрического тока (Zaitsev, V.V., Stepanov, A.V., Угро, S., A&A, 337, 887-896, 1998), поэтому можно методом Ван дер Поля определить амплитуду пульсаций в стационарном режиме (Zaitsev, V.V., Stepanov, A.V., Kaufmann, P., [Solar Phys. 2014](#)):  $\Delta I / I_0 \approx (1 \div 5)10^{-2}$ . Тогда из формулы (14) получаем при  $I_0 \approx 7 \times 10^9$  А,  $\Delta I / I_0 \approx (1 \div 5)10^{-2}$  следующее значение электрического поля:

$$\bar{E}_z \approx 2,4 \times 10^{-6} \text{ cгг} \approx 7,2 \times 10^{-4} \text{ в/см}.$$

Для реализации плазменного механизма радиоизлучения коричневого карлика в наблюдаемом интервале частот  $f_p = 1,4 - 7,7 \text{ ГГц}$  необходима концентрация плазмы  $n = 2,4 \times 10^{10} \div 8,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , если частота радиоизлучения совпадает с плазменной частотой, и  $n = 6 \times 10^9 \div 2,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , если частота радиоизлучения соответствует гармонике плазменной частоты. Для указанных значений концентрации и температуры плазмы поле Драйсера, определяющее энергию и потоки ускоренных электронов, может в зависимости от параметров варьироваться в пределах

$$E_D = 6 \times 10^{-8} \frac{n}{T} \text{ в/см} = 7 \times 10^{-5} \div 10^{-2} \text{ в/см} \quad (15)$$

а отношение ускоряющего поля к полю Драйсера  $\bar{E}_z / E_D \approx 7 \times 10^{-2} \div 10$ . Таким образом, ускоряющие поля могут быть достаточно большими и даже супердрайсеровскими, что обеспечивает достаточно большие концентрации энергичных частиц и большие значения яркостных температур радиоизлучения при реализации плазменного механизма.

## 6. Параметры плазменной турбулентности.

Яркостная температура при реализации мазер-эффекта плазменного механизма радиоизлучения (Stepanov, A.V., Zaitsev, V.V., Nakariakov, V.M., [Coronal Seismology, WILEY-VCH, 2012, P.18.](#)):

$$T_b \approx 3 \frac{m_i}{m} T \exp\left(\frac{\pi\sqrt{3}}{108} \frac{m}{m_i} \frac{v}{c} \frac{\omega_p}{v_T} L_N w\right) \quad (16)$$

Примем для оценок  $V = 10^{10} \text{ см/с}$  - скорость быстрых частиц,  $V_T = 5 \times 10^8 \text{ см/с}$  - тепловая скорость электронов,  $L_N \approx r \approx 10^8 \text{ см}$  - масштаб изменения концентрации в источнике радиоизлучения в предположении преимущественного возбуждения плазменных волн перпендикулярно оси трубки (конусная неустойчивость),  $\omega_p = 2\pi \times 8,5 \cdot 10^9$ ,  $T \approx 10^6 \text{ К}$ . Тогда из формулы (16) следует, что яркостной температуре  $T_b = 10^{13} \text{ К}$  соответствует отношение плотности энергии плазменных волн к плотности тепловой энергии плазмы  $W_L / n k_B T \approx 8 \times 10^{-5}$

## 7. Обсуждение. Выводы.

## 8. Литература.

1. Burrows A., Liebert J.// *Reviews of Modern Physics*. 1993. V.65. P.301.
2. Helling C., Casewell S.// *Astron. Astrophys. Rev.* 2014. V.22. P.2.
3. Hallinan G., Antonova A., Doyle J.G., Bourke S., Brisken W.F., Golden A.// *Astrophys. J.* 2006. V.653. P.690.
4. Benz A.O., Güdel M.// *Astron. Astrophys.* 1994. V.285. P.621.
5. Ravi V., Hallinan G., Hobbs G., Champion D.J.// *Astrophys. J.* 2011. V.735. P.L2.
6. Osten R., Jayawardhana R.// *Astrophys. J.* 2006. V.644. P.L67.
7. Hallinan G., Antonova A., Doyle J.G., Bourke S., Lane C., Golden A.// *Astrophys. J.* 2008. V.684. P.644.
8. Yu S., Hallinan G., MacKinnon A.L., Antonova A., Kuznetsov A., Golden A., Zhang Z.H.// *Astron. Astrophys.* 2011. V.525. P.A39.
9. Stepanov A.V., Kliem D., Kruger A., Hildebrandt J., Garaimov V.I.// *Astrophys. J.* 1999, V.524. P.961.
10. Stepanov A.V., Kliem B., Zaitsev V.V., Fürst E., Jessner A., Krüger A., Hildebrandt J., Schmitt J.H.M.M.// *Astron. Astrophys.* 2001. V.374 P.1072.
11. Зайцев В.В., Кисляков А.Г., Степанов А.В., Клим Б., Фюрст Э.// *Письма в АЖ.* 2004. Т.30, С.362.
12. Ginzburg V.L., Zaitsev V.V.// *Nature.* 1968. V.222. P.230.
13. Trigilio C., Leto P., Leone F., Umana G., Buemi C.// *Astron. Astrophys.* 2000. V.362. P.281.
14. Куприянова Е.Г., Степанов А.В.// *Изв. вузов. Радиофизика.* 2001. Т.44. С.788.
15. Mohanty S., Basri G., Shu F., Allard F., Chabrier G.// *Astrophys. J.* 2002. V.571. P.469.

16. Osterbrock D.T.// *Astrophys. J.* V.118. P.529.
17. Ručinski S.M.// *Acta Astronomica.* 1979. V.29. P.203.
18. Mohanty S., Basri G., Shu F., Allard F., Chabrier G.// *Astrophys. J.* 2002. V.571. P.469.
19. Khodachenko M.L., Zaitsev V.V.// *Astrophys. Space Sci.* 2002. V.279. P.389.
20. Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Nakariakov V.M.// *Coronal Seismology: Waves and Oscillations in Stellar Coronae.* 2012. WILEY-VCH Verlag GmbH&Co. P.212.
21. Brown J.C.// *Solar Phys.* 1973. V.29. P.421.
22. Verner D.A., Ferland G.J.// *Astrophys. J. Suppl.* 1996. V.103, P.467.
23. McWhirter R.W.P., "Spectral Intensities", in *Plasma Diagnostic Techniques.*
24. McWhirter R.W.P., Thonemann P.C., Wilson R.// *Astron. Astrophys.* 1975. V.40. P.63.
25. Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Urpo S.// *Astron. Astrophys.* 1998. V.337. P.887.
26. Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Kaufmann P.// *Solar Phys.* 2014. V.289. P.3017.