

НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ

В.В. Зайцев

PLASMA HEATING AT PARAMETRIC EXCITATION OF ACOUSTIC OSCILLATIONS IN CORONAL MAGNETIC LOOPS

V.V. Zaitsev

Рассмотрен нагрев плазмы в корональных магнитных петлях, обусловленный диссипацией звуковых колебаний, возбуждаемых при параметрическом резонансе с 5-минутными осцилляциями скорости фотосферной конвекции. Определена энергия звуковых колебаний в корональной магнитной петле, скорость диссипации звуковых колебаний и соответствующая функция нагрева корональной плазмы. Вычислена максимальная температура в вершине петли и ее зависимость от скорости фотосферных осцилляций, длины петли и величины электрического тока в петле. Показано, что рассмотренный механизм может объяснить происхождение квазистационарных рентгеновских петель с температурами 3–6 МК.

The study considers plasma heating in coronal magnetic loops caused by dissipation of acoustic oscillations excited under parametric resonance with 5-min oscillations of the photospheric convection velocity. The energy and velocity of dissipation of acoustic oscillations in a coronal magnetic loop and corresponding heating function are determined. Maximum temperature in the top of the loop and its dependence on photospheric convection velocity, loop length, and value of current in the loop are evaluated. It is shown that mechanism under considered can explain the origin of quasi-stationary X-ray loops with temperatures of about 3–6 MK.

1. Одним из самых энергетически емких источников нагрева корональной плазмы является фотосферная конвекция, которая может возбуждать в корональных магнитных петлях волны, диссипация которых приводит к нагреву. В применении к Солнцу эта возможность рассматривалась Айонсоном [1], а в применении к красным карликам – Маллэном и Джонсоном [2]. Для того чтобы конвекция эффективно возбуждала волны в корональных магнитных петлях, необходимо совпадение периода глобальной моды в петле с характерным временным масштабом τ_c фотосферной конвекции. Для Солнца хорошо изучены так называемые 5-минутные осцилляции скорости фотосферной конвекции, связанные с глобальными колебаниями Солнца как газового шара. Периоды этих осцилляций заключены в пределах $\approx 100\text{--}400$ с, при этом максимум спектра приходится на период 300 с. Для звезд типа красных карликов временные масштабы фотосферной конвекции $\tau_c \approx 60\text{--}180$ с [3]. Глобальная альфвеновская мода в корональных магнитных петлях в солнечной короне имеет периоды $P_A \approx 0.5\text{--}5$ с [4], которые сильно отличаются от временных масштабов фотосферной конвекции. Поэтому фотосферная конвекция не может эффективно возбуждать альфвеновские волны. С другой стороны, медленные магнитозвуковые волны в корональных магнитных петлях могут иметь периоды, совпадающие с временными масштабами фотосферной конвекции, а также с периодами 5-минутных фотосферных осцилляций. Поэтому звуковые колебания могут возбуждаться в корональных магнитных петлях за счет фотосферной конвекции, и энергия последней через процесс диссипации звуковых колебаний может переходить в тепловую энергию корональной плазмы. Причина возбуждения звука во всем объеме петли может быть обусловлена параметрическим резонансом между собственными звуковыми колебаниями коро-

нальной магнитной петли и 5-минутными фотосферными осцилляциями [5]. пятиминутные колебания скорости фотосферной конвекции модулируют эффективную электродвижущую силу, сосредоточенную в основании петли. В результате модулируется электрический ток, текущий вдоль петли, а также величина скорости звука. Если при этом период собственных звуковых колебаний магнитной петли близок 10 мин (условие резонанса), возникает параметрический резонанс и в корональной магнитной петле происходит возбуждение звуковых колебаний. В дальнейшем наличие параметрического резонанса в активных областях было подтверждено наблюдениями микроволнового излучения на частоте 11 ГГц [6]. Поскольку 5-минутные фотосферные колебания не могут непосредственно проникать в корону, параметрический резонанс может служить эффективным каналом передачи энергии фотосферных осцилляций в верхние слои солнечной атмосферы. Это открывает важные перспективы в понимании механизмов нагрева корональной плазмы.

2. Возможность возбуждения звуковых колебаний в токнесущих корональных магнитных петлях при параметрическом резонансе с 5-минутными осцилляциями скорости фотосферной конвекции была рассмотрена в работе [5]. Предположим, что скорость фотосферной конвекции колеблется около среднего значения (например, вследствие 5-мин фотосферных осцилляций) по закону $|V_r| = V_0 + V_{\approx} \sin \omega t$ при $|V_{\approx}| \ll V_0$. Тогда возникнут вынужденные осцилляции тока, текущего вдоль петли $I_z = I_0 + I_{\approx}$, относительная амплитуда которых дается формулой

$$\frac{I_{\approx}^m}{I_0} \approx \frac{hV_{\approx}}{\omega L r_0}, \quad (1)$$

где $h = 500\text{--}1000$ км – интервал высот, где действует э.д.с., r_0 – радиус магнитной трубки в основании

петли, L – индуктивность петли как эквивалентного электрического контура [7]. Из условия равновесия трубки по радиальной переменной следует, что давление в трубке также будет периодически изменяться с амплитудой:

$$p_s = \frac{4}{3} \frac{I_0 I_s}{\pi c^2 r^2}, \quad (2)$$

где c – скорость света, r – радиус трубки в ее корональной части, который считается постоянным. В результате скорость звука будет иметь периодическую модуляцию с периодом 5-минутных осцилляций и уравнение для звуковых колебаний принимает вид:

$$\frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} + \omega_0^2 (1 + q \cos \omega t) V_z = 0, \quad (3)$$

где

$$\omega_0^2 = k_{\parallel}^2 c_{s0}^2, \quad k_{\parallel} = \frac{s\pi}{l}, \quad s = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

$$q = \frac{4}{3} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{I_0 I_s}{\pi c^2 r^2 p_0}. \quad (5)$$

В уравнениях (4), (5) $c_{s0} = (\gamma k_B T_0 / m_i)^{1/2}$ – скорость звука, $p_0 = 2nk_B T_0$ – давление, T_0 – невозмущенная температура, $\gamma = c_p / c_v$ – отношение теплоемкостей. Выражение (3) представляет собой уравнение Матье (см., например, [8]), описывающее параметрическую неустойчивость. Параметрическая неустойчивость возникает в узких зонах вблизи частот

$$\omega_n = \frac{n\omega}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (6)$$

Это означает, что, если, например, на корональную магнитную петлю воздействуют 5-мин фото-сферные колебания, то в петле возможно возбуждение акустических колебаний с периодами 10, 5, 3.3 мин и т. д. Возбуждение, однако, будет иметь место лишь в том случае, когда собственная частота акустических колебаний петли ω_0 попадает в первую зону неустойчивости, т. е. она близка $\omega/2$. Ширина этой зоны имеет величину порядка q , а именно

$$-\frac{q\omega_0}{2} < \frac{\omega}{2} - \omega_0 < \frac{q\omega_0}{2}. \quad (7)$$

Это означает, что корональная магнитная петля должна иметь подходящую длину, чтобы 5-минутные фотосферные осцилляции возбудили в ней звуковые колебания. В этом случае энергия 5-минутных фотосферных колебаний, которые в обычных условиях отражаются от температурного минимума, будет проникать высоко в корону и может служить источником нагрева плазмы в корональной магнитной петле.

3. Амплитуда скорости в звуковых колебаниях v связана с амплитудой давления p_s соотношением $v = p_s / \rho_0 c_{s0}$, где ρ_0 – невозмущенное значение плотности плазмы. Тогда с учетом соотношения (2) получим следующую формулу для средней плотности энергии звуковых колебаний:

$$W_s = \frac{\rho_0 v^2}{2} = \frac{16}{18} \frac{1}{\rho_0 c_{s0}^2} \left(\frac{I_0^2}{\pi c^2 r^2} \right)^2 \left(\frac{I_s}{I_0} \right)^2, \quad (8)$$

из которой следует, что W_s зависит от амплитуды осцилляций электрического тока, модулируемого 5-минутными колебаниями скорости фотосферной конвекции. Амплитуду I_s можно определить из анализа низкочастотной модуляции микроволнового излучения корональных магнитных петель [9]. В микроволновом излучении всплеск довольно часто наблюдается узкополосная модуляция с частотой порядка долей герца, связанная с собственными колебаниями петли как эквивалентного электрического контура. В этом случае частота колебаний зависит от величины электрического тока в контуре через самосогласованное магнитное поле, а большая индуктивность петли обеспечивает высокую добротность колебаний. При достаточно больших значениях тока в петле

$$I > crB_z(0)/2,$$

где $B_z(0)$ – магнитное поле на оси петли. Собственная частота эквивалентного электрического контура пропорциональна величине тока [10]:

$$v_{\text{RLC}} \approx \frac{I}{2\pi cr^2 \sqrt{2\pi \Lambda n_0 m_i}}, \quad \Lambda = \ln \frac{4l}{\pi r} - \frac{7}{4}, \quad (9)$$

где l – длина петли. Поэтому, когда 5-минутные фотосферные колебания модулируют величину электрического тока в петле, собственная частота эквивалентного контура будет также промодулирована периодом 5 мин, причем относительная глубина модуляции частоты будет совпадать с относительной глубиной модуляции электрического тока. Относительная глубина модуляции частоты v_{RLC} составляет величину порядка одного или нескольких процентов, поэтому для дальнейших оценок можно принять

$$\frac{I_s}{I_0} \approx \frac{\Delta v_{\text{RLC}}}{v_{\text{RLC}}} \approx 10^{-2}. \quad (10)$$

Из (8) и (10) следует, что при достаточно больших значениях электрического тока в корональной магнитной петле плотность энергии возбуждаемых звуковых колебаний может составлять заметную часть плотности тепловой энергии плазмы (до нескольких процентов).

4. Диссипативные эффекты, такие как проводимость, вязкость и теплопроводность, приводят к переходу энергии звуковых колебаний в тепло. Если декремент затухания энергии звуковых колебаний $\gamma_s \ll \omega$, то энергия, переходящая в тепло в единицу времени и в единице объема вследствие диссипации звуковых колебаний, или «функция нагрева», будет равна

$$H = \gamma_s W_s. \quad (11)$$

Декремент γ_s в случае звуковых волн можно представить в виде [11]:

$$\gamma_s = \gamma_{\text{дж}} + \gamma_{\text{вязк}} + \gamma_{\text{тепл}}, \quad (12)$$

где слагаемые, обусловленные проводимостью, вязкостью и теплопроводностью, равны

$$\gamma_{\text{дж}} = \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{c_s^2}{c_A^2} k^2, \quad \gamma_{\text{вязк}} = 0.18\omega^2\tau_{i,e},$$

$$\gamma_{\text{тепл}} = 0.12 \frac{m_i}{m_e} \omega^2\tau_{i,e}, \quad (13)$$

где σ – проводимость, c_A – альфвеновская скорость, $\tau_{i,e}$ – характерные времена столкновений ионов с ионами и электронов с ионами соответственно. Оценка слагаемых в (12) показывает, что основной вклад в диссипацию ионного звука вносит электронная теплопроводность с декрементом $\gamma_{\text{тепл}} \sim 7 \cdot 10^{-2} \omega$ (для $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10^6 \text{ К}$, $\omega \approx 0.02 \text{ с}^{-1}$). Поэтому с учетом (8) и (10) для функции нагрева можно записать следующую формулу:

$$H = b \frac{T^{1/2}}{n^2} \left(\frac{I_0^2}{c^2 r^2} \right)^2 \omega^2 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$$

$$b = 1.5 \cdot 10^{15} \left(\frac{hV_{\approx}}{\omega L r_0} \right)^2 \quad (14)$$

Необходимое условие нагрева заключается, очевидно, в том, чтобы функция нагрева превышала радиационные потери, т.е. $H \geq H_R = n^2 \chi(T)$. Максимальное значение $\chi(T) = 10^{-21.2}$ имеет место при $T \approx 10^6 \text{ К}$ [12]. Полагая $n \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10^6 \text{ К}$, $\omega \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ (что соответствует периоду колебаний 5 мин), получим условие нагрева $B_{\phi} \approx (I_0 / cr) \geq 10 \text{ Гс}$. Здесь B_{ϕ} представляет собой непотенциальную часть магнитного поля, связанную с протеканием электрического тока вдоль корональной магнитной петли, и соответствует весьма слабой скрученности магнитного поля в реально наблюдаемых петлях с магнитным полем $10^2 - 10^3 \text{ Гс}$. Полученная оценка B_{ϕ} соответствует электрическому току через поперечное сечение петли $I_0 \geq 10^{10} \text{ а}$.

Таким образом, параметрический резонанс становится эффективным источником нагрева плазмы, если электрический ток в петле превышает некоторое критическое значение. Второе необходимое условие – петля должна иметь подходящую длину l , чтобы возник параметрический резонанс, а именно

$$l \approx \frac{2\pi c_{s0}}{\omega}, \text{ см.} \quad (15)$$

Характерные частоты 5-минутных фотосферных осцилляций скорости заключены в интервале

$$1.6 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1} < \omega < 6 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1} \quad (16)$$

с максимумом спектра на частоте $\omega \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Поэтому «резонансными» будут корональные магнитные петли с длинами

$$2 \cdot 10^9 \leq l \leq 2 \cdot 10^{10} \text{ см.} \quad (17)$$

Интересно заметить, что «теплые» магнитные петли с температурами $\sim 1.5 \cdot 10^6 \text{ К}$, наблюдавшиеся спутником TRACE [13], имеют длины $l \approx (1.5-7) \cdot 10^{10} \text{ см}$, которые в целом находятся вне интервала (17), тогда как «горячие» рентгеновские петли с температурами $\sim (3-6) \cdot 10^6 \text{ К}$, наблюдавшиеся спутником Yohkoh [14], имеют длины $l \approx (0.2-3) \cdot 10^{10} \text{ см}$, совпадающие с интервалом (17). Это может означать, что параметрический резонанс играет важную роль в происхождении горячих рентгеновских петель.

рический резонанс играет важную роль в происхождении горячих рентгеновских петель.

5. Рассмотрим теперь нагрев магнитной трубки звуковыми волнами, возбуждаемыми при параметрическом резонансе между собственными звуковыми колебаниями трубки и 5-минутными осцилляциями скорости фотосферной конвекции. Уравнение теплового баланса стационарной трубки запишем в виде [15]:

$$\frac{\partial}{\partial s} \kappa_e T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial s} = n^2 \chi(T) - H \quad (18)$$

где $\kappa_e = 0.92 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-7/2}$ – коэффициент теплопроводности.

Если высота петли меньше характерного масштаба изменения давления в короне, т.е. меньше $5 \cdot 10^3 T \approx (0.75-2.5) \cdot 10^{10} \text{ см}$, давление внутри петли можно считать постоянным и выразить концентрацию плазмы через давление и температуру. Кроме того, для определенности будем использовать для функции радиационных потерь одну из возможных аппроксимаций в интервале температур $10^5 < T < 10^7$ [14]:

$$\chi(T) = \chi_0 T^{-1/2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3},$$

где $\chi_0 = 10^{-19}$.

Будем отсчитывать координату s вдоль петли от хромосферного температурного минимума. Кроме того, воспользуемся условием симметрии в вершине петли. Тогда граничные условия для уравнения (18) будут иметь следующий вид:

$$\frac{dT}{ds} = 0 \quad (s=0, T=T_0), \quad \frac{dT}{ds} = 0 \quad \left(s = \frac{l}{2}, T = T_1 \right) \quad (19)$$

Из (18), (19) получим известное соотношение между давлением, длиной петли и температурой [12]:

$$lp = A \left(\frac{8k_B^2 \kappa_e}{\chi_0} \right)^{1/2} T_1^3, \quad A = \int_0^1 x^2 (1-x^5)^{-1/2} dx \approx 1, \quad (20)$$

а также найдем зависимость температуры в вершине петли от длины:

$$T_1 = \left(\frac{b\chi_0\omega^2}{24\kappa_e^2 A^4} \right)^{1/7} (B_{\phi} l)^{4/7} =$$

$$= 9.5 \left(\frac{hV_{\approx}}{Lr_0} \right)^{2/7}, \quad (B_{\phi} l)^{4/7} \approx 7 \left(\frac{h}{r_0} \right)^{2/7} V_{\approx}^{2/7} l^{2/7} B_{\phi}^{4/7}, \quad (21)$$

где $B_{\phi} \approx (I_0 / cr)$ – среднее значение азимутальной компоненты электрического тока в корональной магнитной петле. При $l = 10^{10} \text{ см}$ (характерная длина горячих рентгеновских петель) из (21) получим оценку типичных значений температуры горячих рентгеновских петель, наблюдавшихся спутником Yohkoh, $T_1 = (4-6) \cdot 10^6 \text{ К}$, если положить значение азимутальной компоненты магнитного поля $B_{\phi} = 5 \div 10 \text{ Гс}$, что соответствует электрическому току $5 \cdot 10^9 - 10^{10} \text{ А}$ через поперечное сечение корональной магнитной петли. Эти значения превышают значение токов в «теплых» магнитных петлях, но в несколько раз меньше токов во вспышечных петлях [16].

Квазистационарные рентгеновские петли в солнечной короне исследовались Кано и Тсунето [14] с

помощью *Yokohoh Soft X-Ray Telescope*. Авторы отметили, что эти петли отличаются от аналогичных нестационарных структур как давлением, так и температурой, и предположили, что в них действует особый механизм нагрева. Анализ данных приводит к следующей зависимости температуры от длины петли: $T \sim l^{0.27 \div 0.52}$. Мы показали, что одним из возможных механизмов нагрева в данном случае может быть диссипация ионно-звуковых колебаний, возбуждаемых фотосферными 5-минутными осцилляциями при параметрическом резонансе с собственными звуковыми колебаниями корональных магнитных петель. Этот механизм дает близкую зависимость температуры от длины: $T \sim l^{0.286}$ (21).

В настоящее время общепринятой является точка зрения, что короны активных звезд, аналогично солнечной, заполнены магнитными петлями. Об этом, в частности, свидетельствуют наблюдения пульсаций оптического и рентгеновского излучений активных звезд, которые связываются с колебаниями магнитных петель в звездных коронах [2, 17–20]. Пульсации наблюдались как во время вспышечных процессов, так и в их отсутствие. Так, например, Маллэн и Джонсон [2] наблюдали осцилляции в мягком рентгеновском излучении нескольких *dMe*-звезд, которые не были ассоциированы с какими-либо вспышками и имели периоды P от нескольких десятков до нескольких сотен секунд. Для этих же звезд были определены характерные длины корональных магнитных петель и температуры [21]:

AD Leo: $R = 0.35R_{\odot}$; $l = (0.4 \div 4) \cdot 10^{10}$ см; $T = (2 \div 3) \cdot 10^7$ К, $P = 150\text{--}190$ с.

Proxima Cen: $R = 0.145R_{\odot}$; $l = (0.5 \div 9) \cdot 10^9$ см; $T = (1 \div 3) \cdot 10^7$ К, $P = 66\text{--}68$ с.

UV Cet: $R = 0.15R_{\odot}$; $l = (0.7 \div 2) \cdot 10^9$ см; $T = (2 \div 3) \cdot 10^7$ К, $P = 56$ с.

Легко убедиться, что наблюдаемые значения периодов пульсаций для каждой звезды лежат внутри соответствующих значений периодов медленных магнитозвуковых колебаний, определяемых разбросом l и T . А поскольку эти пульсации не были связаны со вспышками, то вполне вероятно, что они могут возбуждаться фотосферной конвекцией при параметрическом резонансе между осцилляциями скорости фотосферной плазмы и собственными звуковыми колебаниями магнитных петель, так как временные масштабы фотосферной конвекции у *dMe*-звезд $\tau_c \approx 60\text{--}180$ с [3] близки наблюдаемым периодам пульсаций. При этом увеличение температуры плазмы в корональных магнитных петлях в случае звезд поздних спектральных классов может быть связано с увеличением электрического тока в петлях и с увеличением амплитуды фотосферных осцилляций скорости. Магнитные поля на красных карликах могут достигать нескольких килогаусс. Скорости фотосферной конвекции также растут, поскольку с уменьшением радиуса и температуры возрастает роль конвекции в переносе энергии от центра к поверхности звезды. Оценки показывают, что, например, для AD Leo температуры петель $T = (2 \div 3) \cdot 10^7$ К можно получить, если в (24) положить $l \approx 2 \cdot 10^{10}$ см, $V_{\infty} \approx 10^6$ см·с⁻¹ и $B_{\phi} \approx 500\text{--}1000$ Гс.

6. Таким образом, мы показали возможность возбуждения звуковых колебаний в корональных магнитных петлях за счет параметрического резонанса между 5-минутными осцилляциями скорости фотосферной конвекции и собственными звуковыми колебаниями корональных магнитных петель. Энергия возбуждаемых звуковых колебаний может достигать нескольких процентов от тепловой энергии плазмы.

Функция нагрева плазмы в корональных магнитных петлях за счет диссипации звуковых колебаний превышает потери на оптическое излучение, если величина электрического тока в магнитной петле больше порогового значения. Показано, что подходящие «резонансные» длины, необходимые для реализации параметрического возбуждения звука, имеют квазистационарные горячие рентгеновские петли с температурами $T = (4 \div 6) \cdot 10^6$ К. Наблюдаемые значения температур возникают при токах $5 \cdot 10^9\text{--}10^{10}$ А в этих петлях.

Рассмотренный механизм нагрева дает температуры $T = (2 \div 3) \cdot 10^7$ К, характерные для магнитных петель в коронах звезд поздних спектральных классов, если предположить более высокие значения скорости фотосферной конвекции и электрического тока в магнитной петле.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 08-02-00119 а. Автор благодарит К.Г. Кислякову за помощь в подготовке работы. Расширенный вариант статьи в соавторстве с К.Г.К. направлен в печать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ionson J.A. Energy balance and cascade in MHD turbulence in the solar corona // *ApJ*. 1982. V. 254. P. 318.
2. Mullan D.J., Johnson M. Coronal heating in flare stars: Resonant MHD absorption? // *ApJ*. 1995. V. 444. P. 350.
3. Mullan D.J. On the possibility of resonant electrodynamic coupling in the coronae of red dwarfs // *ApJ*. 1984. V. 282. P. 603.
4. Nitta N., et al. Coronal magnetic structures observing campaign. I. Simultaneous microwave and soft X-ray observations of active regions at the solar limb // *ApJ*. 1991. V. 374. P. 374.
5. Зайцев В.В., Кисляков А.Г. Параметрическое возбуждение звуковых колебаний в корональных магнитных петлях // *Астрономический журнал*. 2006. Т. 83. С. 921.
6. Зайцев В.В., Кисляков А.Г., Кислякова К.Г. Параметрический резонанс в солнечной короне // *Космические исследования*. 2008. Т. 46. С. 310.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 180 с.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. Гос. изд. физ.-мат. лит-ры, 1958. 103 с.
9. Зайцев В.В., Кисляков А.Г., Урпо С. Проявления 5-минутных осцилляций фотосферы в микроволновом излучении Солнца // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2003. Т. 46. С. 999.
10. Зайцев В.В., Степанов А.В. Корональные магнитные арки // *Успехи физ. наук*. 2008. Т. 178. С. 1165.
11. Брагинский С.И., Вопросы теории плазмы, под ред. М.А. Леонтовича, М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. 265 с.
12. Rosner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. The X-ray activity of the slowly rotating G giant δ CrB // *ApJ*. 1978. V. 230. P. 643.
13. Aschwanden M.J. et al. Three-dimensional stereoscopic analysis of solar active region loops. I. SOHO/EIT observations at temperatures of $(1.0\text{--}1.5) \cdot 10^6$ К // *ApJ*. 1999. V. 515. P. 842.

14. Kano R., Tsuneta S. Scaling law of solar coronal loops obtained with YOHKOH // *ApJ*. 1995. V. 454. P. 934.
15. Прист Э. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. 303 с.
16. Haguard M.J. Observed nonpotential magnetic fields and the inferred flow of electric currents at a location of repeated flaring // *Solar Phys.* 1988. V. 115. P. 107.
17. Rodono M. Short-lived flare activity of the Hyades flare star H₁₁2411 // *A&A*. 1974. V. 32. P. 337.
18. Andrews A.D. The first observed stellar X-ray flare oscillation: Constraints on the flare loop length and the magnetic field // *A&A*. 1990. V. 239. P. 235.
19. Mullan D.J., Herr R.B., Bhattacharyya S. Transient periodicities in X-ray-active red dwarfs: First results from Mount Cuba and interpretation with an oscillating loop model // *ApJ*. 1992. V. 391. P. 265.
20. Mitra-Kraev U. et al. The first observed stellar X-ray flare oscillations: Constraints on the flare loop length and the magnetic field // *A&A*. 2005. V. 436. P. 1041.
21. Mullan D.J. et al. A comparative study of flaring loops in active stars // *ApJ. Suppl. Ser.* 2006. V. 164. P. 173.

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород