СПИКУЛЫ II ТИПА КАК ВАЖНЫЙ ИСТОЧНИК НАГРЕВА СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ И ПОПОЛНЕНИЯ ЕЁ МАССЫ

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.², Кронштадтов П.В.¹

¹Институт Прикладной Физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

TYPE II SPICULES AS IMPORTANT HEATING SOURCE OF CORONA AND REPLENISHING IT WITH MATTER

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.², Kronshtadtov P.V.¹

¹IAP RAS, Nizhny Novgorod, Russia,

²Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

Heat fluxes from hot open flux tubes into the surrounding corona as a possible source of corona heating are estimated. It has been shown that hot magnetic flux tubes (type II spicules) are more efficient source of coronal heating compared to hot magnetic loops, because the closed magnetic structure of the loop restricts substantially the heat fluxes into the corona. In order to compensate for radiation and thermal conduction losses, approximately 10^4 hot spicules are required, which is about 1% of the number of spicules simultaneously observed on the solar disk. The analysis shows that type II spicules play also an important role in filling the corona by hot plasma.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-117-122

Введение

Проблема нагрева короны является одной из нерешенных проблем физики Солнца. Излучение фотосферы не может нагреть корону до миллиона градусов, поскольку температура фотосферы ~ 6 тысяч градусов. Вместе с тем корона постоянно теряет существенную энергию из-за радиационных потерь и теплопроводности. Кроме того, масса короны частично уносится солнечным ветром, поэтому должен существовать источник её нагрева и пополнения. В этой связи необходимо отметить, что нижняя часть короны до высот порядка 10–20 тыс. км плотно заполнена магнитными петлями и открытыми магнитными трубками, ассоциируемыми со спикулами [1], внутри которых температура может достигать (2–6) МК [2]. В связи с этим существует принципиальная возможность нагрева короны потоками тепла из горячих магнитных петель и спикул II типа. Вместе с тем, как показал наш анализ [3], тепловые потоки из горячих петель существенно ограничены замкнутой структурой их магнитного поля, поэтому магнитные петли не могут дать существенного вклада в нагрев окружающей их короны. С другой стороны, идея нагрева короны и пополнения её массы спикулами, основанная на данных наблюдений и численных моделях, высказывалась в ряде работ [4, 5], однако без конкретизации механизмов нагрева спикул и эффективности энергообмена между спикулами и

внешней короной. Исследование этих механизмов является целью настоящей работы.

Нагрев короны потоками тепла из открытых магнитных трубок

Формирования открытых магнитных трубок, с которыми ассоциируются спикеры, возможно на границах раздела супергранул, где имеются встречные конвективные потоки и вдоль границы возникает тонкий протяженный слой магнитного поля с напряженностью порядка нескольких килогаусс. Этот слой может оказаться неустойчивым относительно перестановочной неустойчивости типа неустойчивости Рэлея-Тейлора. В результате слой разбивается на систему магнитных трубок с радиусом порядка толщины слоя. Практически все открытые магнитные трубки находятся на границах супергранул. Таким образом, хромосферная сетка состоит из таких трубок. Количество трубок, которые обычно ассоциируются со спикерами, составляет около миллиона, и они покрывают около 1% площади диска Солнца. Спикеры бывают двух типов. Спикеры I типа имеют температуру $\sim 10^4 K$ и не могут являться источником нагрева короны. Нагрев короны и пополнение её массы обычно связывают со спикерами II типа. В спикерах II типа происходит быстрый нагрев внутренней плазмы до температур около 2 МК и выше [2]. Эта плазма обеспечивает потоки тепла в корону вдоль открытых линий магнитного поля и инжектируется в корональное пространство со скоростями около 100–150 km/s в виде импульсов длительностью 10–150 s. Мы считаем, что причиной нагрева плазмы в спикерах являются электрические токи, генерируемые эдс, возникающей в основаниях магнитных трубок в результате взаимодействия фотосферной конвекции с магнитным полем трубок. Величина электрического тока, текущего вдоль спикеры, определяется формулой [7]

$$I = \left[\frac{|V_r| \pi r^3 c^2 n m_i (2-F) l_1 v'_{ia}}{1,5 F^2 l} \right]^{1/2} \quad (1)$$

Здесь $v'_{ia} \approx 2,25 \cdot 10^{-11} F (n + n_a) \sqrt{T}$ – эффективная частота столкновений ионов с нейтралами, n и n_a – концентрации электронов и нейтральных атомов, T – температура в хромосферных основаниях магнитной петли, $F = n_a / (n + n_a)$ – относительная концентрация нейтральных атомов в хромосферных основаниях петли, $l \approx 5 \cdot 10^7$ см – характерный масштаб хромосферы в области температурного минимума, V_r – радиальная составляющая скорости фотосферной конвекции, l_1 – протяженность эдс по высоте, r – радиус основания петли. Значения концентраций электронов и нейтралов в основании магнитной трубки, где реализуется фотосферная эдс, точно не известны. В зависимости от конкретной ситуации и модели хромосферы могут изменяться в определенных пределах. Полагая в этой области $n = 10^{11} - 10^{13}$ см⁻³, $n_a = 10^{15} - 10^{17}$ см⁻³, $T = 10^4 K$, $V_r =$

$10^4 \div 10^5 \text{ см с}^{-1}$, $r = 5 \cdot 10^6 \div 10^7 \text{ см}$, получим возможные значения электрического тока в магнитной трубке $I \approx 10^{19} - 10^{22} \text{ сгс} \approx 3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{12} \text{ А}$. В открытой магнитной трубке ток в электрической цепи замыкается через ее внешнюю поверхность (рис. 1).

Рис. 1. Схема электрической цепи: B_z и B_ϕ – радиальная и азимутальная компоненты магнитного поля, J_z – вертикальный ток в магнитной трубке, генерируемый фотосферной эдс $\mathcal{E}I = -(1/c) V_r B_\phi$, J_x – кольцевой ток в фотосферном основании магнитной трубки (ток Холла), обусловленный радиальным электрическим полем разделения заряда в потоке V_r частично ионизированной фотосферной плазмы), $E_\perp = -(1/c) V_z B_\phi$ – радиальная компонента электрического поля, генерируемая потоком плазмы со скоростью V_z из магнитной трубки и формирующая внешний поверхностный ток, замыкающий электрическую цепь.

Скорость нагрева плазмы в магнитной трубке электрическими токами с учетом классической проводимости и проводимости Каулинга можно представить в виде [7]

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

где $j_z = I/\pi r_0^2$, r_0 – радиус трубки, σ – проводимость Спитцера. Для условий хромосферы и короны первым слагаемым в (2) можно пренебречь, а относительную массу нейтралов для оптически тонкой среды можно представить в виде [7]

$$F(T) = \frac{\xi(T)}{T}, \quad (3)$$

где функция $\xi(T) \approx 0,15$ слабо зависит от температуры при $T \geq 10^6 \text{ К}$. В результате вместо (2) получим

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

Мощность нагрева уменьшается с увеличением температуры. При достаточно высоких температурах нагрев будет уравниваться радиационными потерями, которые аппроксимируются функцией [8]

$$q_r \approx \chi_0 n_e^2 T^{-1/2}, \quad \chi_0 = 10^{-19}, \quad (5)$$

справедливой в интервале температур $10^5 K < T \leq 2 \cdot 10^7 K$. Из условия $q \approx q_R$ следует, что ток заданной величины нагревает до корональных температур не всю спикуну, а только её верхнюю часть с концентрацией

$$n \leq 3,8 \cdot 10^2 \frac{I}{r_0^{1,5} T^{0,25}} \text{ см}^{-3}. \quad (6)$$

Например, при токах $I = 3 \cdot 10^{21}$ сгс ($10^{12} A$), $3 \cdot 10^{20}$ сгс, $3 \cdot 10^{19}$ сгс и радиусе $r_0 = 2,5 \cdot 10^7$ см спикуну нагревается до температуры $T = 5 \cdot 10^6 K$ в её верхней части с концентрацией $n \leq 2 \cdot 10^{11}, 2 \cdot 10^{10}, 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, соответственно. Из этих оценок следует, что хромосферная часть спикуну прогревается до высоких температур только при достаточно больших значениях электрического тока.

Поток тепла из спикуну в корону в предположении, что основную роль играет электронная теплопроводность вдоль магнитного поля спикуну, можно оценить по формуле

$$Q_{Tsp} = \alpha_{\parallel}^e \frac{\Delta T}{\Delta z} \pi r_0^2 \approx \frac{0,9 \cdot 10^{-6} T^{\frac{7}{2}}}{\Delta z} \pi r_0^2 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (7)$$

где $\alpha_{\parallel}^e$ – электронная теплопроводность вдоль магнитного поля. Для $T = 5 \cdot 10^6 K$, $r_0 = 2,5 \cdot 10^7$ см и $\Delta z = 0,5 \cdot 10^9$ см получим $Q_{Tsp} \approx 10^{24} \text{ эрг с}^{-1}$. Поэтому для компенсации радиационных потерь и потерь на теплопроводность из короны, которые составляют $\sim 10^{28} \text{ эрг с}^{-1}$, требуется около 10^4 горячих спикуну, что на два порядка меньше необходимого количества магнитных петель и составляет около 1% от числа спикуну, одновременно наблюдающихся на солнечной поверхности.

Потоки плазмы из открытых магнитных трубок

Потоки горячей плазмы из открытых магнитных трубок в корону могут быть связаны с дополнительным нагревом оснований трубок кольцевыми электрическими токами (токами Холла), возникающими из-за взаимодействия конвективных потоков фотосферной плазмы и вертикального магнитного поля трубки [9]. Кольцевой ток существует в основании магнитной трубки только в ограниченном интервале высот $\Delta z \approx 100$ км, в котором наблюдаются сходящиеся потоки фотосферной плазмы. Нагрев основания магнитной трубки вследствие диссипации кольцевого тока приводит к скачку давления и возникновению потока плазмы из открытого конца трубки. Для оценки скорости истечения рассмотрим простейшую модель цилиндрической трубки с постоянной скоростью истечения в предположении несжимаемой жидкости и постоянной плотности ρ . Стационарность задачи обеспечивается учетом вязкости. Уравнение для скорости V_z в цилиндрической системе координат и при сделанных предположениях принимает следующий вид [10]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\rho g}{\eta}, \quad (8)$$

где $\eta = 0,96nk_B T \tau_i$ – коэффициент ионной вязкости плазмы при движении вдоль магнитного поля, g – ускорение силы тяжести, $\partial p / \partial z$ – градиент давления, возникающий при дополнительном нагреве основания магнитной трубки и приводящий к истечению плазмы вследствие нарушения барометрического равновесия. В предположении, что давление и плотность постоянны по сечению трубки, получим решение уравнения (8):

$$V_z = \frac{1}{4\eta} \left(\left| \frac{\partial p}{\partial z} \right| - \rho g \right) (2R^2 - r^2). \quad (9)$$

Основная неопределенность связана с оценкой градиента давления, который должен превышать силу тяжести. Полагая $|\partial p / \partial z| = \xi \rho g$, $T = 3 \cdot 10^6 K$, $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $R = 6 \cdot 10^7 \text{ см}$, из (9) получаем оценку максимальной скорости истечения плазмы из магнитной трубки $V_z^{\max} \approx 25 - 100 \text{ кмс}^{-1}$, если предположить для ξ значения $\xi \approx 2 - 5$. При этом энергозатрат магнитной трубки в корону за время инжекции $\tau \sim 100 \text{ с}$ варьируется от $2 \cdot 10^{25}$ до $7 \cdot 10^{28}$ эрг в зависимости от радиуса трубки, концентрации и температуры инжектируемой плазмы. Поток массы из хромосферы $\rho V_z^{\max} \approx (5-20) \cdot 10^{-9} \text{ гсм}^{-2} \text{ с}^{-1}$ достаточен для компенсации потери вещества из короны [2]. Таким образом, наши оценки показывают, что открытые магнитные трубки с кольцевыми и продольными электрическими токами, с которыми, по всей вероятности, ассоциируются спикеры II рода, играют важную роль в нагреве короны и её пополнении плазмой, что согласуется с выводами, основанными на наблюдениях (см., например, [5]).

Заключение

Наш анализ показывает, что основным источником энергии для нагрева корональной плазмы является фотосферная конвекция. Фотосферные потоки частично ионизированной плазмы концентрируют магнитное поле на границах супергранул до значений порядка нескольких килогаусс и, взаимодействуя с этим полем, генерируют в магнитных петлях и магнитных трубках электрические токи, величина которых для спикеров II типа достигает $10^{11} - 10^{12} \text{ А}$. Диссипация электрических токов существенно возрастает при учете неполной ионизации плазмы, т.е. при учете ионно-атомных столкновений и связанной с ними проводимости Каулинга. Это приводит к двум важным эффектам: к нагреву плазмы в открытых магнитных трубках до температуры в несколько миллионов градусов и к возникновению потоков тепла и потоков горячей плазмы из трубок в корону. Инжекция горячей плазмы из открытых магнитных трубок связана с нагревом электрическими токами фотосферных оснований трубок, возникающим при спорадическом увеличении скорости фотосферной конвекции, например, при 5-минутных колебаниях или при развитии неустойчивости Релея-Тэйлора.

В результате скорость нагрева фотосферных оснований трубок кольцевыми токами начинает превышать радиационные потери, что приводит к скачку градиента давления в магнитной трубке и возникновению инжекции. Длительность инжекции в этом случае имеет величину порядка полупериода 5-минутных колебаний или характерного времени развития неустойчивости Релея-Тэйлора ($\sim 100\text{--}150$ с). Оценки показывают, что горячие спикеры II типа являются более эффективным источником нагрева короны по сравнению с горячими магнитными петлями, так как в последнем случае тепловые потоки в корону существенно меньше из-за замкнутого характера магнитного поля петель. Мы показали, что для компенсации радиационных потерь и потерь на теплопроводность из короны требуется приблизительно 10^4 горячих спикеров, что на два порядка меньше необходимого количества магнитных петель и составляет около 1% от количества спикеров, одновременно наблюдающихся на солнечной поверхности. Спикеры II типа, как показывает наш анализ, играют также важную роль при пополнении короны плазмой, что необходимо для компенсации массы, уносимой солнечным ветром.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-12-00268 (раздел 2), грантами РФФИ №№ 20-02-00108 (раздел 1, 2), 19-02-00704 (разделы 1,4), 18-02-00856 (раздел 3) а также Госзаданием (темы 0035-2019-0002 и 0041-2019-0019).

Литература

1. *Peter, H., Bingert, S., Klimchuk, J.A., et al.* // *Astron. Astrophys.*, 2013, 556, A104. DOI: 10.1051/0004-6361/201321826
2. *De Pontieu, B., McIntosh, S.W., Carlsson, M., et al.* // *Science*, 2011, **331**, 55. DOI: 10.1126/science.1197738
3. *Zaitsev, V.V., Stepanov, A.V., Kronshtadtov, P.V.* // *Solar Phys.*, 2020.
4. *Goodman, M.L.* // *Astrophys. J.*, 2012, **757**, 188. DOI: 10.1088/0004-637X/757/2/188
5. *De Pontieu, B., De Moortel, I., Martinez-Sykora, J., McIntosh, S.W.* // *Astrophys. J.*, 2017, **845**, L18. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa9272>
6. *Zaitsev, V.V., Kronshtadtov, P.V.* // *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2016, **59**, 169. DOI: 10.1007/s11141-016-9687-5
7. *Степанов А.В., Зайцев В.В.* Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. – М.: Физматлит, 2018.
8. *Прист, Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. – М.: Мир, 1985.
9. *Sen, H.K., White, M.L.* // *Solar Phys.*, 1972, **23**, 146. DOI: 10.1007/BF00153898
10. *Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М.* Гидродинамика. – М.: Физматлит, 1988.