

Рис. 4. Пример восстановления ионосферного профиля в случае отсутствия второго луча (1) и в случае многолучевого распространения при отношении амплитуды второго луча к первому, равном 0,5 (2) и 1 (3)

тия позволяет уверенно отфильтровывать отраженный от Земли луч. Влияние многолучевости локально и зависит от геометрии эксперимента. При этом для ионосферных профилей диапазон ошибок составляет не более 10–12%; характерно, что области проявления ошибок по высоте ограничены и могут интерпретироваться как волновые структуры. Увеличение точности определения параметров атмосферы и ионосферы Земли возможно в случае комплекс-

ной диагностики сред, в которых распространяется зондирующее излучение, при получении информации разными методами спутникового и наземного мониторинга.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-05-64952) и Федеральной целевой программы «Интеграция» (грант А0116).

Литература

1. Phinney R.A., Anderson D.L. // J. Geophys. Res. 1968. **73**, No. 5. P. 1819.
2. Татарский В.И. // Изв. АН СССР, ФАО. 1968. **4**, № 8. С. 811.
3. Яковлев О.И. Распространение радиоволн в космосе. М.: Наука, 1985.
4. Горбунов М.Е. // Изв. РАН, ФАО. 1994. **30**, № 6. С. 776.
5. Hoeg P., Syndergaard S., Hauchecorne A. et al. Derivation of Atmospheric Properties Using a Radio Occultation Technique: ESA Rep. ESTEC/11024/94/NL/CN. Copenhagen, Denmark, 1995.
6. Куницын В.Е., Захаров В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 4. С. 45 (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 4).
7. Silvestrin P. // II URSI Intern. Work Shop for AFG1. Feb. 1996.
8. Куницын В.Е., Усачев А.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1988. **28**, № 5. С. 855.
9. Гурвич А.С., Соколовский С.В. // Изв. АН СССР, ФАО. 1988. **21**, № 1. С. 12.
10. Воробьев В.В., Красильникова Т.Г. // Изв. РАН, сер. физ. 1993. **29**, № 5. С. 626.
11. Mendillo M., Baumgardner J., Aarons J. // Ann. Geophys. 1987. **5A**, No. 6. P. 543.
12. Яковлев О.И., Вилков И.А., Гришмановский В.А. и др. // Радиотехн. и электроника. 1992. **37**, № 1. С. 42.
13. Павельев А.Г., Захаров А.И., Кучерявенков А.И. и др. // Радиотехн. и электроника. 1997. **42**, № 1. С. 51.

Поступила в редакцию
24.06.98

АСТРОНОМИЯ

УДК 523.98 + 523.745

О ПРИРОДЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ

С. А. Богачев, Б. В. Сомов

(ГАИШ)

Показано, что корональный источник жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки образуется при столкновении потока плазмы из пересоединяющего токового слоя с магнитным препятствием. Накопление пересоединенного магнитного потока за фронтом волны объясняет наблюдаемую скорость движения источника.

Введение

Наблюдения Солнца при помощи рентгеновских телескопов на ИСЗ *Yohkoh* выявили особенности в структуре солнечных вспышек, свидетельствующие о магнитном пересоединении как механизме вспышки (см. обзор [1]). Такой особенностью является, в частности, корональный источник жесткого рентге-

новского излучения [2]. Он располагается над вспышечной петлей, наблюдаемой в мягком рентгеновском излучении, что согласуется с общей картиной пересоединения во вспышках (см. работу [3]). В ряде публикаций высказывалось предположение, что источник может нагреваться ударной волной, порождаемой потоком плазмы из области пересоединения.

Однако количественно эта возможность не анализировалась. В качестве механизма пересоединения обычно предполагалась система медленных магнито-гидродинамических ударных волн Петчека, а вопрос об ускорении электронов, излучающих в диапазоне жесткого рентгеновского излучения, фактически не затрагивался.

В работах [4, 5] предложена другая модель. Во время импульсной фазы вспышки пересоединяющий токовый слой выбрасывает потоки «сверхгорячей» ($T_e \geq 30 \cdot 10^6$ К) плазмы и ускоряет электроны [6]. Пересоединенные силовые линии движутся из слоя вместе с бесстолкновительной плазмой и образуют магнитные петли перед фронтом быстрой наклонной ударной волны. Вершина каждой петли движется со сверхальфвеновской скоростью к ударной волне, а ее основания проникают сквозь фронт к фотосферным источникам магнитного поля.

Если это так, то высота, на которой расположен корональный источник, должна увеличиваться со временем. Новые силовые линии проникают вместе с плазмой через фронт ударной волны и накапливаются здесь над магнитным препятствием — петлями сильного магнитного поля. Цель нашей работы — показать, что такой механизм (накопление пересоединенного магнитного потока) позволяет объяснить наблюдаемые в короне скорости подъема источника жесткого рентгеновского излучения вспышки.

1. Охлаждение плазмы за фронтом волны

Нагреваемая ударной волной плазма неизбежно теряет энергию в результате теплопроводного охлаждения. Быстрое расширение плазмы вдоль силовых линий тоже уменьшает ее температуру и давление. Приведенные ниже простые оценки демонстрируют, что оба механизма вызывают быстрое падение температуры за фронтом волны (T_2). Мы предполагаем, что это приводит к быстрому уменьшению газового давления до значений, пренебрежимо малых по сравнению с магнитным давлением:

$$2n_{e2}k_B T_2 \ll \frac{B_2^2}{8\pi}. \quad (1)$$

Здесь n_{e2} и B_2 — электронная концентрация и магнитное поле за фронтом ударной волны, а k_B — постоянная Больцмана.

Условие (1) позволяет воспользоваться следующими упрощенными уравнениями [7]:

$$n_{e1}(v_1 + v_2) = n_{e2}v_2, \quad (2)$$

$$2n_{e1}k_B T_1 + m_p n_{e1}(v_1 + v_2)^2 + \frac{B_1^2}{8\pi} = m_p n_{e2}v_2^2 + \frac{B_2^2}{8\pi}, \quad (3)$$

$$\frac{B_1}{n_{e1}} = \frac{B_2}{n_{e2}}. \quad (4)$$

Здесь T_1 , n_{e1} и v_1 — температура, концентрация и скорость потока плазмы, вытекающего из токового слоя, v_2 — скорость движения ударной волны по

направлению к токовому слою, $v_1 + v_2$ — скорость втекания плазмы в ударную волну. Из соотношений (2)–(4) следует уравнение для скорости ударной волны v_2 :

$$(2/\gamma)u_s^2 v_2^2 + 2v_2^3 v_1 + 2v_2^2 v_1^2 - 2u_A^2 v_2 v_1 - u_A^2 v_1^2 = 0, \quad (5)$$

где u_s и u_A — скорость звука и альфвеновская скорость в потоке плазмы, вытекающем из токового слоя.

В работе [7] показано, что скорость ударной волны, определяемая в адиабатическом приближении, на два порядка больше скорости подъема коронального источника. Используя уравнение (5), проведем аналогичные оценки для потока сверхгорячей плазмы с теми же, что и в [7], параметрами: $n_{e1} \approx 2 \cdot 10^9$ см⁻³, $T_1 \approx 30 \cdot 10^6$ К, $v_1 \approx 2000$ км/с и небольшим по величине магнитным полем $B_1 = 0,5$ Гс.

Из уравнения (5) следует, что ударная волна движется со скоростью ~ 10 км/с. Это значение по порядку величины совпадает с наблюдаемыми скоростями подъема источника жесткого рентгеновского излучения. Таким образом, обсуждаемый режим с охлаждением плазмы за фронтом волны кажется более правдоподобным по сравнению с адиабатическим и даже изотермическим приближениями [7].

2. Обсуждение исходных предположений

Рассмотрим вопрос о применимости предположения (1). В качестве примера возьмем сверхальфвеновский поток с параметрами, указанными выше, и полем, равным нулю. Этот поток формирует ударную волну, которая в адиабатическом приближении распространяется со скоростью $v_2 \approx 1000$ км/с. Температура плазмы за фронтом такой волны должна подняться до $T_2 \approx 130 \cdot 10^6$ К, а концентрация электронов — до $n_{e2} \approx 6 \cdot 10^9$ см⁻³. Зная эти параметры, оценим характерное время охлаждения плазмы за счет оттока тепла. Если бы при найденных значениях параметров можно было применить классическую теорию теплопроводности, то время охлаждения определялось бы следующим образом:

$$\tau_c \approx \frac{3n_2 k_B l^2}{\kappa_0 T_2^{5/2}}. \quad (6)$$

Здесь $\kappa_0 \approx 10^{-6}$ эрг·см⁻¹·с⁻¹·град^{-7/2}, а l — характерный масштаб длины. Если в качестве последнего взять диаметр сверхгорячего источника $l \sim 10^9$ см, то получим $\tau_c < 0,01$ с.

В действительности перенос тепла в бесстолкновительной плазме происходит медленнее (см. [3]). Турбулентный тепловой фронт распространяется со скоростью волн, с которыми взаимодействуют тепловые электроны сверхгорячей плазмы. Для ионно-звуковых волн эта скорость равна

$$V_{ia} \approx \left(\frac{k_B T_e}{m_p} \right)^{1/2} \sim 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (7)$$

Характерное время распространения волны в масштабе l составляет $\tau_{ia} \approx l/V_{ia} \sim 10$ с. Важно, однако, что характерный линейный масштаб на нелинейном профиле тепловой волны большой амплитуды может быть много меньше приведенного выше размера l . Следовательно, время охлаждения может быть много меньше 10 с.

Очевидно также, что характерное время (7) сравнимо с характерным временем быстрого гидродинамического расширения плазмы вдоль магнитных силовых линий в направлении к хромосфере. По этой причине и из сказанного выше следует, что τ_{ia} представляет собой сильно завышенную оценку времени охлаждения. Истинное время охлаждения, вероятно, не превышает $\tau \sim (\tau_{ia}\tau_c)^{1/2} \sim 1$ с.

Характерное время потерь энергии на излучение много больше τ_{ia} [7]. Это говорит о том, что сначала (при сверхвысоких температурах) потери на излучение играют в балансе энергии малую роль. Потери энергии за счет теплопроводности, напротив, очень велики. Характерное время охлаждения много меньше времени жизни источника жесткого рентгеновского излучения ($\sim 10^2$ с). Следовательно, падение давления газа за фронтом ударной волны действительно может быть достаточно быстрым и достаточно большим, чтобы обеспечить выполнение условия (1).

3. Параметры сверхгорячей плазмы

Принятое нами значение концентрации n_{e1} в сверхальфвеновском потоке согласуется со значениями, полученными при рентгеновских наблюдениях вспышек. Величина замороженного в сверхгорячую плазму поля из наблюдений неизвестна. Она оценивалась нами из условия согласования скорости источника жесткого рентгеновского излучения с наблюдаемыми значениями. Кроме того, напряженность поля не должна превышать 40 Гс, так как при больших значениях B_1 скорость быстрой магнитозвуковой волны превышает скорость потока и, следовательно, ударная волна не образуется.

Что касается температуры, то мы использовали для расчетов два значения (рис. 1): $T_1 \approx 30 \cdot 10^6$ К —

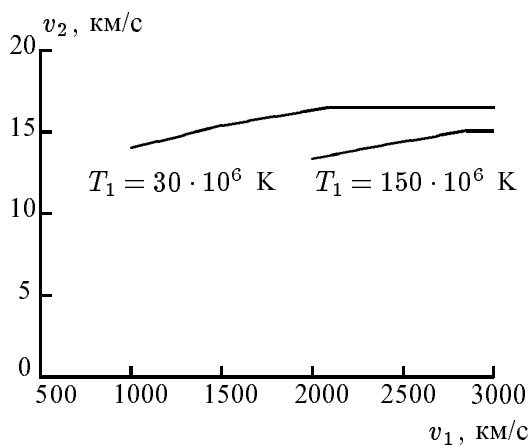


Рис. 1. Зависимость скорости фронта ударной волны v_2 от скорости набегающего потока v_1 при разных температурах T_1

минимальное для сверхгорячей плазмы и $T_1 \approx 150 \times 10^6$ К — максимальное наблюдаемое значение температуры. Скорость потока v_1 из наблюдений не определяется. Мы предположили, что она совпадает со скоростью вытекания плазмы из токового слоя, т. е. $v_1 \sim 1300 \div 2000$ км/с [4].

Вычисленные скорости фронта приведены на рис. 2. Они сравнивались с результатами наблюдений вспышек, проведенных при помощи рентгеновских телескопов SXT и HXT на спутнике Yohkoh. Значения скорости, полученные при обработке изображений в интервале 13–23 кэВ, не превышают 10–30 км/с.

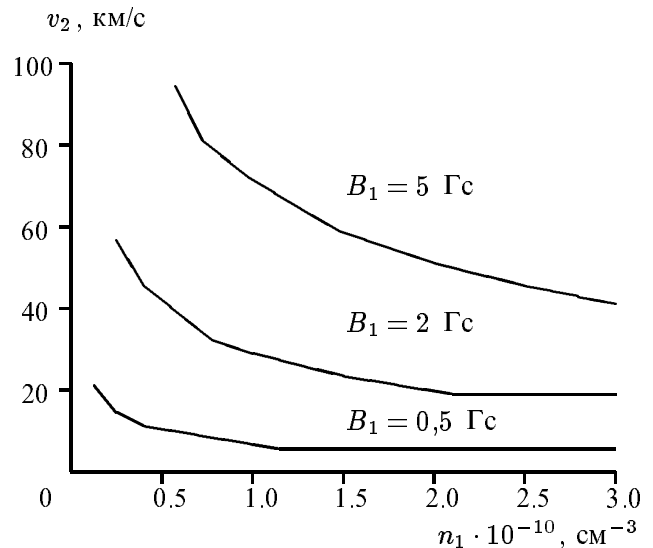


Рис. 2. Зависимость скорости фронта ударной волны v_2 от концентрации n_1 набегающего потока при разной напряженности замороженного магнитного поля

4. Обсуждение результатов

В адиабатическом приближении температура и газовое давление за фронтом ударной волны достигают чрезвычайно больших значений. В результате фронт разгоняется до скоростей ~ 1000 км/с. Это на два порядка превосходит наблюдаемую скорость подъема источника жесткого рентгеновского излучения. В изотермическом приближении скорость движения приблизительно на порядок превышает наблюдаемые значения [7].

Потери энергии за фронтом ударной волны существенно меняют свойства последней. Быстрый отвод тепла из плазмы и ее расширение вдоль силовых линий приводят к значительному падению температуры и газового давления. В результате скорость фронта существенно уменьшается по сравнению с адиабатическим и изотермическим приближениями. Величина скорости v_2 при больших значениях скорости потока v_1 пропорциональна значению альфвеновской скорости в набегающем потоке, т. е. $v_2 \sim B_1/n_{e1}^{1/2}$. В частности, если $n_{e1} = 2 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ и $B_1 = 0,5$ Гс, то фронт должен двигаться со скоростью порядка 10 км/с, что не противоречит наблюдениям. При больших значениях n_{e1} допустимы более сильные магнитные поля B_1 .

Скорость фронта слабо зависит от температуры и скорости набегающего потока. Поэтому значительная неопределенность указанных величин (особенно второй) практически не сказывается на результатах наших расчетов.

В целом можно сделать вывод, что ударная волна с быстрым охлаждением плазмы за ее фронтом играет важную роль в динамике коронального источника жесткого рентгеновского излучения во время солнечной вспышки. Для сравнения наблюдаемых распределений температуры и меры эмиссии источника необходима более аккуратная трехмерная модель явления, учитывающая реальную структуру взаимодействия сверхальфвеновского потока сверхгорячей замагниченной плазмы с магнитным препятствием – областью сильного магнитного поля в короне, создаваемого солнечными пятнами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 96-02-16055).

Литература

1. *Kosugi T., Somov B.V.* // *Observational Plasma Astrophysics: Five Years of Yohkoh and Beyond* / Eds. T. Watanabe, T. Kosugi, A. Sterling. Dordrecht: Kluwer Academic Publ., 1998. P. 297.
2. *Masuda S., Kosugi T., Hara H.* et al. // *Nature*. 1994. **371**. P. 495.
3. *Somov B.V.* *Physical Processes in Solar Flares*. Dordrecht: Kluwer Academic Publ., 1992.
4. *Somov B.V., Kosugi T.* // *Astrophys. J.* 1997. **485**. P. 859.
5. *Somov B.V., Kosugi T., Sakao T.* // *Astrophys. J.* 1998. **497**. P. 943.
6. *Somov B.V.* *Fundamentals of Cosmic Electrodynamics*. Dordrecht: Kluwer Academic Publ., 1994.
7. *Богачев С.А., Сомов Б.В., Масуда С.* // *Письма в Астрон. журн.* 1998. **24**. С. 631.

Поступила в редакцию
13.05.98