

## АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

**О механизмах переноса тепла в солнечных вспышках.****1. Классическая и аномальная теплопроводность**А. В. Орешина<sup>а</sup>, Б. В. Сомов<sup>б</sup>*Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ),  
отдел физики Солнца. Россия, 119991, Москва, Университетский пр-т, д. 13.**E-mail: <sup>а</sup>avo@sai.msu.ru, <sup>б</sup>somov@sai.msu.ru*

Статья поступила 16.12.2010, подписана в печать 25.01.2011

В связи с проблемой переноса энергии в солнечных вспышках мы разработали упрощенные математические модели для описания нагрева плазмы в атмосфере Солнца потоками тепла из высокотемпературного ( $T_e \gtrsim 10^8$  К) пересоединяющего токового слоя. Показано, что условия применимости обычной теплопроводности, обусловленной кулоновскими столкновениями электронов плазмы, не выполняются в солнечных вспышках. Тепловой поток, вычисляемый с использованием классического закона Фурье, значительно превосходит реальные значения потоков энергии, которые известны на основании современных многоволновых наблюдений вспышек. Критически проанализирован и так называемый аномальный поток, обусловленный взаимодействием свободных электронов с ионно-звуковыми волнами в плазме. Каков доминирующий во вспышках механизм переноса тепла — вопрос, требующий дополнительного исследования [1].

*Ключевые слова:* Солнце, солнечные вспышки, магнитное пересоединение, теплопроводность.

УДК: 523.98. PACS: 96.60.Q-, 96.60.qe, 96.60.Iv, 95.30.Tg.

**Введение**

Как известно, в основе явления солнечной вспышки лежит эффект магнитного пересоединения [2, 3]. В области взаимодействия магнитных потоков, имеющих пару компонент противоположной направленности, формируется тонкий пересоединяющий токовый слой [4]. В нем энергия магнитного поля преобразуется в тепловую и кинетическую энергию плазмы и ускоренных частиц. Во время вспышки токовый слой становится турбулентным, и электронная температура в нем достигает огромных значений:  $T_e \gtrsim 10^8$  К [5, 6]. Такой слой принято называть *сверхгорячим* турбулентным токовым слоем (super-hot turbulent-current layer, SHTCL). Наличие в нем малой поперечной составляющей магнитного поля, которая обусловлена процессом пересоединения, приводит к тому, что потоки тепла вдоль пересоединенных линий поля играют большую роль в охлаждении токового слоя, а следовательно, и балансе энергии солнечной вспышки. Эти потоки в значительной мере определяют мощность энерговыделения в самосогласованной модели SHTCL [6, гл. 6]).

Вопрос о роли теплопроводности в процессе магнитного пересоединения рассматривался неоднократно. Например, в [7] представлена модель пересоединения типа Петчека [3] с медленными ударными волнами. Она основана на совместном использовании численных расчетов пересоединения без учета теплопроводности и простых (по порядку величины) соотношений для классической теплопроводности и лучистых потерь энергии в приближении оптически прозрачной среды. Таким образом, получены выражения, описывающие на качественном уровне свойства направленных вспышечных выбросов плазмы (джетов) и аркад вспышечных петель в короне. В результате было показано, что в чис-

ленных расчетах необходимо учитывать теплопроводность. Затем численные двумерные расчеты процесса пересоединения выполнялись уже с учетом классической теплопроводности [8, 9]. Влияние теплопроводности на структуру быстрых и медленных ударных волн исследовалось численно в [10]. Общим недостатком этих моделей, однако, была слишком низкая температура  $T \lesssim 3 \cdot 10^7$  К как в области пересоединения, так и в области присоединенных к токовому слою ударных волн. Казалось, что это позволяет использовать в упомянутых расчетах классический тепловой поток в виде закона Фурье  $F \propto T^{5/2} \nabla T$ . Область применимости этого простого закона в перечисленных работах не рассматривалась и, как будет показано ниже, напрасно.

Проблема переноса тепловой энергии в плазме в общем виде, как известно, не является тривиальной [11]. Один из механизмов переноса тепла в плазме солнечных вспышек представлен в [12, 13]. Здесь рассматривают вспышечную корональную петлю, в вершине которой инжектируются сверхгорячие электроны. Они убегают вдоль линий магнитного поля и индуцируют электрическое поле, которое порождает обратный (компенсирующий) ток в плазме. Это поле сильно влияет на быстрые электроны: частично сдерживает их, частично возвращает обратно в источник. Электрическое поле обратного тока может возбудить в плазме ионно-звуковые волны и, как следствие, ионно-звуковую турбулентность. Рассеяние быстрых электронов на волнах и действие электрического поля обратного тока ограничивают «свободный» разлет электронов. Они оказываются заключенными в окрестности вершины петли между двумя турбулентными тепловыми фронтами. Численные расчеты [13] показывают, что скорость распространения фронтов близка к ионно-звуковой скорости, как

это и должно быть в условиях ионно-звуковой турбулентности. При этом значительная часть тепловой энергии переносится сквозь турбулентный фронт быстрыми электронами [12], что необходимо принимать во внимание в численных расчетах. Это явление получило название *нелокальной* теплопроводности.

Цель нашей статьи — на основании простых моделей переноса тепловой энергии во вспышках рассмотреть вопрос об их применимости и необходимых уточнениях. Особое внимание уделяется классическому тепловому потоку, обусловленному кулоновскими столкновениями электронов, и так называемой аномальной теплопроводности, связанной с ионно-звуковыми колебаниями в плазме.

### 1. Постановка задачи

Мы рассматриваем трубки магнитного поля, взаимодействующие с SHTCL в короне (рис. 1). Сначала трубки движутся парами (сверху и снизу) вместе с корональной плазмой с относительно небольшой скоростью  $v$  в направлении к слою, приходят в соприкосновение с токовым слоем и проникают в него. Затем они пересоединяются в центре слоя и перемещаются внутри него к его краям, постепенно ускоряясь до скорости  $V$ , а плазма в магнитных трубках внутри слоя нагревается до температуры токового слоя. Выйдя из слоя, трубки пересоединенных линий поля продолжают движение в короне, будучи уже отключенными от источника нагрева. При этом продолжается перераспределение тепловой энергии в виде тепловой волны большой амплитуды, бегущей вдоль магнитной трубки.

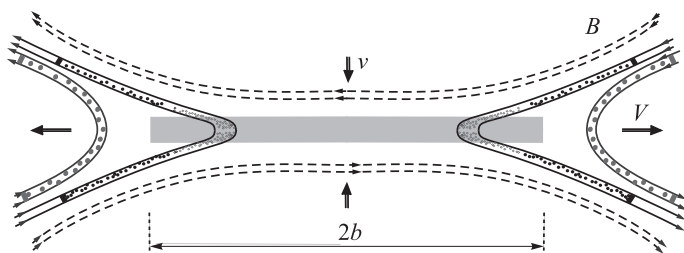


Рис. 1. Токовый слой (показан серым цветом) и линии магнитного поля

Пусть  $t = 0$  — момент времени, когда трубка проникла внутрь SHTCL. Оценить характерное время  $t_1$  пребывания ее внутри слоя и, следовательно, время нагрева плазмы в ней позволяет двумерная самосогласованная модель SHTCL [6]. При концентрации электронов плазмы вблизи слоя  $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (с учетом эффекта магнитного сжатия в области взаимодействия магнитных потоков), градиенте первоначального магнитного поля  $h_0 \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ Гс/см}$  и электрическом поле  $E \approx 10 \text{ В/см}$  получаем  $t_1 \approx 7 \text{ с}$ . Кроме того, оценим полуширину слоя  $b \approx 9 \cdot 10^8 \text{ см}$ , температуру в нем  $T_s \approx 3.7 \cdot 10^8 \text{ К}$ , магнитное поле  $B \approx 300 \text{ Гс}$  вблизи токового слоя, среднюю скорость вытекания плазмы из слоя  $V \approx b/t_1 \approx 10^8 \text{ см/с}$ . Мы воспользовались здесь параметрами SHTCL, типичными для «горячей», или «главной», фазы солнечной вспышки [14].

Исходя из представленного на рис. 1 сценария, рассмотрим два случая.

1. Будем считать, что в течение промежутка времени  $0 \leq t < t_1 = 7 \text{ с}$  один конец магнитной трубки «подключен» к SHTCL с температурой  $T_s = 3.7 \cdot 10^8 \text{ К}$ , а другой находится достаточно далеко и поддерживается при корональной температуре  $T_0 = 10^6 \text{ К}$ . Требуется определить в простейшем приближении форму тепловой волны, т.е. найти распределение температуры вдоль трубки в последовательные моменты времени.

2. Позднее, при  $t \geq t_1$ , трубка пересоединившихся линий магнитного поля уже не соприкасается с SHTCL и не получает из него тепло. Внутри трубки происходит только перераспределение энергии вследствие теплопроводности, если ограничить рассмотрение реальной ситуации простейшей моделью.

В общем случае, как известно, SHTCL порождает мощные тепловые волны, свойства которых довольно сложны и едва ли могут быть описаны в рамках модели с какой-либо одной теплопроводностью и без учета нестационарных гидродинамических течений излучающей плазмы, а также кинетических явлений в ней [14, гл. 2]. Однако именно такие упрощенные модели рассматриваются ниже для того, чтобы понять, какой физический механизм переноса тепла доминирует в солнечных вспышках.

Будем описывать перенос тепла в корональной плазме вдоль магнитной трубки простым уравнением теплопроводности [15, с. 169]

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\text{div } \mathbf{F}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{F}$  — вектор плотности потока тепловой энергии,  $\varepsilon$  — внутренняя энергия единицы объема плазмы, т.е. энергия хаотического (ненаправленного) движения частиц. Будем рассматривать тепловую волну в электронной компоненте плазмы, поскольку ионы не успевают нагреться до столь высоких температур за времена, характеризующие скорость распространения тепловой волны. Если бы было достигнуто состояние термодинамического равновесия, то

$$\varepsilon = \frac{3}{2} n_e k_B T, \quad (2)$$

где  $T$  и  $n_e$  — температура и концентрация электронов,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Строго говоря, в рассматриваемых нами условиях термодинамического равновесия может не быть даже в электронной компоненте сверхгорячей плазмы, а равенство (2) является определением некоторой эффективной температуры. В терминах кинетической теории она представляет собой меру ширины функции распределения электронов в пространстве скоростей [15, с. 171]. Пренебрегая изменением плотности плазмы при нагреве, принимаем  $n_e = \text{const}$ ; в дальнейшем  $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Будем считать для простоты, что все трубки выходят из токового слоя прямолинейно и имеют постоянную площадь поперечного сечения. Тогда уравнение (1) переписываем в одномерном виде

$$\frac{3}{2} n_e k_B \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial l}, \quad (3)$$

где  $l$  — координата, отсчитываемая от токового слоя вдоль магнитной трубки.

Согласно физической постановке задачи, описанной выше, будем решать уравнение (3) для следующих двух вариантов граничных условий:

при  $0 \leq t \leq t_1$  (задача 1)

$$T(l, t)|_{l=0} = T_s, \quad T(l, t)|_{l \rightarrow \infty} = T_0; \quad (4)$$

при  $t > t_1$  (задача 2)

$$F(l, t)|_{l=0} = 0, \quad T(l, t)|_{l \rightarrow \infty} = T_0,$$

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} T(l, t) dl = \text{const}. \quad (5)$$

Первое из условий (5) связано с отсутствием теплового потока, направленного внутрь трубки после ее отсоединения от SHTCL. Последнее представляет собой закон сохранения тепловой энергии в трубке после выхода ее из SHTCL; при этом полагается, что трубка симметрична относительно точки  $l = 0$ .

### 2. Классическая теплопроводность

Поток тепла в данном случае обусловлен кулоновскими столкновениями электронов и описывается классическим выражением, законом Фурье

$$\mathbf{F}_{cl} = -\kappa \nabla T. \quad (6)$$

Коэффициент теплопроводности  $\kappa$  определяется соотношением (см., например, [16])

$$\kappa = \kappa_0 T^\alpha, \quad \kappa_0 = \frac{1.84 \cdot 10^{-5}}{\ln \Lambda}, \quad \alpha = 5/2. \quad (7)$$

В кулоновском логарифме аргумент  $\Lambda = 9.44 \cdot 10^6 T / (z n_e^{1/2})$ , где  $z$  — эффективный заряд плазмы, в дальнейшем  $z = 1$ , поскольку в плазме с космическим обилием элементов доминирующей является водородная составляющая.

Уравнение (3) переписываем в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = A_{cl} \frac{\partial}{\partial l} \left( T^\alpha \frac{\partial T}{\partial l} \right), \quad A_{cl} = \frac{2\kappa_0}{3n_e k_B} = \text{const}. \quad (8)$$

Положим в граничных условиях (4) и (5) температуру  $T_0 = 0$ . Это оправдано тем, что температура корональной плазмы в трубке до ее соприкосновения с SHTCL была пренебрежимо мала по сравнению с температурой токового слоя  $T_s$ . Тогда обе задачи являются автомодельными [17] и, следовательно, их решение сводится к интегрированию обыкновенных дифференциальных уравнений.

Для решения задачи 1 вводится безразмерная функция

$$f(\zeta) = \frac{T}{T_s}, \quad (9)$$

где  $\zeta = l / (A_{cl} T_s^\alpha t)^{1/2}$  — автомодельная переменная [17, гл. 10]. При этом уравнение (8) сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка

$$f^\alpha(\zeta) f''(\zeta) + \alpha f^{\alpha-1}(\zeta) [f'(\zeta)]^2 + \frac{1}{2} \zeta f'(\zeta) = 0. \quad (10)$$

Напомним, что в задаче 1 при  $T_0 = 0$  граничные условия соответствуют классической автомодельной задаче с постоянной температурой на границе плоского полупространства:  $f(0) = 1, f(\infty) = 0$ . Однако задача не

имеет аналитического решения, а решается численно. Далее по найденным парам чисел  $\{\zeta, f(\zeta)\}$  для фиксированных значений  $t$ , используя определения (9), находим интересующие нас распределения температуры:

$$\begin{cases} l = \zeta (A_{cl} T_s^\alpha t)^{1/2}, \\ T(l) = T_s f(\zeta) \quad \text{при } 0 \leq \zeta \leq \zeta_0, \\ T(l) \equiv 0 \quad \text{при } \zeta > \zeta_0, \end{cases} \quad (11)$$

где  $\zeta_0$  зависит от значения параметра  $\alpha$ .

Рассмотрим теперь задачу 2. Будем предполагать, что искомое решение при  $t \geq t_1$  мало отличается от решения известной одномерной автомодельной задачи о тепловой волне от мгновенного плоского источника [17, гл. 10, § 5]. Пусть в начальный момент  $t = t_0$ , разумеется, предшествующий моменту  $t_1$ , в плоскости  $l = 0$  выделилось некоторое количество тепловой энергии. В последующие моменты тепло растекается вдоль оси  $l$ . Этот процесс описывается уравнением (8) с граничными условиями (5) для интервала времени  $t_0 \leq t < \infty$ . Величина  $Q$ , пропорциональная полной тепловой энергии, поступившей в магнитную трубку из SHTCL, определяется из решения задачи 1 в момент времени  $t = t_1$ , а именно

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} T_{(1)}(l, t_1) dl = 2T_s (A_{cl} T_s^\alpha t_1)^{1/2} \int_0^{\infty} f(\zeta) d\zeta. \quad (12)$$

Перейдем к безразмерной автомодельной переменной  $\eta$ :

$$\eta = \frac{l}{(A_{cl} Q^\alpha (t - t_0))^{1/(\alpha+2)}}, \quad T = \left( \frac{Q^2}{A_{cl} (t - t_0)} \right)^{1/(\alpha+2)} g(\eta), \quad (13)$$

где  $g(\eta)$  — неизвестная безразмерная функция. Уравнение (8) в частных производных теперь сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению, которое имеет аналитическое решение

$$\begin{cases} l = (A_{cl} Q^\alpha (t - t_0))^{1/(\alpha+2)} \eta \quad \text{при } \eta \geq 0, \\ T(l) = \left( \frac{Q^2}{A_{cl} (t - t_0)} \right)^{1/(\alpha+2)} \left[ \frac{\alpha}{2(\alpha+2)} \eta_0^2 \right]^{1/\alpha} \times \\ \times \left[ 1 - \left( \frac{\eta}{\eta_0} \right)^2 \right]^{1/\alpha} \quad \text{при } 0 \leq \eta < \eta_0, \\ T(l) \equiv 0 \quad \text{при } \eta \geq \eta_0. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь

$$\eta_0 = \left[ \frac{(\alpha+2)^{1+\alpha} \cdot 2^{1-\alpha}}{\alpha \pi^{\alpha/2}} \Gamma^\alpha \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\alpha} \right) \Gamma^{-\alpha} \left( \frac{1}{\alpha} \right) \right]^{1/(\alpha+2)},$$

$\Gamma(x)$  — гамма-функция.

Момент  $t_0$  «мгновенного выделения энергии» определяется из требования равенства температур, полученных в задачах 1 и 2, в точке  $l = 0$  в момент времени  $t_1$ :

$$T_{(2)}(0, t_1) = T_{(1)}(0, t_1) = T_s.$$

Отсюда следует

$$t_0 = t_1 - \frac{Q^2}{A_{cl} T_s^{\alpha+2}} \left[ \frac{\alpha}{2(\alpha+2)} \eta_0^2 \right]^{(\alpha+2)/\alpha}. \quad (15)$$

Распределения температуры вдоль магнитной трубки в различные моменты времени представлены на рис. 2. Цифры около кривых обозначают время  $t$  (с), прошедшее от начала соприкосновения трубки с токовым слоем.

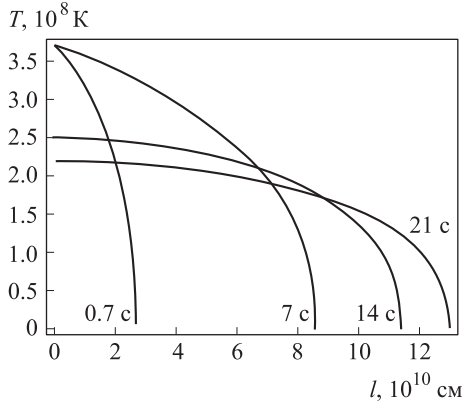


Рис. 2. Распределение температуры вдоль отдельной магнитной трубки в различные моменты времени при классической теплопроводности

Заметим, что в начальные моменты времени фронт тепловой волны при классической теплопроводности движется слишком быстро. За первые 0.7 с он проходит расстояние  $\sim 3 \cdot 10^{10}$  см, т.е. формально его средняя скорость на этом этапе  $\sim 4 \cdot 10^{10}$  см/с — больше скорости света. Вообще, как следует из аналитического решения (11), скорость фронта пропорциональна  $t^{-1/2}$ , т.е. при  $t \rightarrow 0$  она стремится к бесконечности, а со временем понижается. Кроме того, тепловая волна распространяется за первые 20 с на расстояние  $\sim 10^{11}$  см, сравнимое с диаметром Солнца. Это значительно превышает наблюдаемые размеры солнечных активных областей  $\sim 10^{10}$  см.

Указанные противоречия связаны с тем, что классические формулы (6) и (7) выведены для плазмы, находящейся в состоянии, близком к локальному термодинамическому равновесию. Последнее предполагает, что характерное время процесса  $t_T$  намного превышает время электронных столкновений  $\tau_{ee}$ , а характерный масштаб длины  $l_T$ , на котором температура претерпевает изменения в  $e$  раз, много больше длины свободного пробега тепловых электронов  $\lambda_{ee}$ :

$$t_T = \frac{T}{|dT/dt|} \gg \tau_{ee}, \quad l_T = \frac{T}{|dT/dl|} \gg \lambda_{ee}. \quad (16)$$

Для найденных нами распределений температуры вдоль магнитной трубки характерные времена задачи представлены на рис. 3, а, а масштабы — на рис. 3, б. Поскольку распределение температуры вдоль трубки зависит от времени, прошедшего от начала контакта трубки с токовым слоем, то характерные время и масштаб тоже изменяются со временем. Соответствующие кривые представлены для моментов времени 0.7 и 7 с. Как видно на рис. 3, а, при температурах  $T \lesssim 10^8$  К, т.е. на фронте тепловой волны, характерное время процесса оказывается значительно меньше времени электронных соударений. Это означает, что процесс очень быстрый, о чем уже говорилось. Более того, характерный

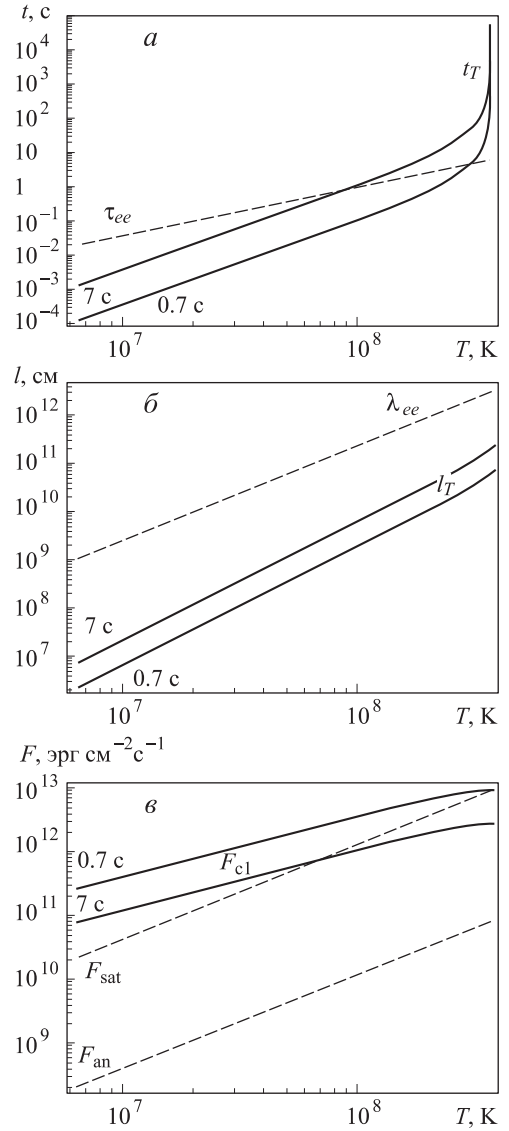


Рис. 3. а — Характерное время  $t_T$  процесса и время электронных столкновений  $\tau_{ee}$ ; б — характерный масштаб  $l_T$  и длина свободного пробега электрона  $\lambda_{ee}$ ; в — классический  $F_{cl}$ , аномальный  $F_{an}$  и насыщенный  $F_{sat}$  потоки тепла

масштаб длины, на котором температура изменяется в  $e$  раз, примерно на два порядка меньше длины свободного пробега тепловых электронов (рис. 3, б). Следовательно, профиль температуры, формально вычисленный с использованием столкновительного закона Фурье, соответствует существенно бесстолкновительному описанию плазмы в области фронта тепловой волны.

Напомним, что классический поток тепла  $F_{cl}$  не может быть больше аномального  $F_{an}$  и насыщенного  $F_{sat}$  потоков [14, формула (2.2.5)]:

$$F_{cl} < \min(F_{an}, F_{sat}). \quad (17)$$

Мы предполагаем здесь, что аномальный тепловой поток обусловлен ионно-звуковыми волнами, возбуждаемыми в нагреваемой плазме обратным током. В условиях, когда электронная температура  $T_e$  значительно пре-

вышает ионную температуру  $T_i$ , он может быть записан в виде [14, формула (2.2.11)] в пределе  $T_e/T_i \rightarrow \infty$ :

$$F_{\text{ан}} = \frac{n_e (k_B T_e)^{3/2}}{m_i^{1/2}}. \quad (18)$$

Насыщенный поток — это максимально возможное значение теплового потока, при котором диффузионный перенос тепла заменяется на конвективный с характерной скоростью  $V_c$ :

$$F_{\text{sat}} = \frac{3}{2} n_e k_B T_e V_c, \quad V_c = V_{T_e} = \left( \frac{3k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Как видно на рис. 3, в, классический тепловой поток, вычисленный в рамках рассматриваемой модели, больше аномального и даже насыщенного. Таким образом, все необходимые условия для применимости классической теплопроводности (16) и (17) в окрестности SHTCL действительно нарушены. В расчетах нужно принимать во внимание аномальный характер теплопроводности, чему и посвящен следующий раздел.

### 3. Аномальная теплопроводность

Выясним, каким будет распределение температуры вдоль магнитной трубки при аномальном тепловом потоке, описываемом формулой (18). Аномальный поток пропорционален температуре в степени 3/2 и не зависит от градиента температуры. Поэтому уравнение теплопроводности (3) теперь сводится к уравнению в частных производных первого (а не второго, как при классическом потоке) порядка:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + A_{\text{ан}} T^{1/2} \frac{\partial T}{\partial l} = 0, \quad A_{\text{ан}} = (k_B/m_i)^{1/2}. \quad (20)$$

Эта задача решается аналитически с помощью замены уравнения (20) системой обыкновенных дифференциальных уравнений, решение которой имеет вид

$$T(l, t) = \begin{cases} T_s & \text{при } l \leq A_{\text{ан}} T_s^{1/2} t, \\ l^2 / (A_{\text{ан}}^2 t^2) & \text{при } A_{\text{ан}} T_0^{1/2} t \leq l \leq A_{\text{ан}} T_s^{1/2} t, \\ T_0 & \text{при } l \geq A_{\text{ан}} T_0^{1/2} t. \end{cases} \quad (21)$$

На рис. 4 представлено решение уравнения (20) для двух моментов времени: 0.7 и 7 с после начала кон-

такта трубки с токовым слоем. Тепловая волна имеет Z-образную форму. Такая ситуация должна привести к развитию плазменных неустойчивостей и, следовательно, к изменению вида теплового потока. Вместе с тем вопрос о том, каким должен быть тепловой поток в условиях возбуждения той или иной плазменной турбулентности, не является тривиальным и остается за рамками рассмотренной нами модели.

### Заключение

Мы показали, что в условиях солнечных вспышек, когда плазма в короне нагревается сверхгорячим ( $T_e \gtrsim 10^8$  К) пересоединяющим токовым слоем, применение классического закона Фурье для потока тепла ( $F_{\text{cl}} = -\kappa \nabla T$ ) не обоснованно. Выражение для аномального потока ( $F_{\text{ан}} \sim T^{3/2}$ ), вероятно, может рассматриваться как верхний предел величины классического потока, но не как сам тепловой поток. В этой связи отметим, что в литературе часто используются различные интерполяции теплового потока, например формулы типа

$$F^{-1} = F_{\text{cl}}^{-1} + F_{\text{max}}^{-1} \quad \text{или} \quad F = -\kappa \nabla T \left( 1 + \frac{|\kappa \nabla T|}{F_{\text{max}}} \right)^{-1},$$

где  $F_{\text{max}}$  — некоторое предельное значение. Однако эти чисто математические модели физически никак не обоснованы. Более того, их использование может привести к неправильному описанию процесса теплопереноса даже в области применимости классического приближения [18, 19]. В следующей нашей статье [1] мы рассматриваем другой, физически обоснованный подход к описанию переноса тепловой энергии в солнечных вспышках, а именно классическую теплопроводность с учетом эффекта столкновительной релаксации теплового потока [18, 20]. Иными словами, на основании результатов, полученных в данной статье, вопрос ставится так — можно ли найти более аккуратное описание процесса переноса тепла в солнечных вспышках в рамках обычного столкновительного рассмотрения нагреваемой плазмы, отвлекаясь от более сложных проблем с возбуждением плазменной турбулентности на фронте тепловой волны большой амплитуды?

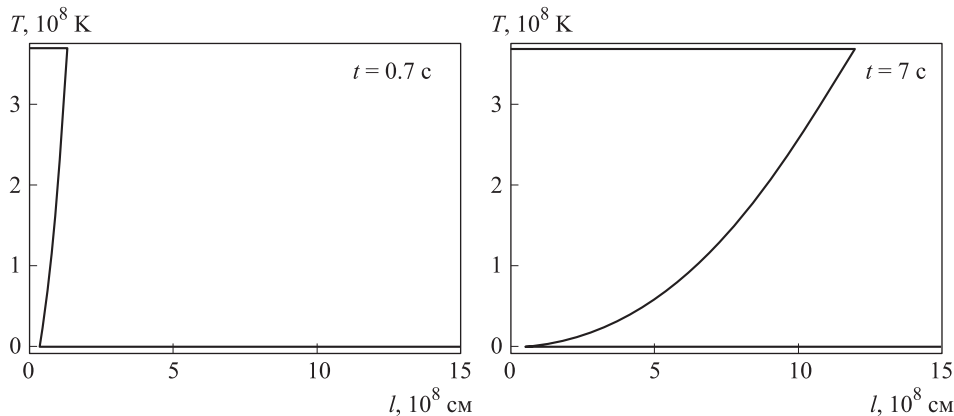


Рис. 4. Распределение температуры вдоль магнитной трубки при аномальной теплопроводности через 0.7 и 7 с с начала контакта трубки с токовым слоем

## Список литературы

1. Орешина А.В., Сомов Б.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 3. С. 89.
2. Сыроватский С.И. // Астрон. журн. 1962. **39**. С. 987.
3. Petschek H.E. // AAS-NASA Symp. on the Physics of Solar Flares / Ed. by W.N. Hess. Washington, 1964. P. 425.
4. Сыроватский С.И. // Астрон. журн. 1966. **43**. С. 340.
5. Сомов Б.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. **45**, № 4. С. 576.
6. Somov B.V. Plasma Astrophysics. Pt. II. Reconnection and Flares. N. Y., 2006.
7. Forbes T.G., Malherbe J.M., Priest E.R. // Solar Phys. 1989. **120**. P. 285.
8. Yokoyama T., Shibata K. // Astrophys. J. 1997. **474**. P. 61.
9. Chen P.F., Fang C., Tang Y.H. et al. // Astrophys. J. 1999. **513**. P. 516.
10. Tsai C.L., Tsai R.H., Wu B.H., Lee L.C. // Phys. Plasmas. 2005. **12**. P. 82501.
11. Diamond P.H., Itoh S.I., Itoh K. Modern Plasma Physics. Cambridge (UK), 2010.
12. Diakonov S.V., Somov B.V. // Solar Phys. 1988. **116**. P. 119.
13. Arber T.D., Melnikov V.F. // Astrophys. J. 2009. **690**. P. 238.
14. Somov B.V. Physical Processes in Solar Flares. Dordrecht; Boston; London, 1992.
15. Somov B.V. Plasma Astrophysics. Pt. I. Fundamentals and Practice. N. Y., 2006.
16. Спутцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., 1965.
17. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
18. Moses G.A., Duderstadt J.J. // Phys. Fluids. 1977. **20**, № 5. P. 762.
19. Волосевич П.П., Косарев В.И., Леванов Е.И. Об учете ограничения теплового потока в численном эксперименте. Препринт № 21. Ин-т прикл. математики имени М.В. Келдыша АН СССР. М., 1978.
20. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. М., 1977.

## On the heat-transfer mechanisms in solar flares. 1. Classical and anomalous heat conduction

A. V. Oreshina<sup>a</sup>, B. V. Somov<sup>b</sup>*Department of Solar Physics, P. K. Sternberg State Institute of Astronomy, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: <sup>a</sup>avo@sai.msu.ru, <sup>b</sup>somov@sai.msu.ru.*

In the context of a problem of energy transport in solar flares, we have developed the simplified analytical models for describing plasma heating in the Solar atmosphere by heat fluxes from super-hot ( $T_e \gtrsim 10^8$  K) reconnecting current layer. It is shown that applicability conditions of common heat conduction, produced by Coulomb collisions of electrons, are not valid in solar flares. The heat flux, calculated using the classical Fourier law, is significantly higher real values known from modern multi-wavelength observations of flares. We have critically analyzed also a so called anomalous flux produced by interaction of free electrons with ion-acoustic waves in plasma. What is the dominate mechanism of heat transfer in solar flares — the question requiring an additional consideration [1].

*Keywords:* Sun, solar flares, magnetic reconnection, heat conduction.

PACS: 96.60.Q-, 96.60.qe, 96.60.Iv, 95.30.Tg.

*Received 16 December 2010.*English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2011).

## Сведения об авторах

1. Орешина Анна Валерьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.; тел.: (495) 939-16-44, e-mail: avo@sai.msu.ru.

2. Сомов Борис Всеволодович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом; тел.: (495) 939-16-44, (495) 939-19-73, e-mail: somov@sai.msu.ru.