

## АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

## Течения плазмы в спокойном переходном слое на Солнце

О. В. Дунин-Барковская<sup>a</sup>, Б. В. Сомов<sup>b</sup>*Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ).**Россия, 119991, Москва, Университетский пр-т, д. 13.**E-mail: <sup>a</sup>olga.ptitsyna@gmail.com, <sup>b</sup>somov@sai.msu.ru*

Статья поступила 26.11.2014, подписана в печать 23.12.2014.

Решена задача о распределении температуры плазмы вдоль магнитной трубки, один конец которой находится в хромосфере, а другой — в короне. Для различных скоростей потока плазмы, задаваемых на нижней границе переходного слоя, рассчитаны зависимости плотности, давления и скорости течения плазмы от ее температуры. В случае когда гравитацией можно пренебречь, эти зависимости получены в аналитическом виде. Показано наличие трех диапазонов скорости, для которых: а) возможно возбуждение ударных волн в переходном слое, б) переходный слой можно рассматривать в классическом столкновительном приближении, в) процесс нагрева плазмы в переходном слое близок к режиму  $p = \text{const}$ , а рассчитанное жесткое ультрафиолетовое (EUV) излучение хорошо согласуется с современными спутниковыми наблюдениями. На основе полученных результатов сделан вывод, что в общем случае при наличии потока плазмы спокойный переходный слой между короной и хромосферой следует рассматривать в классическом приближении кулоновских столкновений.

*Ключевые слова:* Солнце, корона, хромосфера, переходная область, теплопроводность.

УДК: 523.945. PACS: 96.60.Na, 96.60.P-, 96.60.Hy.

**Введение**

Переходным слоем между короной и хромосферой Солнца называется область, в которой происходит резкий перепад температур от  $\sim 10^6$  К в короне до  $\sim 10^4$  К на верхней границе хромосферы. Изучение переходного слоя интересно и с точки зрения переноса энергии в корону (задача нагрева короны), и само по себе. В частности, вопросы об основном механизме переноса тепла, роли потока убегающих электронов [1–3] и механизме разделения плазмы на высоко- и низкотемпературную [4, 5] до сих пор волнуют исследователей.

Согласно современным представлениям, структура атмосферы Солнца над фотосферой целиком определяется взаимодействием магнитных полей [6, 7]. Магнитные поля концентрируются в тонкие трубки, внутри которых велика напряженность магнитного поля. Поскольку заряженные частицы в основном следуют вдоль линий магнитного поля, то перенос энергии тоже осуществляется преимущественно вдоль магнитных трубок. Таким образом, для изучения переходного слоя важно изучить физику переноса и потерь энергии в плазме внутри магнитной трубки. Целью настоящей работы является выявление физических закономерностей, характерных для переходного слоя между короной и хромосферой Солнца. В достаточно общем виде решается задача о влиянии наличия потока плазмы на баланс энергии в магнитной трубке, один конец которой поддерживается при корональной температуре, а другой — при температуре хромосферной.

Раздел 1 статьи посвящен постановке задачи. В разделе 2 получены аналитические зависимости концентрации, давления и скорости плазмы от температуры без учета гравитации. Введена критическая температура, позволяющая выделить диапазоны скоростей

плазмы на нижней границе переходного слоя, для которых поведение плазмы внутри переходного слоя будет различным. Раздел 3 посвящен получению зависимости температуры от толщи вещества. Сравнение полученных результатов с наблюдениями приведено в разделе 4. Выводы сформулированы в заключении.

**1. Постановка задачи**

Рассмотрим магнитную трубку, верхний конец которой находится в короне, а нижний погружен в хромосферу. Пусть ось  $x$  направлена из короны в хромосферу вдоль линий магнитного поля. Будем рассматривать полностью ионизованную плазму с космическим обилием элементов ( $m_i = 1.44m_H$ ) в состоянии, близком к локальному термодинамическому равновесию, характеризуемому температурой  $T(x)$ ; оценки времен столкновительных релаксаций см. в [8]. Нас интересуют стационарные распределения температуры  $T$ , концентрации  $n$ , давления  $p$  и скорости плазмы  $v$  вдоль магнитной трубки. По этой причине для описания свойств плазмы в магнитной трубке возьмем следующую систему трех одномерных стационарных уравнений: закон сохранения массы в виде уравнения непрерывности

$$\frac{d}{dx}(m_i n v) = 0, \quad (1)$$

закон сохранения импульса

$$m_i n v \frac{dv}{dx} + 2 \frac{dp}{dx} = g_{\odot} m_i n, \quad (2)$$

закон сохранения энергии

$$\frac{d}{dx} \left[ -\kappa \frac{dT}{dx} + v \left( m_i n \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} 2p \right) \right] + L(T)n^2 - P_0 - g_{\odot} m_i n v = 0, \quad (3)$$

а также уравнение состояния идеального газа

$$p = nk_B T. \quad (4)$$

В уравнении (3) учтены два вида переноса энергии. Первое слагаемое в скобках под знаком производной  $d/dx$  — классический тепловой поток. В общем случае здесь коэффициент теплопроводности  $\kappa = \kappa_i + \kappa_e$ , где  $\kappa_i$  и  $\kappa_e$  — коэффициенты теплопроводности ионов и электронов соответственно. Пренебрегая теплопроводностью ионов, коэффициент которой в  $(m_i/m_e)^{1/2}$  раз меньше  $\kappa_e$ , для коэффициента теплопроводности применяем классическую формулу из [9]. Второе слагаемое в квадратных скобках — конвективный поток энергии, связанный с течением плазмы вдоль магнитной трубки. Он складывается из двух слагаемых  $v(m_i n v^2/2)$  и  $v(\gamma/(\gamma-1)2p)$ , здесь  $\gamma$  — показатель адиабаты. Третье слагаемое в (3) — скорость потерь энергии на излучение; мощность излучения из единицы объема плазмы  $L(T)n^2$  при столкновительном возбуждении ионов пропорциональна квадрату концентрации  $n$ . Функция  $L(T)$  описывает зависимость потерь энергии на излучение от температуры; возьмем ее из [10]. Четвертое слагаемое,  $P_0$ , соответствует стационарному нагреву хромосферы, который обеспечивает наличие равновесного состояния в отсутствии теплового и конвективного потоков энергии. Так как тепловой и конвективный потоки нагревают только переходный слой, но не хромосферу, то  $P_0 = L(T_0)n^2$  — мощность стационарного нагрева хромосферы «внешним» источником, в частности, потоком волн из конвективной зоны [11]. Наконец, последнее слагаемое в (3) соответствует мощности работы гравитационных сил.

Для окончательной формулировки задачи зададим граничные условия на нижней границе переходного слоя и начало координат оси  $x$ :

$$\begin{aligned} n|_{T=T_0} &= n_0, & v|_{T=T_0} &= v_0, \\ T(0) &= \frac{1}{2} T_{\text{up}}, & \frac{dT}{dx}|_{x \rightarrow \infty} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Последнее условие означает отсутствие потока тепла из переходного слоя в хромосферу, как было оговорено выше. Выберем характерные значения температуры и концентрации на нижней границе,  $T_0 = 10^4$  К,  $n_0 = 10^{10}$  см $^{-3}$ , и зададим температуру на верхней границе  $T_{\text{up}} = 2 \cdot 10^6$  К. Величину скорости  $v_0 \in [0, \infty)$  на нижней границе переходного слоя будем рассматривать как свободный параметр задачи. Вместо координаты  $x$  введем толщину вещества  $\xi$  в точке с координатой  $x$

$$\xi = \int_0^x n(x) dx, \text{ см}^{-2}. \quad (6)$$

Эта лагранжева переменная весьма удобна для одномерных задач о гидродинамическом отклике на нагрев атмосферы Солнца [12, гл. 2].

## 2. Критическая температура

В случае когда влиянием гравитации можно пренебречь, уравнения (1), (2) и (4) имеют аналитическое решение, удовлетворяющее граничным условиям (5):

$$n(T) = \frac{n_0 T_0}{T} \cdot \frac{1}{2} (1+r)(1 \pm f(T)),$$

$$p(T) = p_0 \cdot \frac{1}{2} (1+r)(1 \pm f(T)), \quad (7)$$

$$v(T) = v_0 \cdot \frac{1}{2r} (1+r)(1 \mp f(T)).$$

Здесь параметр

$$r = \frac{m_i n_0 v_0^2}{2p_0} = \left( \frac{v_0}{V_s(T_0)} \right)^2$$

есть квадрат отношения скорости плазмы к скорости изотермического звука на нижней границе переходного слоя, а

$$f(T) = \left( 1 - \frac{4rT}{(1+r)^2 T_0} \right)^{1/2}.$$

Из условия неотрицательности подкоренного выражения следует, что

$$T \in (0, T_{\text{cr}}], \quad T_{\text{cr}} = \frac{(1+r)^2}{4r}, \quad (8)$$

т. е.  $T_{\text{cr}}$  — граница области допустимых температур.

Знаки перед  $f(T)$  в (7) выберем исходя из выполнения граничных условий на нижней границе. Для  $v_0 > V_s$ , т. е.  $r > 1$ , имеем в (7) перед  $f(T)$  знаки  $(-), (-), (+)$  соответственно; для  $v_0 < V_s$  берем  $(+), (+), (-)$ . Заметим, что в отсутствие потока плазмы ( $v_0 \rightarrow 0$ ) концентрация  $n$  стремится к константе, а давление  $p$  зависит от температуры, как  $1/T$ . Таким образом, в этом случае происходит плавный переход к режиму  $p = \text{const}$ , который детально исследовался в [8].

Зависимости  $n(T)$ ,  $p(T)$  и  $v(T)$  для различных значений скорости  $v_0$  показаны на рис. 1, 2. Здесь и далее на всех рисунках значения  $v_0$  в км/с указаны числами около кривых. На рис. 1, 2 пунктирные вертикальные линии соответствуют критической температуре. На рис. 1 видно, что для  $v_0 < V_s(T_0)$  давление и концентрация остаются равными своим значениям при  $v_0 = 0$  практически во всем диапазоне температур, кроме окрестностей  $T_{\text{cr}}$ . В этом случае режим нагрева близок к  $p = \text{const}$ . Напротив, для  $v_0 > V_s(T_0)$  режим нагрева близок к  $n = \text{const}$  для температур, меньших  $T_{\text{cr}}$  (рис. 2).

Посмотрим, каков физический смысл критической температуры. Для этого сопоставим температурные зависимости скорости течения  $v$  и изотермической скорости звука  $V_s$  (см. рис. 1, а, 2, а). Видно, что  $v$  приближается к  $V_s$  при  $T \rightarrow T_{\text{cr}}$ . Покажем, что при  $T = T_{\text{cr}}$  скорость течения плазмы равна изотермической скорости звука  $V_s$ . Действительно, используя (7) и (8), получим

$$V_s(T_{\text{cr}}) = \left( \frac{p_i(T_{\text{cr}}) + p_e(T_{\text{cr}})}{(m_i + m_e)n(T_{\text{cr}})} \right)^{1/2} = \frac{1+r}{2r} v_0 = v(T_{\text{cr}}). \quad (9)$$

Таким образом, критическая температура — это температура, при которой скорость течения достигает скорости звука.

Как следует из (8), критическая температура является функцией  $v_0$ . Эта зависимость представлена на рис. 3. На рис. 4 показаны температурные зависимости скорости плазмы для различных граничных  $v_0$ . Заштрихованные области соответствуют температурам короны и хромосферы. Видно, что в зависимости от величины  $v_0$  критическая температура может достигаться

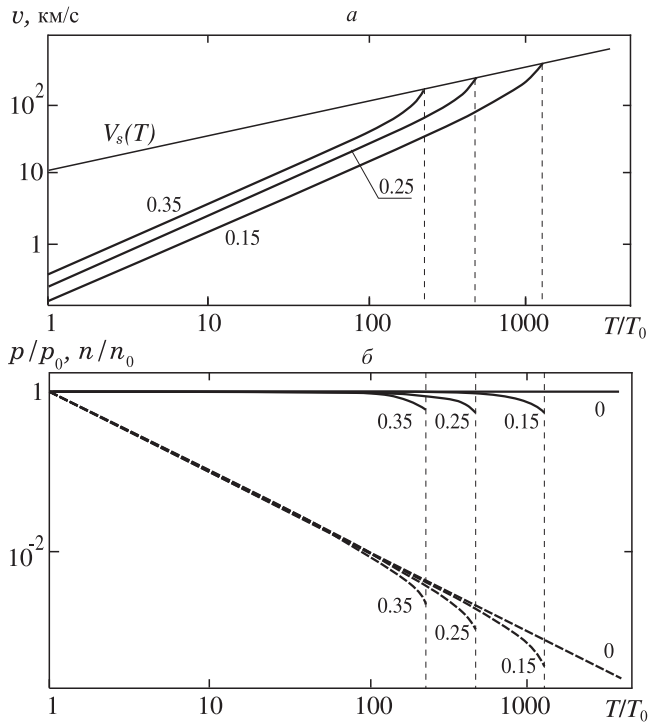


Рис. 1. Температурные зависимости (7) для случая  $g_{\odot} = 0$ ,  $v_0 < V_s(T_0)$  при различных значениях абсолютной величины скорости  $v_0$  в км/с (цифры рядом с кривыми) на нижней границе переходного слоя: а — скорость потока плазмы и скорость звука, б — давление  $p$  (сплошные кривые) и концентрация  $n$  плазмы (пунктирные кривые) в переходном слое

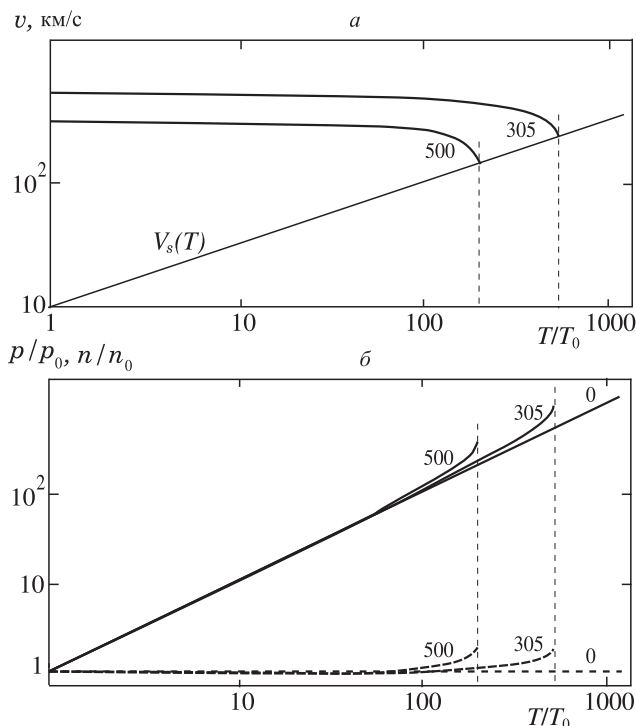


Рис. 2. Температурные зависимости (7) для случая  $g_{\odot} = 0$ ,  $v_0 > V_s(T_0)$  при различных значениях абсолютной величины скорости  $v_0$  в км/с (цифры рядом с кривыми) на нижней границе переходного слоя: а — скорость потока плазмы и скорость звука, б — давление  $p$  (сплошные кривые) и концентрация  $n$  плазмы (пунктирные кривые) в переходном слое

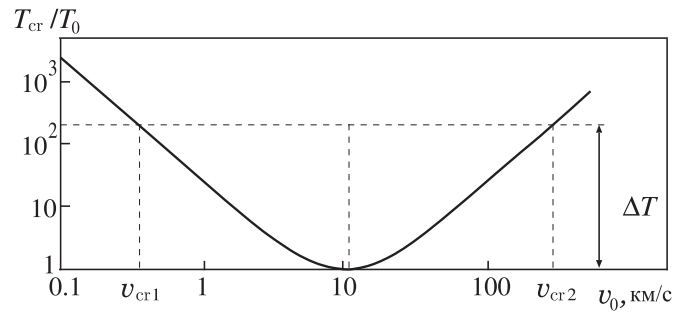


Рис. 3. Зависимость критической температуры от абсолютной величины скорости потока плазмы на нижней границе переходного слоя для случая  $g_{\odot} = 0$ .  $\Delta T$  соответствует диапазону температур переходного слоя

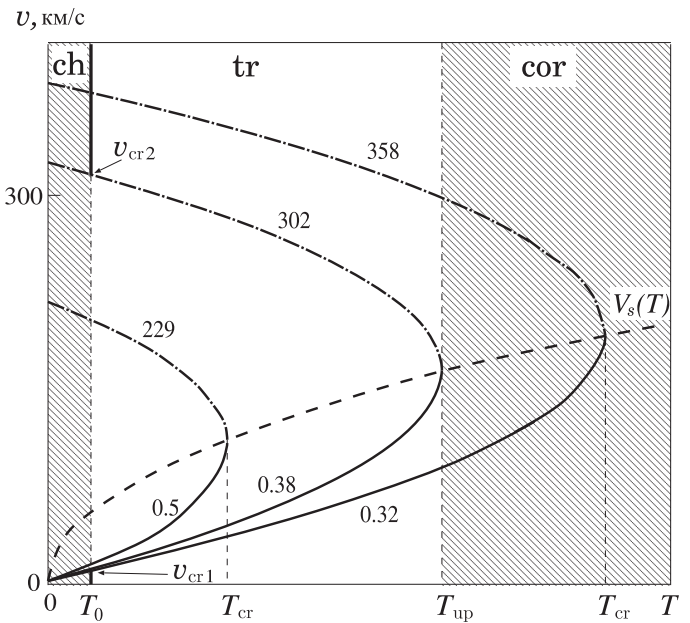


Рис. 4. Зависимость скорости плазмы от температуры для различных скоростей потока плазмы на нижней границе переходного слоя для случая  $g_{\odot} = 0$

как в переходном слое, так и в короне. Это дает нам возможность выделить следующие четыре интервала скорости  $v_0$  (здесь  $v_{cr1} = 0.38$  км/с и  $v_{cr2} = 303$  км/с).

I.  $v_0 < v_{cr1}$ : в этой области  $T_{cr} > T_{up}$ , поэтому скорость плазмы меньше скорости звука в переходном слое. Для таких  $v_0$  в переходном слое практически не будет отклонений давления и концентрации от их значений в отсутствии потока плазмы. То есть режим нагрева будет близок к  $p = const$ . Это случай спокойного переходного слоя.

II.  $v_{cr1} < v_0 < V_s(T_0)$ : в этом случае  $T_{cr} \leq T_{up}$ , поэтому  $v(T_{cr})$  достигает  $V_s(T_{cr})$  в переходном слое, что говорит о возможности возникновения ударных волн (см. рис. 5, а).

III.  $V_s(T_0) < v_0 < v_{cr2}$ : в этом случае  $T_{cr} \leq T_{up}$  и  $v(T_{cr})$  уменьшается до  $V_s(T_{cr})$ , которая достигается в переходном слое. Могут возникать ударные волны.

IV.  $v_0 > v_{cr2}$ : здесь  $T_{cr} > T_{up}$  и скорость плазмы больше скорости звука везде в переходном слое. В этом случае режим нагрева близок к режиму  $n = const$ .

Заметим, что решения, полученные для случаев II и III (сплошная и штрихпунктирные линии на рис. 4),

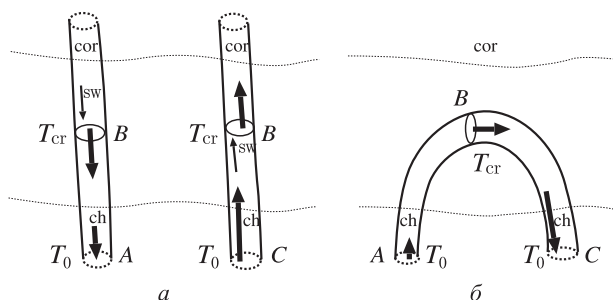


Рис. 5. Возможные интерпретации решений, показанных на рис. 4 для  $T_{cr} < T_{up}$ . Слева на право: *a* — ударная волна для плазмы, текущей вниз, ударная волна для плазмы, текущей вверх; *б* — петля. Толстые стрелки показывают направление течения и относительную величину скорости плазмы. В сечении *A* температура равна  $T_0$ ,  $v_0 < V_s(T_0)$ ; в сечении *B*:  $T = T_{cr}$ ,  $v = V_s(T_{cr})$ ; в сечении *C*:  $T = T_0$ ,  $v > V_s(T_0)$

можно сшить в точке  $T_{cr}$  и интерпретировать полученное решение как закрытую магнитную трубку, в основаниях которой температура равна  $T_0$ , а в вершине  $T_{cr}$ . В качестве иллюстрации см. рис. 5, б. Здесь толстые стрелки показывают направление течения и относительную величину скорости плазмы: плазма втекает в трубку со скоростью меньше скорости звука (сечение *A*) и достигает скорости звука в вершине (*B*) при температуре  $T_{cr}$ . После прохождения вершины скорость плазмы продолжает увеличиваться, тогда как температура уменьшается и достигает  $T_0$  в основании (*C*).

### 3. Зависимость температуры от толщи вещества

Для случая  $v = 0$ ,  $g_{\odot} = 0$  система (1)–(4) решается аналитически. Уравнение (1) в этом случае эквивалентно условию  $p = \text{const}$ , а закон сохранения энергии (3) переписываем как систему двух уравнений [13]:

$$\begin{cases} F = -\kappa \frac{dT}{dx}, \\ F(T) = \left( \int_{T_0}^T 2(L(T') - L(T_0)) \kappa n^2 dT' \right)^{1/2}, \end{cases} \quad (10)$$

где  $F$  — тепловой поток. Найденное распределение температуры показано пунктирной линией на рис. 6. Детальное исследование решения см. в [8].

В случае  $v \neq 0$ ,  $g_{\odot} = 0$  зависимости  $n(T)$ ,  $p(T)$ ,  $v(T)$  получены из уравнений (1), (2) и (4) аналитически, см. (7). Распределение температуры вдоль магнитной трубки рассчитываем, численно интегрируя уравнение (3), переписанное в виде

$$\begin{cases} y = \frac{dT}{dx}, \\ \frac{dy}{dT} = f(y, T) = \frac{L(T)n^2 - P_0}{\kappa} \frac{1}{y} - \frac{1}{\kappa} \frac{d\kappa}{dT} y + \frac{1}{\kappa} \frac{dF_v}{dT}. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь поток энергии, переносимый течением плазмы, обозначен  $F_v$ :

$$F_v = v \left( m_i n \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} 2p \right).$$

Результат решения уравнения (11) с учетом (7) и граничных условий (5) показан на рис. 6. Полученные

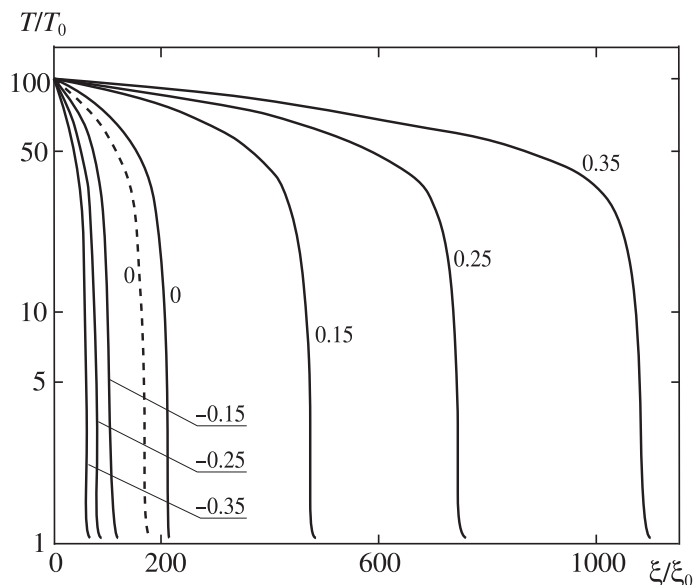


Рис. 6. Распределения температуры по толщ вещества для различных значений скорости потока плазмы на нижней границе переходного слоя. Сплошные линии соответствуют случаю  $g_{\odot} = 0$ . Пунктирной линией изображено распределение температур для случая  $v_0 = 0$ ,  $g_{\odot} \neq 0$

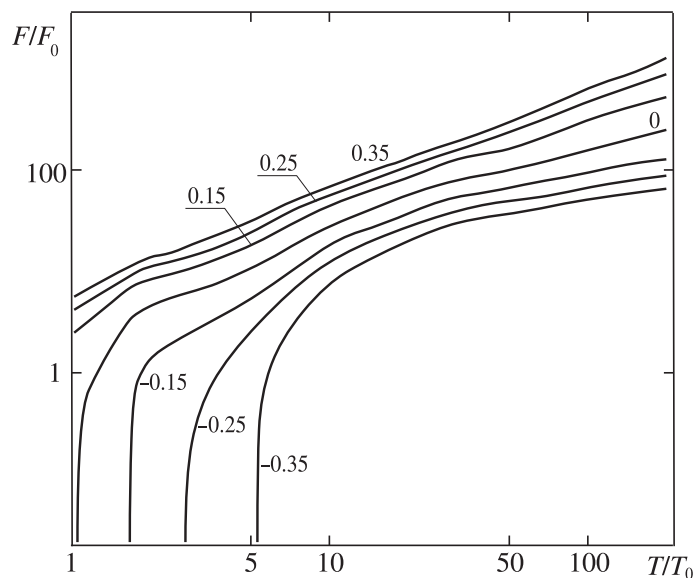


Рис. 7. Зависимость потоков энергии от температуры для различных значений скорости потока плазмы на нижней границе переходного слоя для случая  $g_{\odot} = 0$ ;  $F_0 = 460 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$

профили температур приведены для различных величин и направлений  $v_0$ . Напомним, что ось  $x$  и соответственно ось  $\xi$  направлены из короны в хромосферу, поэтому положительными считаются скорости течений плазмы из короны в хромосферу.

На рис. 7 приведены суммарные потоки энергии для различных  $v_0$ . Как и следовало ожидать, течение плазмы из короны в хромосферу «помогает» распространению тепла из короны в переходный слой — хромосфера прогревается глубже, чем в случае, когда поток плазмы отсутствует. На рис. 7 видно увеличение

суммарного потока энергии: к теплопроводному потоку тепла добавляется поток энергии, переносимый потоком плазмы из короны в хромосферу. Напротив, течение плазмы из хромосферы в корону «мешает» распространению тепла. Часть тепловой энергии возвращается в корону вместе с потоком плазмы.

Проверка условий применимости столкновительного приближения показывает, что условия применимости классической теплопроводности [9, 14] выполняются только для случая  $|v_0| \lesssim 285$  км/с. Для  $|v_0| > 285$  км/с классический тепловой поток превышает аномальный, в этом случае в законе сохранения энергии необходимо использовать модифицированный коэффициент теплопроводности (см., например, [15]).

В общем случае  $g_\odot \neq 0$ , как для  $v = 0$ , так и для  $v \neq 0$  система (1)–(4) решается численно после преобразования к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{dT'}{d\xi'} &= w', \\ \frac{dv'}{d\xi'} &= \frac{(v')^2 K_1 - w' v'}{(v')^2 K_2 - T'}, \\ \frac{dw'}{d\xi'} &= -\frac{1}{\kappa'} \frac{d\kappa'}{d\xi'} w' + \frac{v' K_1 - w'}{(v')^2 K_2 - T'} \left( w' + K_3 \frac{(v')^3}{\kappa'} \right) + \\ &+ \frac{w' v'}{\kappa'} K_4 + \frac{1}{\kappa'} \left( \frac{L(T)}{L(T_0)} - 1 \right) K_5 - \frac{(v')^2}{\kappa'} K_6. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь для любой переменной  $y$  под  $y'$  понимается  $y/y_0$ ; введены безразмерные коэффициенты

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{g_\odot \xi_0 m_i}{n_0 \cdot 2k_B T_0}, & K_3 &= \frac{m_i v_0^3 \xi_0}{\kappa_0 T_0}, & K_5 &= \frac{L(T_0) \xi_0^2}{\kappa_0 T_0}, \\ K_2 &= \frac{m_i v_0^2}{2k_B T_0}, & K_4 &= \frac{2\gamma k_B v_0 \xi_0}{\gamma - 1 \kappa_0}, & K_6 &= \frac{g_\odot m_i v_0 \xi_0^2}{\kappa_0 n_0 T_0}, \\ \xi_0 &= n_0 \left( \frac{\kappa_0 T_0}{L(T_0) n_0^2} \right)^{1/2}, & \kappa_0 &= \kappa(T_0, n_0). \end{aligned}$$

Полученное в случае  $v = 0$ ,  $g_\odot \neq 0$  распределение температур показано пунктирной линией на рис. 6. Видно, что добавление гравитации «сжимает» профиль температур — делает градиент температуры больше. Чтобы не загромождать рис. 6, мы не привели на нем аналогичные профили температур для  $v \neq 0$ ,  $g_\odot \neq 0$ . При ненулевых скоростях в случае  $g_\odot \neq 0$  профили температур смещаются относительно  $v = 0$  так же, как и для  $g_\odot = 0$ . Для скоростей, направленных из короны в переходный слой, хромосфера прогревается глубже, чем в случае  $v = 0$ , а для скоростей, направленных из хромосферы в корону, хромосфера прогревается меньше.

#### 4. Сравнение с наблюдательными данными

Для того чтобы сравнить излучение плазмы, для которой нами рассчитаны распределения температуры по толще вещества, с наблюдениями излучения Солнца в линиях переходного слоя, вычислим дифференциальную меру эмиссии

$$\text{DEM} = \frac{d}{dT} \int_0^x n_e^2 dl. \quad (13)$$

Здесь  $x$  — протяженность излучающей области вдоль луча зрения,  $dl$  — элемент длины вдоль луча зрения.

На рис. 8 приведено сравнение результатов вычислений  $\text{DEM} = \text{DEM}(T)$  для спокойного переходного слоя ( $v_0 \in I$ ) для случаев  $g_\odot = 0$  и  $g_\odot \neq 0$  с данными наблюдений, полученных [16] для различных эмиссионных линий на основе данных инструмента SUMER [17] на космическом аппарате SOHO. Каждый прямоугольник на рис. 8 соответствует усредненной по всему диску спокойного Солнца дифференциальной мере эмиссии для спектральной линии, возбуждаемой на данной температуре. Наблюдения отражают только среднюю скорость плазмы на Солнце. Поэтому наблюдаемая дифференциальная мера эмиссии не может быть отождествлена с конкретной скоростью плазмы внутри отдельной магнитной трубки. Вычисленная для реально присутствующих на Солнце скоростей  $\text{DEM}(T)$  должна лежать в той же области графика, что и наблюдения. В нашем случае мы имеем хорошее соответствие с наблюдениями для скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, принадлежащих диапазону I.

DEM, см<sup>5</sup>К<sup>-1</sup>

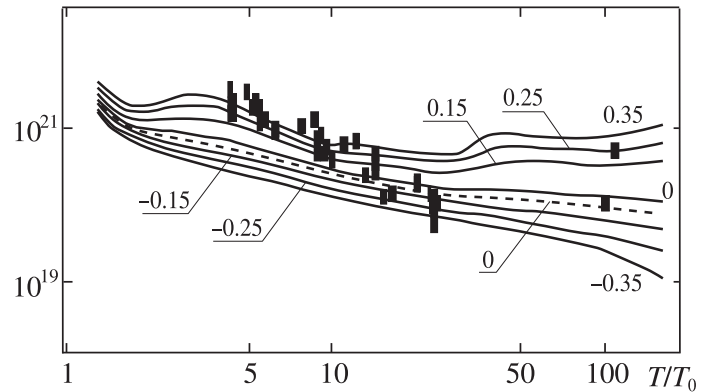


Рис. 8. Зависимость дифференциальной меры эмиссии от температуры для различных значений скорости потока плазмы на нижней границе переходного слоя. Сплошные линии соответствуют случаю  $g_\odot = 0$ . Пунктирной линией изображено распределение для случая  $v_0 = 0$ ,  $g_\odot \neq 0$ . Прямоугольники соответствуют излучению в УФ-линиях, наблюдения SUMER/SOHO [16]

#### Заключение

Для различных скоростей потока плазмы, задаваемых на нижней границе переходного слоя, получены зависимости плотности и давления плазмы, а также ее скорости от температуры в магнитной трубке, один конец которой опущен в хромосферу, а другой находится в короне. Найдено стационарное распределение температуры вдоль магнитной трубки. В каждой точке распределения имеет место баланс между нагревом классическим тепловым потоком, потерями энергии на излучение оптически прозрачной плазмы и переносом энергии, связанным с потоком плазмы. Нагрев хромосферы осуществляется потоками энергии из конвективной зоны.

Выделены следующие три диапазона скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя:

а) диапазон скоростей  $|v_0| \in [0.38, 303]$  км/с, для которого возможно возбуждение ударных волн в переходном слое,

б) диапазон скоростей  $|v_0| \lesssim 285$  км/с, для которого выполняются условия применимости классического столкновительного приближения,

в) диапазон скоростей  $|v_0| \in [0, +0.38]$  км/с, для которого процесс нагрева близок к режиму  $p = \text{const}$ , распределения концентрации и давления плазмы в переходном слое не зависят от скорости потока плазмы и близки к распределениям, полученным для случая нулевой скорости потока. При этом вычисленное излучение совпадает с результатами спутниковых наблюдений жесткого ультрафиолетового излучения Солнца.

Диапазон скоростей, для которого выполняются условия применимости классического столкновительного приближения (б), включает в себя весь диапазон (в) и почти весь диапазон (а). Из полученных результатов видно, что даже при наличии потоков плазмы геометрически тонкий спокойный переходный слой между короной и хромосферой Солнца следует рассматривать в столкновительном приближении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-02-31535 мол-а).

## Список литературы

1. Shoub E.C. // *Astrophys. J.* 1983. **266**. P. 339.
2. Greco A., Veltri P. // *Mem. Soc. Astron. Ital.* 2003a. **74**. P. 699.
3. Greco A., Veltri P. // *AIP Conf. Proc.* 2003b. **679**. P. 273.
4. Bespalov P.A., Savina O.N. // *Astron. Lett.* 2008. **34**. P. 344.
5. Bespalov P.A., Savina O.N. // *Astron. Lett.* 2009. **35**. P. 343.
6. Day C. // *Physics Today*. 1998. March issue. P. 19.
7. de la Cruz R., Socas-Navarro H., Carlsson M. et al. // *Astron. Astrophys.* 2012. **543**. Id. A34.
8. Птицына О.В., Сомов Б.В. // *Письма в Астрон. журн.* 2012. **38**, № 12. С. 892.
9. Снитцер Л. *Физика полностью ионизованного газа*. М., 1965.
10. Dere K.P., Landi E., Young R. et al. // *Astron. Astrophys.* 2009. **498**. P. 915.
11. Kalkofen W., Ulmschneider P., Avrett E.H. // *Astrophys. J.* 1999. **521**. P. 141.
12. Somov B.V. / *Physical Processes in Solar Flares*. Dordrecht, 1992.
13. Shmeleva O.P., Syrovatskii S.I. // *Solar Phys.* 1973. **33(2)**. P. 341.
14. Брагинский С.И. // *Вопросы теор. плазмы* / Под ред. М. А. Леонтовича. М., 1963.
15. Somov B.V. *Plasma Astrophysics*. Pt. I: Fundamental and Practice. 2<sup>nd</sup> Ed. N.Y., 2013.
16. Landi E., Chiuderi D.F. // *Astrophys. J.* 2008. **675**. P. 1629.
17. Curdt W., Brekke P., Feldman U. et al. // *Astron. Astrophys.* 2001. **375**. P. 591.

## Plasma flows in the quiet solar chromosphere–corona transition region

O. V. Dunin-Barkovskaya<sup>a</sup>, B. V. Somov<sup>b</sup>

*P. K. Sternberg State Astronomical Institute, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup>olga.ptitsyna@gmail.com, <sup>b</sup>somov@sai.msu.ru.*

We consider magnetic tubes with one end immersed in the chromosphere and the other end located in the corona. For various plasma flux velocities, specified on the lower chromosphere-corona transition region boundary, we find temperature distributions along the magnetic tube. We also obtain dependencies of plasma concentration, velocity and pressure on temperature. For the case of negligible gravitational force we obtain analytical solutions. We then determine the three ranges of velocities at the lower chromosphere-corona transition for which: (a) generation of shock waves in the transition region is possible, (b) the transition region can be considered in the classical collisional approximation, (c) the heating process is close to the regime  $p = \text{const}$  and computed radiation values are consistent with the results of satellite observations. The results imply that in general case, when there are plasma flows in the thin corona-chromosphere transition region, the standard collisional approximation applies well.

*Keywords:* Sun, chromosphere, corona, transition region, thermal conductivity.

*PACS:* 96.60.Na, 96.60.P-, 96.60.Xy.

*Received* 26 November 2014.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2015).

## Сведения об авторах

1. Дунин-Барковская (Птицына) Ольга Владимировна — вед. инженер; e-mail: olga.ptitsyna@gmail.com.

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