

О классической теплопроводности в переходном слое между короной и хромосферой Солнца

О. В. Птицына^a, Б. В. Сомов^b

Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ),
отдел физики Солнца. 119991, Москва, Университетский просп, д. 13.

E-mail: ^aolq1543@gmail.com, ^bsomov@sai.msu.ru

Статья поступила 14.05.2010, подписана в печать 18.08.2010

Получено распределение температуры по толще вещества в переходном слое между короной и хромосферой Солнца в предположении, что нагрев плазмы классическим тепловым потоком уравновешен потерями энергии на излучение. Показано, что переходная область между короной и хромосферой представляет собой тонкий слой, в котором, однако, хорошо применимо обычное столкновительное приближение.

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

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

Введение

Последнее время все чаще стали появляться статьи, в которых утверждается, что переходный слой между короной и хромосферой Солнца следует рассматривать в бесстолкновительном приближении. Более того, утверждается, например в работах [1, 2], что толщина переходного слоя якобы много меньше длины свободного пробега тепловых частиц, а разделение солнечной плазмы на две фазы (высокотемпературную с электронной температурой $T_e \gtrsim 10^6$ К и низкотемпературную с $T_e \lesssim 10^4$ К) обусловлено возбуждением ионно-звуковой турбулентности. Этот вывод обобщается на двухфазность космической плазмы вообще.

Установившиеся представления о переходной области между короной и хромосферой в виде слоя, в котором нагрев классическим потоком тепла из короны в хромосферу уравновешен потерями энергии на излучение, ставятся под сомнение по следующим причинам. Во-первых, ранние расчеты переходного слоя, даже наиболее аккуратные из них (например, [3]), базировались на очень приближенных расчетах мощности потерь энергии на излучение оптически прозрачной плазмы с космическим обилием элементов [4]. Во-вторых, современные наблюдения хромосферы демонстрируют высокую степень ее нестационарности. Это порождает вопрос, а действительно ли она всегда существует [5]? В этой связи возникает вопрос, можно ли рассматривать переходный слой как некоторое стационарное образование?

В настоящей работе получено решение одномерного уравнения баланса между нагревом тепловым потоком в предположении классической электронной теплопроводности и охлаждением плазмы ее излучением; при этом использованы результаты современных расчетов мощности потерь энергии. Это решение подтверждает факт разделения солнечной плазмы на высоко- и низкотемпературную по причине специфической зависимости функций лучистого охлаждения от температуры, а именно в связи с наличием нескольких достаточно острых максимумов. В плазме с космическим обилием элементов такие максимумы создаются за счет излу-

чения малой примеси гелия и более тяжелых ионов. Полученное решение демонстрирует, что характерная толща вещества переходного слоя много больше толщи, соответствующей длине свободного пробега тепловых электронов. Таким образом, для переходного слоя заведомо не может применяться бесстолкновительное приближение. В разделе I найдена зависимость температуры T от толщи вещества ξ . Сравнение толщины переходного слоя с длиной свободного пробега приводится в разделе II. Выводы сформулированы в Заключении.

1. Вычисление зависимости температуры от толщи вещества

Рассмотрим два процесса в солнечной плазме: нагрев тепловым потоком из короны в хромосферу и охлаждение излучением.

В качестве начала системы координат выберем точку 0 с температурой $T_0 = 10^6$ К, находящуюся в верхней части переходного слоя между короной и хромосферой. Ось x направим вниз вдоль радиуса Солнца. Обозначим концентрацию частиц плазмы в точке с координатой x , измеряемую в см^{-3} , через $n(x)$. Определим толщу вещества ξ в точке с координатой x как

$$\xi = \int_0^x n(x) dx, \quad \text{см}^{-2}. \quad (1)$$

Будем предполагать, что плазма находится в локальном термодинамическом равновесии, характеризуемом температурой $T(x)$ плазмы в точке с координатой x . Нас будет интересовать зависимость $T = T(\xi)$ температуры от толщи вещества для переходного слоя между короной и хромосферой. При этом будем предполагать, что в отсутствие потока тепла из короны в хромосферу некоторый другой механизм нагрева хромосферы поддерживает в ней не зависящую от времени температуру, которую обозначим T_∞ . Строго говоря, T_∞ тоже зависит от x . Однако в рассматриваемой задаче достаточно принять T_∞ равной постоянной величине — некоторой температуре в основании переходного слоя, например 10^4 К.

В дальнейшем наибольший интерес для нас будет представлять область температур $T \gtrsim 3 \cdot 10^4$ К, для которой имеется огромное количество современных наблюдательных данных, полученных на космических аппаратах (см., например, [6, 7]). В этой области эффекты, обусловленные поглощением излучения и теплопроводностью нейтралов, становятся пренебрежимо малыми.

Оценим характерные времена столкновительных релаксаций [8, 9] в переходном слое при температуре $T \approx 10^5$ К. Предполагая, что концентрация плазмы при этой температуре в переходном слое связана с концентрацией плазмы в короне $n_{\text{cor}} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ при корональной температуре $T_{\text{cor}} \approx 2 \cdot 10^6$. К условием постоянства давления, находим характерное время столкновений электронов в переходном слое $\tau_{ee} \sim 10^{-4}$ с. Для протонной составляющей плазмы находим $\tau_{pp} \sim 4 \cdot 10^{-3}$ с. Наконец, характерное время обмена энергией между электронами и протонами $\tau_{pp} \sim 10^{-1}$ с. Если источником нагрева являются небольшие вспышки (микровспышки), связанные с магнитным пересоединением в нижней короне и имеющие длительность $\tau_f \gtrsim (1-10)$ с, то, принимая характерное время нагрева $\tau_h \sim \tau_f$, приходим к выводу, что за это время в переходном слое в электронной и протонной составляющих плазмы успевают установиться распределения, близкие к максвелловскому. Более того, с хорошей степенью точности $T_e = T_p = T$.

При этих условиях величины T и ξ связаны с рассматриваемыми физическими процессами простым уравнением энергетического баланса [3]:

$$\kappa \frac{d}{d\xi} \left(\kappa n \frac{dT}{d\xi} \right) = L(T)n^2 - P_\infty. \quad (2)$$

Здесь κ — электронная теплопроводность, по сравнению с ней протонная теплопроводность пренебрежимо мала (см., например, [10]); $L(T)n^2 = P(T, n)$ — мощность излучения из единицы объема плазмы, при столкновительном возбуждении уровней, она пропорциональна квадрату концентрации n (см^{-3}), причем функция $L(T)$ описывает зависимость потерь энергии на излучение от температуры, как это показано на рис. 1, и называется функцией лучистых потерь; $P_\infty = L(T_\infty)n^2$ — мощность стационарного нагрева хромосфера «внешним» источником, в частности потоком волн из конвективной зоны.

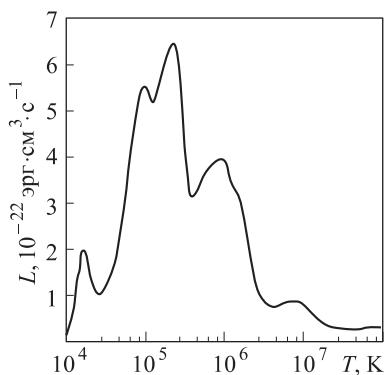


Рис. 1. Зависимость функции лучистых потерь энергии от температуры $L = L(T)$

Параметры κ, L, P в уравнении (2) известны. Пренебрегая теплопроводностью нейтралов, для электронной теплопроводности имеем классическую формулу [8, 9]:

$$\kappa \approx \frac{1.84 \cdot 10^{-5}}{\ln \Lambda} T^{5/2}. \quad (3)$$

В кулоновском логарифме

$$\Lambda = \begin{cases} 1.24 \cdot 10^4 T^{3/2}/n^{1/2}, & T < 5.8 \cdot 10^5 \text{ К}, \\ 9.44 \cdot 10^6 T/n^{1/2}, & T \geqslant 5.8 \cdot 10^5 \text{ К}. \end{cases}$$

Зависимость $L = L(T)$ берем из результатов расчета, выполненного в Потсдамском астрофизическом институте с использованием системы атомных данных и программы CHIANTI (v. 5.2), разработанной в рамках международного сотрудничества, включающего NRL (США), RAL (Великобритания), MSSL (Великобритания), University of Florence (Италия), Cambridge (Великобритания) и George Mason University (США) (см. <http://www.chiantidatabase.org/>). Постоянно пополняемая база атомных данных и программ для расчета спектров CHIANTI учитывает атомные уровни энергии, вероятности радиационных переходов, различные скорости рекомбинации (включая дзэлектронную рекомбинацию) и ионизации для различных атомных уровней, данные о сечениях столкновения для большого числа ионов и многое другое (см. [6, 11]). Используемая нами зависимость $L(T)$ широко используется в качестве современного международного стандарта в работах по физике Солнца.

Чтобы конкретизировать зависимость $n = n(T)$, не решая полную систему гидродинамических уравнений, рассмотрим отдельно противоположные предельные случаи быстрого (импульсного) и медленного (стационарного) нагрева тепловым потоком [3] (см. также [12, § 2.2.1]). Для случая столь быстрого нагрева, что плотность плазмы не успевает изменяться ($n = \text{const}$), положим $n = n_\infty$, т. е. в обезразмеренном виде будет $n = 1$. В случае столь медленного нагрева, что успевает выравняться давление ($p = \text{const}$), и поскольку $p = nk_B T$, то $n = p/k_B T$, или в обезразмеренном виде

$$n = \frac{1}{T}. \quad (4)$$

Решим уравнение баланса (2) для граничных условий

$$\left. \frac{dT}{d\xi} \right|_{\xi \rightarrow \infty} = 0, \quad T|_{\xi=0} = T_0. \quad (5)$$

Подставим величину потока тепла

$$F = -\kappa n \frac{dT}{d\xi} \quad (6)$$

в уравнение (2) и домножим обе его части на $\kappa dT/d\xi$. После простых преобразований получим искомое выражение для потока тепла через функцию лучистого охлаждения:

$$F = \left(\int_{T_\infty}^T 2(L(T') - L(T_\infty)) \kappa n^2 dT' \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Таким образом, вместо дифференциального уравнения второго порядка (2) имеем систему двух уравнений (7), (6) первого порядка для потока тепла F .

Перепишем уравнение (7) в безразмерном виде. Для этого домножим его на

$$\frac{\xi_\infty^2}{n_\infty^2 \kappa_\infty T_\infty L(T_\infty)},$$

где ξ_∞ , n_∞ , T_∞ и κ_∞ — единицы измерения для толщины, концентрации, температуры плазмы и электронной теплопроводности соответственно. Получим

$$F(T) = \left(\int_1^T 2K_1(L(T') - 1) \left(\frac{(T')^{5/2}}{\ln \Lambda} \right) n^2 dT' \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где в кулоновском логарифме

$$\Lambda = \begin{cases} 1.24 \cdot 10^4 (TT_\infty)^{3/2} / (nn_\infty)^{1/2}, & T < 5.8 \cdot 10^5 \text{ K}, \\ 9.44 \cdot 10^6 (TT_\infty) / (nn_\infty)^{1/2}, & T \geq 5.8 \cdot 10^5 \text{ K}, \end{cases}$$

а коэффициент

$$K_1 = \frac{\xi_\infty^2 L(T_\infty) \ln \Lambda_\infty}{\kappa_\infty T_\infty}.$$

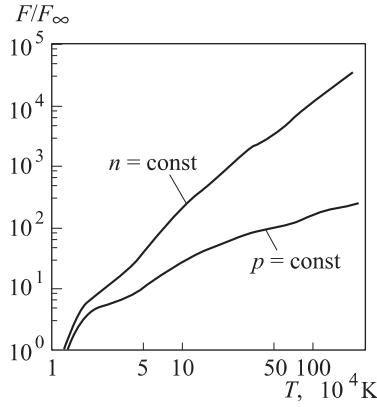


Рис. 2. Зависимость теплового потока от температуры $F = F(T)$ для случаев быстрого ($n = \text{const}$) и медленного ($p = \text{const}$) нагрева

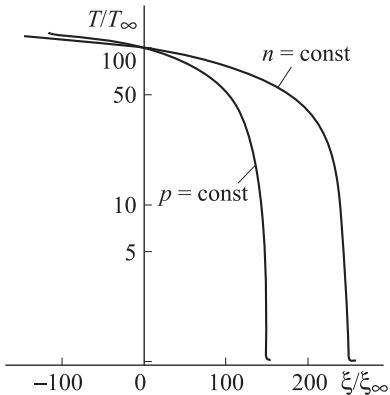


Рис. 3. Зависимость $T = T(\xi)$ для случаев быстрого ($n = \text{const}$) и медленного ($p = \text{const}$) нагрева

Выберем характерные значения

$$T_\infty = 10^4 \text{ K}, \quad n_\infty = 10^{10} \text{ см}^{-3},$$

тогда

$$\xi_\infty = n_\infty l_\infty = 3.15 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}, \quad (9)$$

$$l_\infty = \left(\frac{\kappa_\infty T_\infty}{L(T_\infty) n_\infty^2} \right)^{1/2} = 3.15 \cdot 10^5 \text{ см}$$

суть характерные значения толщи вещества и длины; они же единицы измерения толщи вещества и длины.

Преобразуем уравнение (6) к виду

$$\xi = \int_T^{T_0} \kappa n \frac{dT}{F(T)}, \quad (10)$$

где $T_0 = 10^6 \text{ K}$ в силу определения $\xi = 0$.

Итак, система уравнений (7), (6) сводится к виду (8) и (10). Интегрируя (8), получаем зависимость $F = F(T)$, показанную на рис. 2. Здесь единица измерения теплового потока

$$F_\infty = \frac{\kappa(T_\infty, n_\infty) n_\infty}{\xi_\infty} = 425 \text{ эрг/с.}$$

Подставив $F(T)$ в (10), находим искомую зависимость $\xi = \xi(T)$, т. е. распределение температуры по толще вещества. Результат приведен на рис. 3.

3. Толщина переходного слоя

Классическая теория теплопроводности [8, 9] применима, если длина свободного пробега для тепловых электронов

$$\lambda_e \ll l_T = \frac{T_e}{|\nabla T_e|}. \quad (11)$$

Здесь l_T — характерный масштаб длины для температурного профиля; разумеется, он зависит от температуры. Ниже масштаб l_T принят равным длине, на которой температура изменяется в e раз.

Перепишем условие (11) в виде

$$\delta\xi \gg \xi_e, \quad (12)$$

где

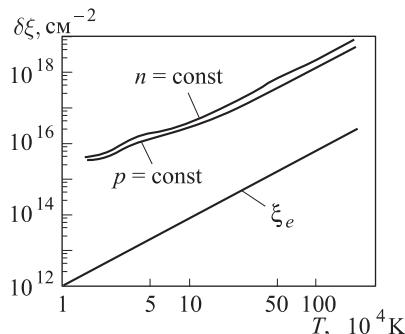
$$\delta\xi(T) = \frac{d\xi(T)}{d \ln(T)} \quad (13)$$

есть зависящая от температуры характерная толща вещества для вычисленного нами равновесного распределения температуры $T = T(\xi)$, а толща вещества, соответствующая длине свободного пробега тепловых электронов,

$$\xi_e = n_e \lambda_e = \frac{k_B^2 T^2}{\pi e^4 \ln \Lambda}. \quad (14)$$

На рис. 4 показана зависимость $\delta\xi = \delta\xi(T)$ для предельных случаев $n = \text{const}$ и $p = \text{const}$. Там же показана зависимость $\xi_e = \xi_e(T)$.

Как видно из рис. 4, условие $\delta\xi \gg \xi_e$ выполняется при всех температурах, соответствующих переходному слою; например, для температуры 10^5 K толщина переходного слоя составляет 35 км, а длина свободного пробега электрона 70 м. Характерная толща вещества, на которой меняется температура, больше толщи вещества, соответствующей длине свободного пробега



Rис. 4. Характерные значения толщи вещества в зависимости от температуры $\delta\xi = \delta\xi(T)$ для равновесного распределения температур в случаях быстрого ($n = \text{const}$) и медленного ($p = \text{const}$) нагрева. Толща $\xi_e = \xi_e(T)$ соответствует длине свободного пробега электрона

электрона, в 500 раз. При переходе к меньшим температурам слой становится еще тоньше, но условие применимости классической теплопроводности в нем выполняется с еще большим запасом. Следовательно, переходный слой между короной и хромосферой нужно рассматривать в столкновительном приближении.

Заключение

В настоящей работе мы нашли равновесное распределение температуры по толще вещества в переходной области между короной и хромосферой Солнца, считая, что теплопроводность обусловлена тепловыми электронами плазмы, и в каждой точке распределения имеет место баланс нагрева классическим тепловым потоком и потеря энергии плазмы на излучение. Из полученных результатов следует, что переходный слой между короной и хромосферой следует рассматривать

в столкновительном приближении, поскольку характерная толща вещества, на которой меняется температура, много больше толщи вещества, соответствующей длине свободного пробега тепловых электронов.

Авторы выражают благодарность П. И. Дунин-Барковскому за плодотворные обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 08-02-01033-а, 10-02-01315) и Программы поддержки ведущих научных школ (НШ-65290.2010.2).

Список литературы

1. Беспалов П.А., Савина О.Н. // Письма в Астрон. журн. 2008. **34**. С. 378.
2. Беспалов П.А., Савина О.Н. // Письма в Астрон. журн. 2009. **35**. С. 382.
3. Shmeleva O.P., Syrovatskii S.I. // Solar Phys. 1973. **33**. Р. 341.
4. Cox D.P., Tucker W.H. // Astrophys. J. 1969 **157**. Р. 1157.
5. Kalkofen W., Ulmschneider P., Avrett E.H. // Astrophys. J. 1999. **521**. Р. 141.
6. Phillips K.J., Feldman U., Landi E. Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere. Cambridge, UK, 2008.
7. Feldman U., Brown C.M., Seely J.F. et al. // J. Geophys. Res. 2010. **115**, Issue A3. CiteID A03101.
8. Спирцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., 1965.
9. Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. М., 1963.
10. Имшенник В.С. // Астрон. журн. 1961. **38**. С. 652.
11. Landi E., Del Zanna G., Young P. et al. // Astrophys. J. Suppl. Series. 2006. **162**. Р. 261.
12. Somov B.V. Physical Processes in Solar Flares. Dordrecht; Boston, 1992.

On the classic heatconduction in the chromosphere-corona transition region of the solar atmosphere

O. P. Ptitsyna^a, B. V. Somov^b

Department of Sun Physics, P. K. Sternberg State Institute of Astronomy, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^aolq1543@gmail.com, ^bsomov@sai.msu.ru.

The distribution of temperature and emission measure in the stationary heated solar atmosphere was obtained for the limiting cases of slow and fast heating, when either the gas pressure or the concentration are constant throughout the layer depth. Under these conditions the temperature distribution with depth is determined by radiation loss and thermal conductivity. It is shown that both in the case of slow heating and of impulsive heating, temperatures are distributed in such a way that classical collisional heat conduction is valid in the chromosphere-corona transition region of the solar atmosphere.

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

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

Received 14 May 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2010).

Сведения об авторах

1. Птицына Ольга Владимировна — студентка физ. ф-та МГУ; e-mail: olq1543@gmail.com.
2. Сомов Борис Всееволодович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом; тел.: (495) 939-16-44, e-mail: somov@sai.msu.ru.