УДК 523.945

Об эффективном механизме генерации ударных волн в спокойном переходном слое Солнца

© 2017 г. **О.В. Дунин-Барковская***, **Б.В. Сомов****

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

Поступила в редакцию 5 апреля 2017 г.

В проблеме нагрева короны Солнца обычно постулируются две конкурирующие фундаментальные гипотезы: нагрев нановспышками и нагрев волнами. В рамках второй из них предполагается, что из конвективной зоны приходят акустические и магнитогидродинамические возмущения, амплитуда которых нарастает при распространении в среде с падающей плотностью. Формирующиеся при этом ударные волны нагревают корону. В данной работе мы обращаем внимание на еще один, весьма эффективный процесс генерации ударных волн, который может реализоваться при определенных условиях, характерных для спокойных областей на Солнце. В приближении стационарной диссипативной гидродинамики нами показано, что в спокойном переходном слое между короной и хромосферой ударная волна может возникать за счет падения вещества из короны в хромосферу. Такая ударная волна направлена вверх, и ее диссипация в короне возвращает часть кинетической энергии падающего вещества в тепловую энергию короны. Обсуждаются перспективы разработки количественной нестационарной модели явления.

Ключевые слова: Солнце, хромосфера, корона, переходная область, ударные волны, теплопроводность

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

---

* Электронный адрес <olga.ptitsyna@gmail.com>

** Электронный адрес <somov.boris@gmail.com>

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о механизме нагрева короны Солнца возник в начале 40-х годов прошлого века в связи с отождествлением спектра излучения короны с линиями многократно ионизованных металлов (Эдлен, 1942). Было показано, что температура плазмы в короне более чем на два порядка величины выше, чем температура на видимой поверхности Солнца, фотосфере. С тех пор остается открытым вопрос, какой из предполагаемых механизмов вносит наибольший вклад в нагрев короны (см. де Мортел и Браунинг, 2015; Климчук, 2015). Принципиально отличаются друг от друга две фундаментальные гипотезы: (а) нагрев так называемыми нановспышками за счет энергии, высвобождающейся при множественных магнитных пересоединениях в ансамбле "плотно упакованных" взаимодействующих тонких магнитных трубочек (Паркер, 1988), и (б) нагрев волнами, которые приходят снизу из конвективной зоны, нарастают по амплитуде, превращаются в ударные волны и диссипируют в короне; см. обзор пионерских работ в книге Улмшнайдера и др. (1991).

Обе гипотезы получили всестороннюю глубокую теоретическую проработку и рассматриваются как весьма перспективные в плане объяснения наблюдаемых свойств короны; см. обзор современного состояния, например, в Сомов, 2013, § 14.4. Между тем, имеются и определенные трудности, заставляющие предположить, что оба механизма, быть может, важны в равной мере (Велли и др., 2015), но в разных ситуациях на первый план выходят или нановспышки, или ударные волны. Так или иначе, современные наблюдения Солнца, включая и наблюдения из космоса, не позволяют сделать однозначный выбор в пользу одного из механизмов или их комбинации. Не исключают наблюдения и возможность привлечения каких-либо дополнительных процессов, необходимых для объяснения нагрева короны.

Мы хотим обратить внимание на еще один фактор в волновой теории нагрева короны. Как известно, хромосфера является источником энергии, импульса и массы вещества для короны и солнечного ветра; см. Прист (1982), глава 6. При этом сила тяжести на поверхности Солнца и в его атмосфере велика. Она особенно сильно проявляет себя в спокойных областях Солнца. Здесь, в отличии от активных областей, нет никаких мощных источников дополнительного нагрева, например, крупномасштабных пересоединений магнитного поля во вспышках, быстрых направленных течений плазмы (джетов), мощных потоков ускоренных частиц, тепла и

жесткого электромагнитного излучения, которые нагревают и "испаряют" верхнюю хромосферу (Ашванден, 2002; Сомов, 1992). Как следствие, в спокойных областях значительная часть потока вещества из хромосферы в корону под действием гравитационной силы неизбежно должна возвращаться обратно в хромосферу через переходный слой между короной и хромосферой. В настоящей статье мы демонстрируем, что в спокойном переходном слое движущийся вниз поток корональной плазмы при определенных условиях может генерировать движущуюся вверх ударную волну. Последняя, диссипируя в короне, в свою очередь дает вклад в ее нагрев. Привлекательность и эффективность такого механизма состоят в том, что ударная волна порождается в результате падения вещества, ускоряемого силой тяжести из короны в хромосферу, а диссипация ударной волны возвращает часть кинетической энергии падающего вещества в тепловую энергию короны.

Как и при каких условиях падение вещества из короны порождает ударную волну, движущуюся вверх, а не вниз, как это происходит в солнечных вспышках? – Обсудим эти вопросы в терминах модели сильного взрыва, предлагаемой для начальной фазы солнечной вспышки. Гусейнов и др. (1971) решали задачу о падении вещества из короны в хромосферу и рассчитали нелинейную стадию развития тепловой неустойчивости из-за потерь энергии на излучение за фронтом направленной вниз ударной волны. Расчеты показали, что в результате неустойчивости плотность плазмы за фронтом ударной волны увеличивается в несколько сот раз, а температура резко падает. Так образующаяся плотная холодная "конденсация" играет роль поршня, который движется вниз, проходит сквозь переходный слой и в хромосфере движет вниз ударную волну.

Полученные в статье Гусейнова и др. (1971) результаты нашли свое подтверждение в более поздних моделях взрывной фазы вспышки, в которых рассчитывался гидродинамический отклик хромосферы на импульсный нагрев плазмы пучком ускоренных электронов (Сомов и др., 1981) и мощной тепловой волной (Сомов и др., 1982). Было показано, что конденсационная мода тепловой неустойчивости действительно порождает конденсацию на фоне неоднородной нестационарной среды – импульсно нагретой хромосферной плазмы. Распространяющаяся впереди конденсации ударная волна вызывает дополнительное сжатие хромосферы, увеличивает лучистое охлаждение и, таким образом, стимулирует рост конденсации. В плотных слоях хромосферы, где плотность плазмы на несколько порядков превы-

шает корональную, конденсация постепенно тормозится, а ударная волна затухает. В этой цепочке процессов направленные вниз потоки энергии столь велики, что для них переходный слой между короной и хромосферой не может быть заметным препятствием.

Иная ситуация рассматривается в настоящей статье. В спокойных областях на Солнце потоки энергии из короны в переходный слой на много порядков меньше вспышечных, и поток разреженной плазмы, падающей из короны на переходный слой, не разрушает его. Напротив, тонкий переходный слой, в котором плотность увеличивается более чем на два порядка величины, может играть роль "стенки", останавливающей поток. Направленное вниз течение плазмы становится сверхзвуковым и порождает движущуюся вверх ударную волну.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЯ

Как известно, перенос энергии, импульса и массы в атмосфере Солнца в основном осуществляется вдоль тонких трубок магнитного потока, далее магнитных трубок (Зайер и др., 1989; Эну и Сомов, 1991, 1997; Дэй, 1998; Де Понтю и др., 2007; Джесс и др., 2009; Круз, 2012). Это явление связано с тем, что магнитные поля в космической и лабораторной плазме, в том числе и в солнечной атмосфере, имеют ярко выраженную тенденцию пинчеваться на тонкие волокна магнитного поля. Установлено, например, что солнечные магнитные поля имеют тонкую волокнистую структуру, начиная от видимой поверхности Солнца, пронизывая корону и уходя далеко в межпланетное пространство. Тонкие трубки магнитного поля обеспечивают глобальную электродинамическую связь на всех расстояниях от фотосферы; см. обзор наблюдательных и теоретических работ в Рютова (2015).

Наблюдения магнитного поля в фотосфере свидетельствуют о том, что, как в активных, так и в спокойных областях магнитное поле внутри тонких трубок является сильным: достигает $(1-2)\times 10^3$ Гаусс; см. Стенфло (1994). В хромосфере напряженность магнитного поля и поперечный размер трубки остаются постоянными. Это свидетельствует в пользу механизма фотосферного динамо (см. § 15.5 в Сомов, 2013) и хорошо согласуется с полуэмпирической моделью, вытекающей из наблюдений инфракрасной триплетной линии HeI, 10830 A (Сомов и Козлова, 1998). Над хромосферой, в короне магнитные трубки тоже имеют постоянный попереч-

ный размер суб-телескопического масштаба. Таким образом, с наблюдательной точки зрения у нас есть все основания в рамках модельных представлений принять сечение магнитной трубки постоянным, не зависящим от распределения газового давления в ней.

Приведем расчет температуры T, концентрации n и скорости v стационарного течения плазмы в магнитной трубке, один конец которой находится в короне, а другой в хромосфере. Ось x направим вдоль трубки вниз, из короны в хромосферу. Плазма имеет космическое обилие элементов, полностью ионизована и характеризуется температурой T. Правомочность однотемпературного, $T_{\rm e} = T_{\rm i} = T$, приближения в спокойном переходном слое обоснована в статье Птицына, Сомов (2012). В этих условиях поведение плазмы в магнитной трубке описывается следующей системой стационарных уравнений диссипативной гидродинамики:

$$\frac{d}{dx}\,(m_{\rm i}\,nv) = 0\,, \tag{1}$$

$$m_{\rm i}\,nv\,\frac{dv}{dx} + 2\,\frac{dp}{dx} = g\,m_{\rm i}\,n\,, \tag{2}$$

$$\frac{d}{dx}\left[-\varkappa\,\frac{dT}{dx} + v\left(m_{\rm i}\,n\,\frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\,2p\right)\right] + L(T)\,n^2 - P_0 - g\,m_{\rm i}\,nv = 0\,, \tag{3}$$

$$p = nk_{\rm B}T. \tag{4}$$

Здесь $m_{\rm i}$ – эффективная масса ионов с учетом космического обилия элементов в плазме. g – проекция ускорения свободного падения $\mathbf{g}$ на ось x. Поскольку мы рассматриваем вертикальную магнитную трубку, сила тяжести направлена вниз параллельно магнитному полю. В законе сохранения энергии $\varkappa$ – коэффициент теплопроводности; пренебрегая теплопроводностью ионов для коэффициента электронной теплопроводности принимаем $\varkappa_e = \kappa_0\ T^{5/2}$ (Спитцер, 1965). γ – показатель адиабаты. Функция $L(T)$ описывает зависимость потерь энергии на излучение от температуры (Дере и др., 2009). Предполагаем, что плазма оптически прозрачна в рассматриваемом диапазоне температур, поэтому излучение уносит энергию из переходного слоя. $P_0 = L(T_0)\,n^2$ – мощность стационарного нагрева хромосферы “внешним” источником в отсутствие потока тепла из переходного слоя в хромосферу.

Для решения системы уравнений (1)-(4) используем следующие граничные условия. На нижней границе переходного слоя, при температуре $T_0 = 10^4$ K, зададим концентрацию n_0, скорость течения плазмы v_0 и условие отсутствия потока тепла из переходного слоя в хромосферу. Ниже переходного слоя хромосфера нагревается

только внешним источником P_0. Полное описание граничных условий и подробное исследование решений системы уравнений (1)-(4) для различных значений n_0, v_0 содержатся в статье Дунин-Барковская, Сомов (2016).

На рис. 1 и 2 приведены полученные численно зависимости n и v от температуры T. Здесь n_0 принято равным 10^{10} см$^{-3}$ – типичное значение концентрации для нижней границы спокойного переходного слоя (Верназза и др., 1981); выбраны следующие значения скорости: $v_0 = \pm 0.02$ км/с на рис. 1 и ± 0.2 км/с на рис. 2 (Дадаши и др., 2011). Для плазмы, текущей вниз, т.е. в положительном направлении оси x, кривые обозначены знаком "+", а для плазмы, текущей вверх, - "−". Как видно на рис. 1, концентрация плазмы падает с ростом температуры, модуль скорости потока с увеличением температуры монотонно растет и достигает скорости звука при некоторой температуре. Для плазмы, движущейся вниз, эта температура несколько меньше, чем для плазмы, движущейся вверх. В обоих случаях достижение скорости звука указывает на возможность возбуждении ударной волны.

Физический смысл возбуждения ударной волны падающим веществом таков. Плазма падает вниз и попадает в область резко увеличивающейся в переходном слое плотности, которая играет роль останавливающей поток "стенки". Возникает возмущение, которое распространяется вверх, в сторону убывающей плотности. Оно нарастает и может в какой-то момент перерасти в ударную волну. На наших рисунках показано стационарное решение, соответствующий стационарной постановке задачи: ударная волна возникла и как бы стоит на одном месте, а плазма протекает сквозь нее. Численное решение соответствующей нестационарной гидродинамической задачи подразумевает значительные трудности, связанные с наличием двух сильно отличающихся временных масштабов и неоднородной движущейся пространственной сетки; см. Сомов и др. (1977). Такая задача выходит за рамки данной статьи. В идеале решение этой задачи должно стать частью самосогласованной теории формирования короны и солнечного ветра в спокойных областях на Солнце.

Сравним рис. 1 и 2. На рис. 2 показаны зависимости скорости и концентрации плазмы от температуры для граничной скорости $v_0 = \pm 0.2$ км/с, т.е. в десять раз большей, чем на рис. 1. Видно, что температура, на которой достигается скорость звука, значительно уменьшилась, по сравнению с рис. 1. Это связано очевидно с тем, что чем больше скорость v_0, тем легче достигается скорость звука. Характерно,

что в решении на рис. 2, для случая плазмы, текущей вниз, присутствует максимум температуры, который соответствует резкому увеличению плотности и уменьшению скорости потока плазмы. Чтобы понять, как он образовался, перейдем в систему отсчета, связанную с потоком плазмы: представим, что мы движемся вниз вместе с потоком плазмы. В этой системе координат нам на встречу движется скачок плотности, играющий роль "поршня" . Однако сам этот поршень не является идеально жестким, а обладает известной упругостью, описываемой уравнением состояния идеального газа (4). Он сжимается под действием потока почти в сто раз, при этом поток плазмы, естественно, тормозится. Чем больше граничная скорость, тем поршень оказывается более сжатым. В этом случае скорость звука достигается в нижней части трубки, при бóльших плотностях. Резкое сжатие упругого поршня приводит к его нагреву, поэтому мы видим увеличение температуры в ступеньке плотности. Именно этот максимум температур присутствует на рис. 2. Зависимости температуры, скорости и концентрации от толщи вещества $\xi(x) = \int_0^x n(x_1)\,dx_1$ для $v_0 = 0.2$ км/с изображены на рис. 3.

Рассмотрим теперь течения плазмы вверх: они обозначены знаком "$-$" на рис. 1 и 2. Эти течения не встречают на своем пути препятствий в переходном слое. По мере продвижения в корону скорость течения в магнитной трубке увеличивается и постепенно выходит на скорость звука.

Отметим, что предлагаемый нами сценарий возбуждения ударных волн в спокойном переходном слое имеет очевидные ограничения на величину падающего из короны потока плазмы. Если поток вещества слишком мал, то ударная волна в переходном слое не образуется. Диапазоны граничных скоростей плазмы v_0, для которых скорость плазмы в переходном слое не достигает скорости звука изображены на рис.13 в статье Дунин-Барковская, Сомов (2016). Эти диапазоны зависят от ориентации трубки относительно вектора силы тяжести и от граничной концентрации n_0. Разумеется, есть и верхнее ограничение для скорости потока плазмы. Большой поток горячей разреженной плазмы может разрушить тонкий переходный слой. Для грубой оценки верхнего предела на граничную скорость v_0 можно принять скорость звука на нижней границе переходного слоя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной причиной падения вещества из короны в хромосферу, причиной "коронального дождя", в спокойных областях естественно является сильное гравитационное поле Солнца. Оно стремится вернуть все направленные вверх низкоскоростные потоки вещества назад, на поверхность Солнца. Этот эффект особенно ярко проявляется в спокойных областях. Напротив, в активных областях роль гравитационного поля фактически сведена на нет бурной динамикой сильного магнитного поля.

В активных областях магнитное пересоединение возвращает часть пересоединенного магнитного поля вместе с вмороженной в него плазмой из короны в хромосферу; см., например, Сомов (2013). Один из возможных магнитогидродинамических механизмов формирования падающих потоков вещества показан в качестве примера на рис. 6 статьи Гречнева и др. (2013). Рассмотрен случай больших солнечных вспышек, сопровождаемых выбросом холодного вещества протуберанца вверх и магнитным пересоединением. Однако большие вспышки достаточно редки. Между тем, в спокойных областях тот же процесс магнитного пересоединения работает и непосредственно над фотосферой в "кипящем магнитном коврике" (Дэй, 2008), и в нановспышках, которые происходят часто и повсеместно. Таким образом, падение коронального вещества в спокойных областях следует рассматривать как неизбежное явление.

Путем численного решений системы стационарных уравнений диссипативной гидродинамики мы продемонстрировали, что в спокойном переходном слое падение вещества под действием силы тяжести из короны в хромосферу может возбуждать распространяющиеся из хромосферы в корону ударные волны. Резкое увеличение плотности вещества в переходном слое играет роль стенки, останавливающей падающий поток. Возникающее при этом возмущение распространяется обратно в корону и постепенно становится ударной волной. При диссипации таких ударных волн часть кинетической энергии падающего вещества переходит в тепловую энергию. При этом на нагрев короны частично идет кинетическая энергия падающего вещества самой же короны. Дальнейшее развитие предлагаемой нами модели требует численного решения нестационарной задачи в рамках диссипативной гидродинамики, учитывающей гравитационную силу, теплопроводность и потери энергии на излучение.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензентов за полезные замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 16-02-00585А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ашванден (M.J. Aschwanden), *Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares: A Synthesis of Recent Observations and Theoretical Concepts* (Dordrecht, Kluwer Academic Publ., 2002).

Велли и др. (M. Velli, F. Pucci, F. Rappazzo, and A. Tenerani), Phil. Trans. Royal Soc. A, **373**: 20140262 (2015).

Верназза и др. (J.E. Vernazza, E.H. Averett, and R. Loeser), Astrophys. J. **45**, 635 (1981).

Дадаши и др. (N. Dadashi, L. Teriaca, and S.K. Solanki) Astron. Astrophys. **534**, A90 (2011).

Гусеинов Р.Э., Имшенник В.С., Палейчик В.В. 1971, Астрон. журн. **48**, 1217 (1971). [R.E. Guseinov, V.S. Imshennik, and V.V. Paleichik, Soviet Astronomy – AJ **15**, 968 (1972)].

Гречев и др. (V.V. Grechnev, I.V. Kuzmenko, A.M. Uralov, et al.) Publ. Astron. Soc. Japan, **65** (sp1), S10 (2013).

Де Мортел, Браунинг (I. De Moortel and P. Browning), Phil. Trans. Royal Soc. A, **373**: 20140269 (2015).

Де Понтю и др. (B. De Pontieu, S.W. McIntosh, M. Carlsson, et al.) Science **318**, 1574 (2007).

Дере и др. (K.P. Dere, E. Landi, R. Young, et al.), Astron. Astrophys. **498**, 915 (2009).

Джесс и др. (D. Jess, M. Mathioudakis, R. Erdélyi, et al.) Science **323**, 1582 (2009).

Дунин-Барковская О.В., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **42**, No 12, 908 (2016) [O.V. Dunin-Barkovskaya, B.V. Somov, Astron. Lett. **42**, 830 (2016)].

Дэй (C. Day), Physics Today **51**, No 3, 19 (2008).

Зайер и др. (I. Zayer, S.K. Solanki, and J.O. Stenflo), Astron. Astrophys. **211**, 463 (1986).

Климчук (J.A. Klimchuk), Phil. Trans. Royal Soc. A, **373**: 20140256 (2015).

де ла Круз (J. de la Cruz Rodriguez, H. Socas-Navarro, M. Carlsson, et al.), Astron. Astrophys. **543**, id. A34 (2012).

Паркер (E.N. Parker), Astrophys. J. **330**, 474 (1988).

Прист (E.R. Priest), *Solar Magnethydrodynamics* (Dordrecht, D. Reidel Publ., 1982).

Птицына О.В., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **38**, 892 (2012) [O.V. Ptitsyna, B.V. Somov, Astron. Lett. **38**, 801 (2012)].

Рютова (M. Ryutova), *Physics of Magnetic Flux Tubes* (Heydelberg, Springer-Verlag, 2015).

Сомов (B.V. Somov), *Physical Processes in Solar Flares* (Dordrecht, Kluwer Academic Publ., 1992).

Сомов (B.V. Somov), *Plasma Astrophysics. Part II, Reconnection and Flares, 2nd Ed.* (N.Y., Springer SBM, 2013).

Сомов Б.В., Козлова Л.М., Астрон. журн. **75**, 926 (1998) [B.V. Somov, L.M. Kozlova, Astron. Reports **42**, 819 (1998)].

Сомов Б.В., Спектор А.Р., Сыроватский С.И., Известия АН СССР. Серия физич. **41**, № 2, 273 (1977) [B.V. Somov, A.R. Spektor, S.I. Syrovatskii, Bull. Acad. Sci. USSR. Physical Series **41**, No 2, 32 (1977)].

Сомов и др. (B.V. Somov, S.I. Syrovatskii, and A.R. Spektor), Solar Phys. **73**, 145 (1981).

Сомов и др. (B.V. Somov, B.Ya. Sermulina, and A.R. Spektor), Solar Phys. **81**, 281 (1982).

Спитцер Л., *Физика полностью ионизованного газа* (М., 1965).

Стенфло (J.O. Stenflo), *Solar Magnetic Fields: Polarized Radiation Diagnostics* (Dordrecht, Kluwer Academic Publ., 1994).

Улмшнайдер, Рознер, Прист (P. Ulmschneider, R. Rosner, E.R. Priest (eds)), *Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating* (Berlin, Springer-Verlag, 1991).

Эдлен (B. Edlen), Z. Astrophys. **22**, 30 (1942).

Эну и Сомов (J.-C. Hénoux and B.V. Somov), Astron. Astrophys. **241**, 613 (1991).

Эну и Сомов (J.-C. Hénoux and B.V. Somov), Astron. Astrophys. **318**, 947 (1997).

Title:

On effective mechanism of shock wave generation in the quiet solar transition region.

Authors:

Dunin-Barkovskaya O.V., SAI MSU, olga.ptitsyna@gmail.com

Somov B.V., SAI MSU, somov.boris@gmail.com

Abstract:

The problem of the solar corona heating is usually conjectured to be resolved via one of the two fundamental hypotheses: heating by nanoflares and heating by waves. In the framework of the second approach it is supposed that acoustic and magnetohydrodynamic perturbations arrive from the convective region, and the amplitude of said perturbations increases while they traverse the medium where density is falling. Shock waves which are formed during this process are heating the corona.

In the present paper we point out another quite effective mechanism of shock wave generation which can take place under certain conditions characteristic for quiet regions of the Sun. In the stationary dissipative hydrodynamics approximation we show that in the quiet solar corona-chromosphere transition region a schock wave can arise due to matter falling from the corona into the chromosphere. Such a schockwave is pointed upwards and its dissipation in the corona returns part the kinetic energy of the falling matter to the thermal energy of the corona. We also dicuss the perspectives of the development of a qualitative nonstationary model of this phenomenon.

Подписи к рисункам

Рис. 1. Скорость звука V_s, абсолютная величина (модуль) скорости v потока плазмы (сплошные кривые) и концентрация плазмы (штриховые кривые) в зависимости от температуры T для различных направлений потока плазмы. Для текущей вниз плазмы кривые обозначены знаком "+", для плазмы, текущей вверх – знаком "−". $T_0 = 10^4$ K, $n_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, граничная скорость $v_0 = \pm\,0.02$ км/с.

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для граничной скорости $v_0 = \pm\,0.2$ км/с.

Рис. 3. Распределения температуры T (верхняя панель), скорости v (сплошная кривая на нижней панели) и концентрации (штриховая кривая там же) по толще вещества ξ для граничной скорости $v_0 = 0.2$ км/с. $T_0 = 10^4$ K, $n_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, $\xi_0 = 3.4 \times 10^{15}$ см$^{-2}$.

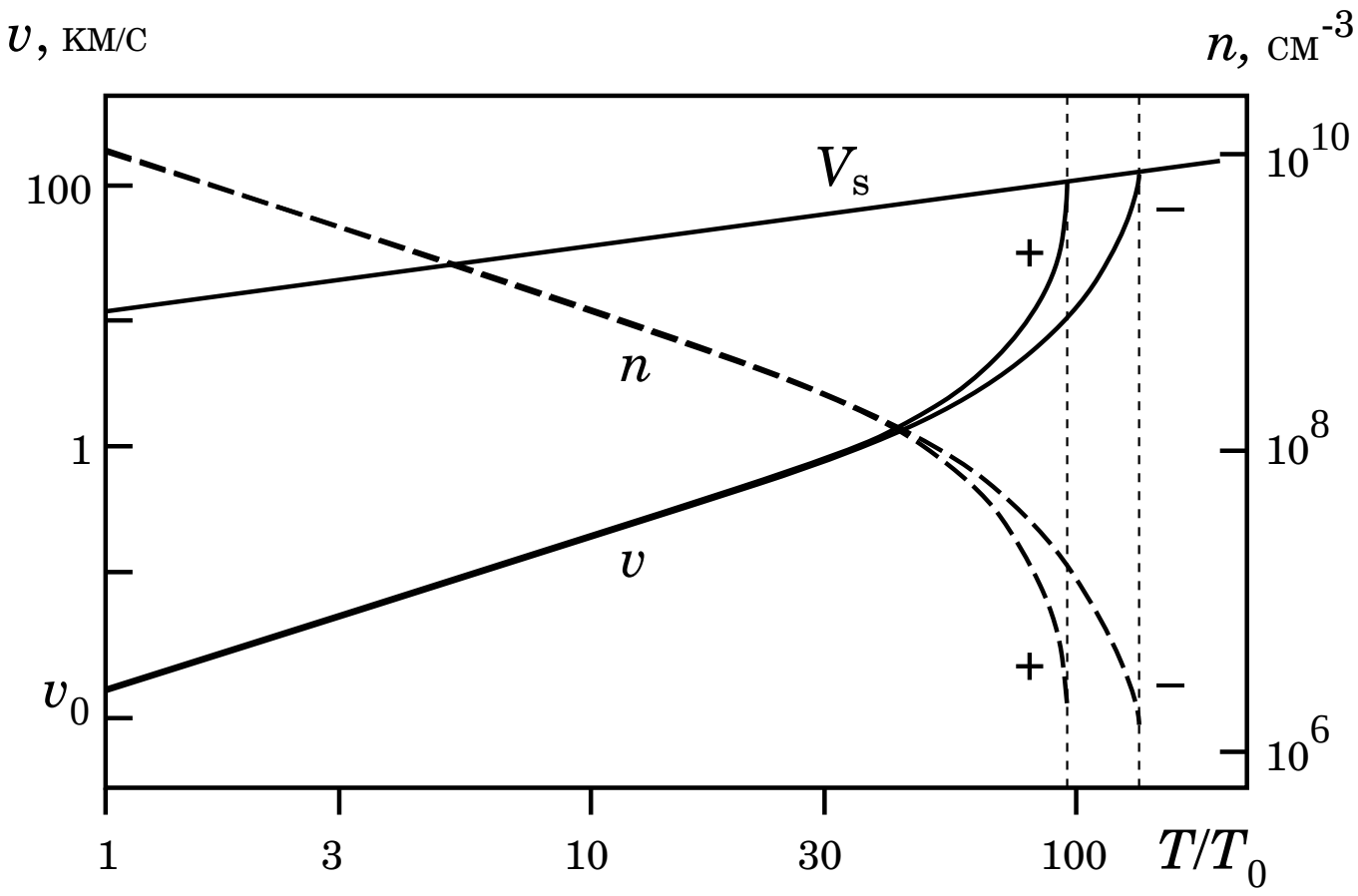

Рис. 1: Скорость звука V_s, абсолютная величина (модуль) скорости v потока плазмы (сплошные кривые) и концентрация плазмы (штриховые кривые) в зависимости от температуры T для различных направлений потока плазмы. Для текущей вниз плазмы кривые обозначены знаком "+", для плазмы, текущей вверх – знаком "−". $T_0 = 10^4$ К, $n_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, граничная скорость $v_0 = \pm\,0.02$ км/с.

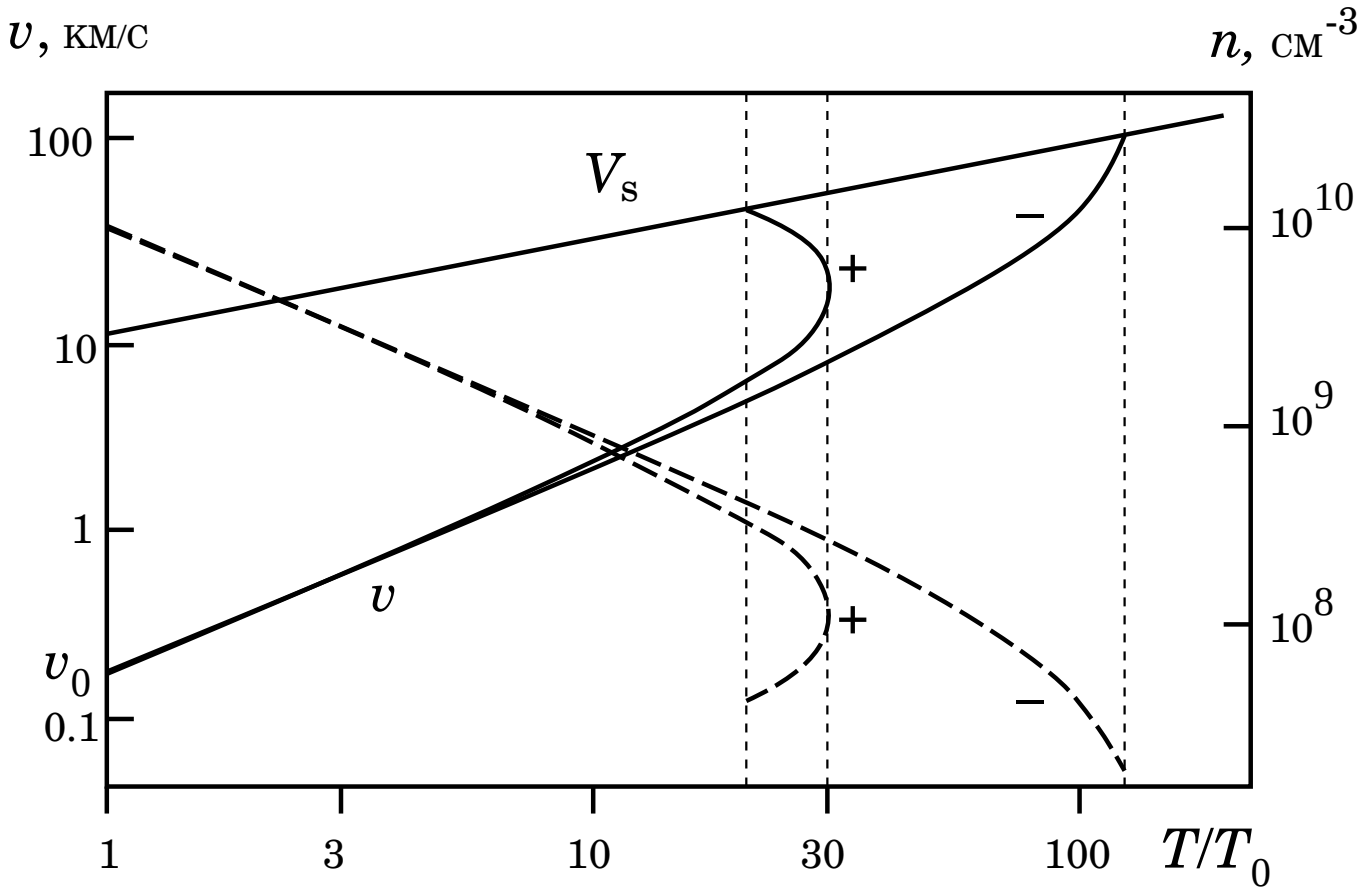

Рис. 2: То же, что на рис. 1, для граничной скорости $v_0 = \pm\,0.2$ км/с.

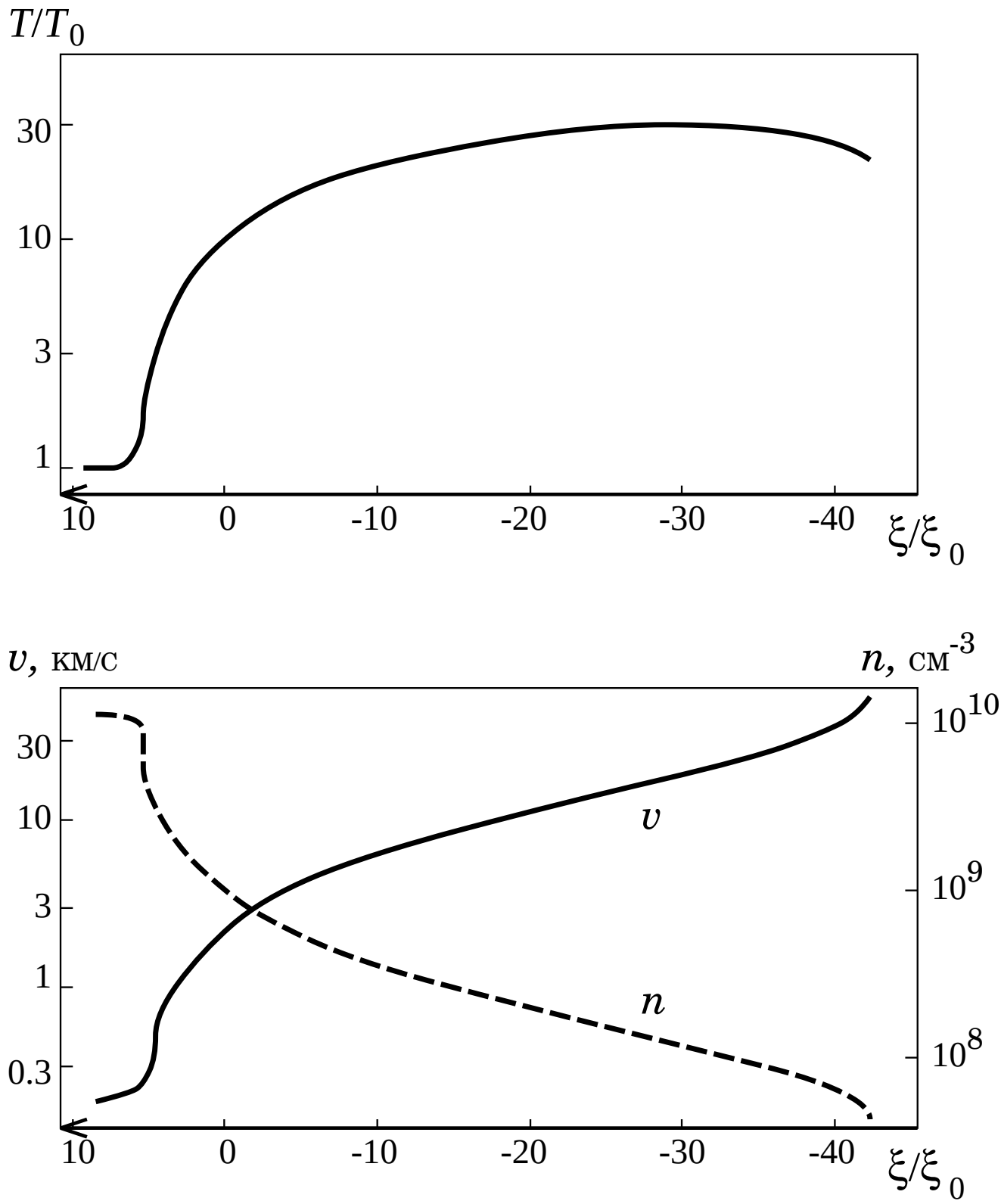

Рис. 3: Распределения температуры T (верхняя панель), скорости v (сплошная кривая на нижней панели) и концентрации (штриховая кривая там же) по толще вещества ξ для граничной скорости $v_0 = 0.2$ км/с. $T_0 = 10^4$ K, $n_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, $\xi_0 = 3.4 \times 10^{15}$ см$^{-2}$.