

15.2. Корональный ветер

Самые внешние слои солнечной атмосферы образуют *корону* — разреженную (характерная электронная концентрация $\sim 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$) высокотемпературную ($T \sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ K}$) оболочку, которая по наблюдениям во время затмений простирается на расстояния в несколько солнечных радиусов. Как было указано в § 7.7, высокая температура короны обусловлена подводом энергии за счет диссипации волн. Первичным источником волн, обеспечивающих этот механический нагрев, является водородная конвективная зона, и поэтому полагают, что все звезды, у которых есть обширные конвективные зоны, должны иметь и короны.

Долгое время корона рассматривалась как практически статическая оболочка, удерживаемая Солнцем. Хотя было ясно, что бомбардировка Земли частицами, возникающими на Солнце при мощных процессах (например, при вспышках), вызывает полярные сияния и другие геомагнитные эффекты [164], [165], идею о *непрерывном испускании частиц* Солнцем («корпускулярное излучение») первым выдвинул Бирман [91], [92], [93]. Осознав важную роль (при корональных температурах) переноса энергии посредством теплопроводности, Чепмен [166] показал, что корона простирается далеко в межпланетное пространство и фактически окутывает Землю разреженной высокотемпературной средой. В дальнейшем Паркер показал [496], [498], что любая разумная гидростатическая модель короны, построенная с учетом известных нам условий вблизи Солнца, приводит к таким высоким давлениям на больших расстояниях, что возможность ее удержания за счет давления межзвездной среды исключается. Таким образом, *статические модели внутренней противоречивы, и должно происходить крупномасштабное расширение короны*. Это расширение служит источником того корпускулярного излучения, о котором говорил Бирман.

Паркер построил теоретическую модель истечения, которая вблизи Солнца дает низкие скорости. На больших же расстояниях скорость истечения возрастает до очень больших сверхзвуковых значений. Он назвал это трансзвуковое течение *солнечным ветром* и предсказал типичные значения скорости и плотности, а также величины потоков частиц на орбите Земли. Эти предсказания были подтверждены множеством способов (краткое изложение интересной истории развития наших представлений о солнечном ветре см. в [107], гл. 1, и [324], гл. 1). Однако Чемберлен [147] предложил альтернативную модель, в которой скорость всюду дозвуковая и

которая на орбите Земли дает лишь слабый *солнечный бриз*. Последующая полемика в литературе, основанная почти полностью на теоретических соображениях, привела к уточнению формулировки теории (ввиду высокого уровня использовавшейся в ней научной аргументации читать ее интересно и сегодня!). Однако вопрос о том, какое из этих представлений реализуется на самом деле, оставался нерешенным до тех пор, пока прямые измерения на космических аппаратах не дали убедительных свидетельств в пользу ветра, имеющего высокую скорость.

Детальные измерения характеристик солнечного ветра показывают, что все физические переменные подвержены значительным флуктуациям. Многие вариации коррелируют с вращением Солнца и, следовательно, отражают изменения в тех начальных условиях, при которых течение возникает в короне, тогда как другие являются результатом действия взрывных процессов, например генерируемых при вспышках взрывных волн. Несмотря на эти вариации, стоит рассмотреть фоновый «спокойный» ветер, имеющий сравнительно низкую скорость. Его характеристики должны определяться условиями, типичными для короны в целом. Сводка основных характеристик спокойного солнечного ветра по измерениям у орбиты Земли дана в табл. 15.1. Следует подчеркнуть, что хотя эти данные описывают реальный солнечный ветер лишь весьма схематически, они все же дают те типичные значения, с которыми можно сравнивать теоретические результаты. Из приведенных данных видно, что

ТАБЛИЦА 15.1

Характеристики спокойного солнечного ветра на орбите Земли

Радиальная компонента скорости течения	300 — 325 км/с
Нерadiальная компонента скорости течения	8 км/с
Концентрация протонов (или электронов)	9 см^{-3}
Средняя электронная температура	$1,5 \cdot 10^5 \text{ К}$
Средняя протонная температура	$4 \cdot 10^4 \text{ К}$
Напряженность магнитного поля	$5 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$
Поток протонов	$2,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Поток кинетической энергии	$2,2 \cdot 10^{-1} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$
Поток энтальпии	$8 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$
Гравитационный поток	$4 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$
Поток тепла за счет электронной теплопроводности	$7 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$

солнечный ветер представляет собой сильно сверхзвуковое (число Маха ≈ 8) почти радиальное течение. Легко показать (см. упражнение 15.4), что потеря массы, вызванная ветром, оказывает на эволюцию Солнца как звезды пренебрежимо малое влияние. Следует также иметь в виду, что система корона — ветер является оптически тонкой. Поэтому на первый взгляд кажется, что со звездно-астрономической и астрофизической точек зрения истечение играет незначительную роль. Мы увидим, однако, что даже это довольно слабое (см. ниже) истечение оказывается существенным для проблемы потери Солнцем углового момента.

Упражнение 15.4. Используя значение потока частиц, приведенное в табл. 15.1, показать, что скорость потери массы $\dot{M} = 4\pi r^2 n v m$, где n — концентрация частиц и m — средняя масса частицы, составляет $\sim 2 \cdot 10^{-14} M_{\odot}$ в год. Сравнить этот результат со скоростью потери массы при термоядерных реакциях, которая необходима, чтобы обеспечить наблюдаемую светимость Солнца.

Как упоминалось ранее, считается, что короны должны быть у всех звезд, которые обладают водородными конвективными зонами (т.е. у звезд спектрального класса F и более поздних). Эти звезды должны также создавать звездный ветер. И действительно, для многих сверхгигантов и гигантов поздних спектральных классов наблюдения свидетельствуют о наличии мощного коронального ветра (линии с профилями типа Р Лебеда). Оценки скорости потери массы (см., например, [624], стр. 238; [70], стр. 246) заключены в пределах от $2 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$ в год для гигантов типа K до $10^{-8} M_{\odot}$ в год для гигантов типа M и от $10^{-7} M_{\odot}$ в год для сверхгигантов типов G и K до 10^{-6} или $10^{-5} M_{\odot}$ в год для сверхгигантов типа M. Во всех этих случаях мы имеем дело с *корональным* ветром, возникающим главным образом из-за высокой температуры в коронах звезд (за исключением, возможно, M-звезд, у которых важную роль может играть давление излучения на пылинки). Мощный ветер другого рода ($10^{-6} \div 10^{-5} M_{\odot}$ в год) обнаружен у звезд ранних типов (ОВ-сверхгиганты и звезды WR). Истечение из этих звезд вызывается давлением излучения, действующим на вещество (см. § 15.4).

В этом разделе излагаются основы физики коронального ветра с использованием упрощенного идеализированного описания как свойств вещества, так и характера истечения. Наша цель будет состо-

ять в том, чтобы понять суть явления коронального ветра, а не в том, чтобы пытаться построить детальные его модели. Мы не раз будем ссылаться на солнечный ветер и как на иллюстративный пример, и как на эталон, указывающий, какие еще процессы должны быть учтены в «окончательной» теории звездного ветра.

РАСШИРЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Предположим, что корона представляет собой полностью ионизованную чисто водородную плазму с $T_0 \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ K}$ и $n_0 \approx 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, где через n_0 обозначена концентрация протонов или электронов (вследствие электронейтральности плазмы $n_p = n_e$). При столь высоких температурах электроны имеют большие скорости и могут эффективно переносить энергию. При этом возникает поток энергии $\mathbf{q}_c = -\kappa \nabla T$, где коэффициент теплопроводности k дается выражением $\kappa = \kappa_0 T^{3/2}$, причем $\kappa_0 \approx 8 \cdot 10^{-7} \text{ эрг}/(\text{см} \cdot \text{с} \times \times \text{град}^{3/2})$ [598], стр. 86. При температуре 10^6 K теплопроводность плазмы намного выше, чем у обычных проводников в лабораторных условиях! Если принять, что теплопроводность является главным механизмом переноса энергии в короне, то при наличии равновесия должно выполняться условие $\nabla \cdot \mathbf{q}_c = 0$, откуда следует, что

$$r^{-2} d[r^2 \kappa_0 T^{3/2} (dT/dr)]/dr = 0. \quad (15.47)$$

Интегрируя это уравнение, при условии, что $T \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$, получаем

$$T(r) = T_0 (r_0/r)^{3/2}, \quad (15.48)$$

где r_0 означает некоторый стандартный начальный уровень в короне (порядка $R_\odot = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}$). Описываемый формулой (15.48) спад температуры наружу происходит крайне медленно, и на орбите Земли ($r_\oplus = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}$) имеем $T \approx 3,3 \cdot 10^5 \text{ K}$ при $T_0 = 1,5 \cdot 10^6 \text{ K}$. Таким образом, *Земля окутана высокотемпературным корональным веществом.*

Если бы корона находилась в гидростатическом равновесии, мы имели бы

$$dp/dr = -G M_\odot \rho / r^2. \quad (15.49)$$

Дебаевская длина в короне при указанных выше температуре и концентрации составляет всего лишь около 0,3 см [см. формулу (9.101)]. Поэтому в пределах любых объемов, за исключением самых малых, плазма нейтральна, и можно написать $n_e = n_p = n$,

$\rho = n(m_p + m_e) = nm$ и $p = 2nkT$, где через m обозначена масса атома водорода. Тогда уравнение гидростатического равновесия принимает вид

$$d(nT)/dr = -(G\mathcal{M}_\odot m/2k)(n/r^2). \quad (15.50)$$

Если бы температура T была постоянной и рассматривались бы только расстояния $r \approx r_0$, то уравнение (15.50) можно было бы аппроксимировать обычным уравнением для плоской геометрии, имеющим вид $d(\ln n)/dr = -1/H$, где шкала высот $H = (G\mathcal{M}_\odot m/2kT_0)^{-1} \approx 10^5$ км. Как указано в упражнении 15.5, эта шкала высот настолько велика, что предсказываемая этой моделью концентрация частиц вблизи орбиты Земли оказывается очень большой. Тогда можно было бы заключить, что Земля погружена в горячие довольно плотные внешние слои короны. На самом деле предположение о том, что $T = T_0'$, является слишком грубым и приводит к некоторому завышению $n(r_\oplus)$. Если вместо него использовать формулу (15.48), то уравнение (15.50) можно переписать в виде

$$d[(r_0/r)^{3/2}n]/d(r/r_0) = -(r_0/r)^2n/H. \quad (15.51)$$

Это уравнение имеет решение

$$n(r) = n_0(r/r_0)^{3/2} \exp\{-7r_0[1 - (r_0/r)^{3/2}]/5H\}, \quad (15.52)$$

из которого следует, что при $n_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ вблизи Земли $n \sim 9 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Упражнение 15.5. Считая корону изотермической ($T = T_0$), но учитывая изменение гравитационной силы, получить выражение для $n(r)$. Показать, что при $n_0 \approx 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ концентрация частиц вблизи орбиты Земли составляет около $4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Упражнение 15.6. Показать, что формула (15.52) дает минимум для n при $r/r_0 = (7/4) \cdot (r_0/H)$ и что $n(r)$, начиная с этого места, возрастает наружу (формально такая конфигурация обладала бы неустойчивостью Рэлея — Тейлора).

Комбинируя формулы (15.48) и (15.52), находим для давления

$$p(r) = p_0 \exp\{-7r_0[1 - (r_0/r)^{3/2}]/5H\}. \quad (15.53)$$

Вместо того чтобы обращаться в нуль при $r/r_0 = \infty$, давление стремится к конечному значению. Принимая $p_0 \approx 0,2 \text{ дин/см}^2$, находим, что $p_\infty \approx 10^{-5} \text{ дин/см}^2$. Это давление нужно сравнить с дав-

лением, которого следует ожидать в межзвездной среде. Оно складывается из газового и магнитного давлений. Средняя концентрация в среде порядка 1 см^{-3} . Для областей HI $T \sim 10^2 \text{ К}$, а для типичных областей HII $T \sim 10^4 \text{ К}$, так что давления должны быть заключены в диапазоне от $1,4 \cdot 10^{-14}$ до $3 \cdot 10^{-12} \text{ дин/см}^2$. Магнитное поле в межзвездной среде порядка 10^{-5} Гс . Поэтому магнитное давление $B^2/8\pi$ порядка $4 \cdot 10^{-12} \text{ дин/см}^2$. Полагают, что давление космических лучей составляет около $2 \cdot 10^{-12} \text{ дин/см}^2$. Таким образом, в качестве разумной верхней границы полного давления в межзвездной среде можно взять $10^{-11} \text{ дин/см}^2$. Это значение в 10^6 раз меньше значения, полученного для короны, находящейся в гидростатическом равновесии, и мы приходим к заключению, что *корона не может удерживаться внешним давлением и должна испытывать непрерывное расширение*. Поэтому следует отказаться от предположения о гидростатическом равновесии и исследовать гидродинамику расширения короны.

ОДНОЖИДКОСТНЫЕ МОДЕЛИ СТАЦИОНАРНОГО

СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОГО КОРОНАЛЬНОГО ВЕТРА

Для упрощения рассмотрения гидродинамики коронального ветра сделаем следующие предположения: 1) течение *стационарно*, 2) ветер сферически-симметричен, 3) газ представляет собой идеальную сжимаемую жидкость. Конечно, все эти предположения являются идеализациями и ограничивают применимость результатов, скажем, к реальному солнечному ветру. Тем не менее они позволяют построить хорошую исходную физическую модель для общего исследования явления.

Уравнения, описывающие стационарное течение, — это *уравнение неразрывности* (выражающее сохранение массы)

$$r^{-2}d(r^2\rho v)/dr = 0, \quad (15.54)$$

уравнение движения

$$\rho v dv/dr = - dp/dr - \rho G M_{\odot}/r^2 \quad (15.55)$$

и *уравнение энергии* (с учетом теплопроводности)

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \rho v \left(\frac{1}{2} v^2 + e + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \frac{G M_{\odot}}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \chi \frac{dT}{dr} \right). \quad (15.56)$$

Для полностью ионизованного газа из чистого водорода $p = 2nkT$

и $\rho = nm$, где $n = n_p = n_e$ и m — масса атома водорода. Удельная внутренняя энергия газа равна $2(\frac{3}{2}nkT)/(nm) = 3kT/m$, а $p/\rho = (2nkT)/(nm) = 2kT/m$. Поэтому удельная энтальпия равна $h = e + (p/\rho) = 5kT/m$. Заметим, что уравнение (15.56) не содержит членов, описывающих радиативные потери или выделение механической энергии за счет диссипации волн. Предполагается, что эти процессы происходят в сравнительно тонком слое у основания короны и что выше некоторого исходного уровня необходимо учитывать только кинетическую, потенциальную и тепловую (энтальпия) энергию и члены, описывающие теплопроводность.

Уравнение неразрывности можно проинтегрировать, что дает

$$4\pi r^2 n v = F = \text{const}, \quad (15.57)$$

где через F обозначен *поток частиц*. Поэтому

$$\mathcal{M} = mF = 4\pi r^2 n m v = \text{const}, \quad (15.58)$$

где через \mathcal{M} обозначена *скорость потери массы*. Уравнение энергии также можно проинтегрировать, что дает

$$4\pi r^2 n v \left[\frac{1}{2} m v^2 + 5kT - (G \mathcal{M}_{\odot} m / r) \right] - 4\pi r^2 \kappa dT/dr = E = \text{const}. \quad (15.59)$$

Это значит, что *полный поток энергии* через поверхность любой сферы для заданного течения постоянен. Уравнения (15.57), (15.58) и (15.59) представляют собой нелинейную систему двух дифференциальных уравнений первого порядка, содержащую две постоянные интегрирования. Еще две постоянные появятся в результате интегрирования этой системы. Следовательно, всего необходимо наложить, вообще говоря, четыре условия (граничные условия или условия, определяющие характер решения). Однако прежде чем переходить к обсуждению этой общей проблемы, весьма поучительно рассмотреть простой случай *изотермической короны*.

Если потребовать, чтобы течение было строго изотермическим, то необходимо определить только n и v . Поэтому уравнение энергии можно опустить и использовать только уравнения движения и неразрывности. (Наше априорное предположение $T = \text{const}$ эквивалентно введению некоторого механизма нагрева или охлаждения газа, который в точности обеспечивает поддержание желаемой температуры.) Уравнение (15.55) принимает тогда вид

$$n m v dv/dr = - 2kT_0 dn/dr - n m G \mathcal{M}_{\odot} / r^2. \quad (15.60)$$

Воспользовавшись формулой (15.57) для исключения n , находим

$$\frac{1}{2} (1 - 2kT_0/mv^2)dv^2/dr = - (GM_\odot/r^2)(1 - 4kT_0/GM_\odot m). \quad (15.61)$$

Это уравнение имеет несколько семейств решений с существенно различными математическим поведением и физическим смыслом. Для солнечной короны $4kT_0/GM_\odot m \approx 0,3$. Поэтому ясно, что правая часть уравнения (15.61) при $r < r_c$ отрицательна, а при $r_c < r < \infty$ положительна. Здесь r_c — критическое расстояние:

$$r_c = GM_\odot m/4kT_0, \quad (15.62)$$

при котором правая часть точно равна нулю. Для солнечной короны $r_c/r_0 \approx 3,5$. При $r = r_c$ левая часть уравнения (15.61) также должна обращаться в нуль. Это может осуществляться одним из двух способов: либо мы имеем

$$(dv/dr)_{r_c} = 0, \quad (15.63)$$

либо же

$$v(r_c) = (2kT_0/m)^{1/2} \equiv v_c. \quad (15.64)$$

Определяемая формулой (15.64) критическая скорость v_c равна изотермической скорости звука.

Сосредоточим внимание на решениях, для которых v и dv/dr однозначны и непрерывны. Сначала предположим, что выполняется равенство (15.63). Тогда можно построить решения, для которых выражение $1 - 2kT_0/mv^2$ имеет один и тот же знак при всех r . Если $v(r_c) < v_c$, то $v(r)$ будет иметь локальный максимум в точке r_c , что дает решения типа 1, показанные на рис. 15.1. Эти течения везде дозвуковые. С другой стороны, если $v(r_c) > v_c$, то $v(r)$ будет иметь локальный минимум в точке r_c ; здесь течения везде сверхзвуковые и соответствуют показанным на рис. 15.1 решениям типа 2.

Другая возможность состоит в том, что выполняется равенство (15.64). Тогда мы получаем критическое решение (т.е. решение с $v = v_c$ при $r = r_c$), которое имеет ненулевой наклон при $r = r_c$. Предположим, что $(dv/dr)_{r_c} = 0$. Тогда мы получаем единственное трансзвуковое решение, которое монотонно возрастает от дозвуковых скоростей ($v < v_c$) при $r < r_c$ до сверхзвуковых скоростей ($v > v_c$) при $r > r_c$. Это однозначно выделенное решение показано на рис. 15.1. как решение типа 3. Если $(dv/dr)_{r_c} < 0$, то тогда получается единственное решение, для которого $v(r)$ монотонно убывает от сверхзвуковых скоростей при $r < r_c$ к дозвуковым скоростям при $r > r_c$. На рис. 15.1 оно показано как решение типа 4.

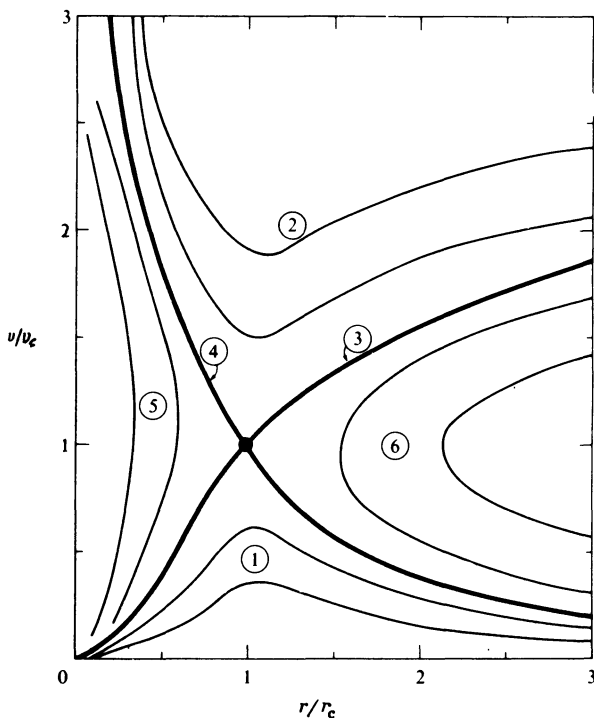


Рис. 15.1. Схематическое изображение зависимости скорости, выраженной в единицах критической скорости v_c , от расстояния от центра звезды, выраженного в единицах критического радиуса r_c , для звездного ветра и звездного бриза. Решения типа 1 описывают дозвуковой бриз. Решения типа 2 всюду дают сверхзвуковые скорости. Решения 3 и 4 представляют собой трансзвуковые критические решения, которые проходят через критическую точку (черный кружок) с сохранением непрерывности. Решения типов 5 и 6 двузначные, тем не менее они важны для оценки условий в появляющихся здесь ударных волнах.

Наконец, существуют два семейства решений, определяемые условиями $r \geq r_c$ или $r \leq r_c$ и такие, что для каждого из них $v(r_c) = v_c$ и $(dv/dr)_{r_c} = \infty$. Это двузначные решения типов 5 и 6 (рис. 15.1). Сперва мы исключим эти решения из нашего рассмотрения, потому что они двузначны. Однако позже будет найдено, что их можно использовать для получения части полного решения, соответствующего течению, в котором имеется разрыв на фронте ударной волны, что позволяет добиться выполнения граничных условий при $r \rightarrow \infty$.

Чтобы решить, какое решение выбрать, необходимо принять во

внимание имеющие физический смысл граничные условия. Во-первых, можно исключить как все решения семейства 2, так и единственное решение типа 4, потому что они дают для нижней короны скорости $v > v_c \approx 170$ км/с, чего *не* наблюдается. В результате остаются решения типа 1 и единственное трансзвуковое решение типа 3. Выбор между ними можно сделать, рассматривая поведение решения при $r \rightarrow \infty$. Уравнение (15.61) непосредственно интегрируется, что дает

$$(v/v_c)^2 - [\ln(v/v_c)]^2 = 4\ln(r/r_c) + 4(r_c/r) + C. \quad (15.65)$$

Упражнение 15.7. а) Убедиться в справедливости соотношения (15.65). б) Найти C для критических решений. в) Найти C для решений типов 1 и 2.

Рассмотрим сначала поведение решений типа 1 при $r \rightarrow \infty$. Здесь v/v_c меньше 1 и убывает при $r \rightarrow \infty$. Поэтому в левой части (15.65) доминирующим членом будет $-2\ln(v/v_c)$, а в правой части $4\ln(r/r_c)$. Следовательно, если $r \rightarrow \infty$, то $v \propto r^{-2}$, что при учете уравнения неразрывности позволяет заключить, что n остается *конечным*. Таким образом, этим решениям отвечает при $r = \infty$ давление, которое намного превосходит давление в окружающей межзвездной среде, а потому их можно отбросить на том же основании, что и гидростатическое решение. С другой стороны, для критического решения v/v_c больше 1 и увеличивается при $r \rightarrow \infty$, поэтому мы находим, что $v \approx 2v_c[\ln(r/r_c)]^{1/2}$. В этом случае $n \propto r^{-2}v^{-1} \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$, и мы приходим к выводу, что для критического решения можно добиться выполнения граничного условия на бесконечности.

Рассуждая примерно таким образом, Паркер пришел к выводу (правильному!), что солнечная корона должна испытывать околозвуковое расширение в межпланетное и межзвездное пространство [496] и что вблизи орбиты Земли *солнечный ветер* имеет скорости порядка нескольких сотен км/с. Несколько решений, описывающих ветер в изотермической короне при различных ее температурах, показаны на рис. 15.2. Данное выше решение не является вполне удовлетворительным, поскольку v/v_c неограниченно возрастает при $r/r_c \rightarrow \infty$. Такое поведение есть следствие искусственного предположения, что корона строго изотермична. Вблизи Солнца корона действительно почти изотермична из-за ее высокой теплопроводности, которая способствует весьма эффективному отводу тепла, выделя-

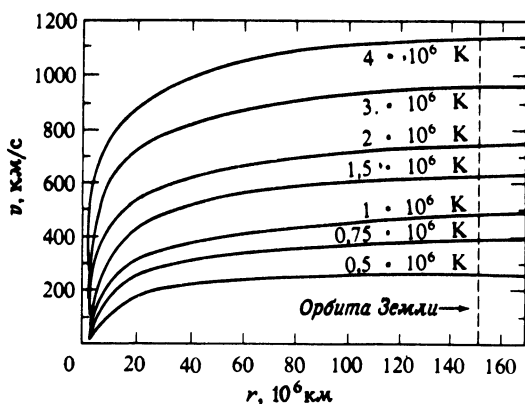


Рис. 15.2. Решения для изотермического звездного ветра. Числа у кривых — значения температуры короны. По оси ординат отложена скорость, по оси абсцисс — гелиоцентрическое расстояние. (По [496], с разрешения.)

ющегося при диссипации волн. Тем самым большие градиенты температуры сглаживаются. Однако на больших расстояниях расширение газа должно в конце концов приводить к его охлаждению. Если мы *требуем*, чтобы температура T оставалась фиксированной, то тем самым мы вводим (фиктивный) источник энергии для ее поддержания. По существу, это выражается в непрерывном подводе тепловой энергии к газу. Эта энергия способна производить работу, продолжая неограниченно ускорять газ. Однако указанную трудность легко преодолеть, и Паркер сумел построить удовлетворительные модели ветра на основе одного из двух предположений. а) При $r_{\odot} \leq r \leq r_c$ корона изотермична, а при $r > r_c$ она расширяется *адиабатически*. В этом случае при $r > r_c$ давление и плотность связаны политропной зависимостью вида $p = p_0(\rho/\rho_0)^\gamma$ с $\gamma = 5/3$ (идеальный газ). б) Корона везде считается политропной с показателем $\gamma < 3/2$. В решениях обоих этих классов отсутствует увеличение v при больших r , не имеющее физического смысла, и при $r \rightarrow \infty$ скорость v приближается к конечному значению v_∞ .

Изотермические решения, описанные выше, позволяют выяснить в общих чертах природу коронального расширения, переходящего в сверхзвуковой ветер, но очевидно, что для детального описания истечения их недостаточно. В частности, решая эту задачу, мы хотим *найти* распределение температуры $T(r)$. Мы должны поэтому обратиться к полной системе уравнений, включая уравнение баланса энергии, а именно к уравнениям (15.55), (15.57) и (15.59).

Как и ранее, следует рассмотреть два класса решений: 1) дозвуковые решения, называемые *звездным бризом*, которые сходны с решениями типа 1, показанными на рис. 15.1, 2) трансзвуковые критические решения — *звездный ветер*, — сходные с единственным решением типа 3, приведенным на рис. 15.1. Эти два класса отличаются друг от друга величиной полного потока энергии E в уравнении (15.59). Для всех решений, описывающих бриз, $E = 0$, тогда как для решений, описывающих ветер, $E > 0$.

Хотя для нас интересны (в связи с Солнцем) главным образом решения, описывающие *ветер*, решения, описывающие *бриз* (они подробно изучены [147], [532]), сыграли важную роль в развитии теории, и нам стоит теперь кратко их рассмотреть. Для решений, описывающих бриз, $n \rightarrow 0$, $T \rightarrow 0$ и $p \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Имеется целое семейство таких решений. Они отличаются друг от друга предельным значением mv^2/kT при $r \rightarrow \infty$ [532]. Поскольку в данном случае можно получить такое же давление, что и в межзвездной среде, исключить эти решения с самого начала, как это можно было сделать для изотермического ветра, нельзя. Так, Чемберлен [147] отстаивал этот тип решения для солнечной короны. В этом случае скорость вещества вблизи земной орбиты составляла бы только 20 км/с. Он указывал, что правильное гидродинамическое решение должно соответствовать модели короны с испарением частиц, в которой движения отдельных частиц рассчитываются в предположении о существовании критического уровня, выше которого плотность настолько мала, что быстро движущиеся частицы больше не испытывают столкновений и покидают корону. Он нашел, что в модели с испарением средняя скорость ионов вблизи r_{\oplus} должна быть около 10 км/с, и пришел к выводу, что правильным является решение, дающее бриз (а не ветер). Вопрос оставался нерешенным до тех пор, пока прямые наблюдения не доказали справедливость решения, соответствующего ветру. Однако последующие исследования показали [108], [339], что основная предпосылка, заключающаяся в том, что гидродинамическая модель и модель с испарением должны согласовываться между собой, совершенно верна, а трудность же состоит в расчете первоначально использованной модели с испарением. В частности, если учесть, что частицы, движущиеся с различными скоростями, испаряются с *различных* уровней, а не с *одного и того же* «критического» уровня (более быстрые частицы вылетают из более глубоких и более плотных слоев), и если выполнить точные *динамические* расчеты того электрического поля в плазме, которое связывает воедино потоки

электронов и протонов, то модель с испарением дает $n \approx 10 \text{ см}^{-3}$, $v \approx 300 \text{ км/с}$ и T (для протонов) $\approx 5 \cdot 10^4 \text{ К}$, что хорошо согласуется с наблюдаемыми значениями. Сейчас мы бы пришли к выводу, что точная модель с испарением подтверждает решение, соответствующее солнечному ветру.

Перейдем теперь к более подробному изучению решений, описывающих ветер. Для всех этих решений при $r \rightarrow \infty$ имеем $v \rightarrow v_\infty$ (ненулевая величина), $n \rightarrow 0$ и $T \rightarrow 0$. Как упоминалось выше, для однозначного определения решения требуется задать четыре различных условия. Обычно задают значения плотности и температуры в короне и налагают условие, чтобы решение плавно проходило через критическую точку и чтобы $T(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Последнее из этих условий, однако, сложнее, чем это кажется. Теперь известно, что характер изменения T с r зависит от механизма переноса тепла при $r = \infty$ (см. [200], [201], [202], [532]; [324], стр. 47). Предположим сначала, что поток тепла за счет теплопроводности остается при $r = \infty$ конечным и величина его равна $E_c(\infty)$. Из уравнения (15.59) видно, что тогда $v_\infty = \{2[E - E_c(\infty)]/\mathcal{M}\}^{1/2}$, и далее, поскольку $r^2 T^{5/2} (dT/dr)_\infty = \text{const}$, то поведение температуры подчиняется асимптотическому закону $T \propto r^{-2/7}$. Это тот самый закон, который был найден Чепменом и использовался Паркером [499] в его решениях для ветра. В качестве следующего шага можно было бы предположить, что и поток за счет теплопроводности, и поток энтальпии сохраняются вплоть до $r = \infty$, а отношение $5kTv/(r^2 T^{5/2} dT/dr)$ стремится к постоянной. В этом случае оба потока при $r \rightarrow \infty$ стремятся к нулю, и $v_\infty = (2E/\mathcal{M})^{1/2}$. Далее, условие, наложенное на отношение потоков, приводит к тому, что $T \propto r^{-2/5}$. Это решение было впервые получено Вангом и Чангом [667]. Наконец, мы могли бы предположить, что поток за счет теплопроводности стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$ быстрее, чем поток энтальпии. Здесь также $v_\infty = (2E/\mathcal{M})^{1/2}$. В этом случае нет обмена энергией в потоке при $r \rightarrow \infty$, и газ расширяется просто *адиабатически*. Если показатель политропы равен γ , то $T \propto \rho^{\gamma-1}$. Но $\rho \propto r^{-2}$, поэтому при $r \rightarrow \infty$ имеем $T \propto (r^{-2})^{1/\gamma}$ или $T \propto r^{-4/3}$ при γ , равном $5/3$ (идеальный газ).

Связь между этими решениями была четко разъяснена Дэрри [200], который рассмотрел решения типа ветра, характеризуемые одним и тем же значением T_0 , но различными значениями n_0 . При малых значениях n_0 критические решения дают большие значения $e(\infty) = E/F$ — остаточной энергии в расчете на одну частицу при $r = \infty$. Для них $T \propto r^{-2/7}$. По мере увеличения n_0 часть $e(\infty)$, обусловленная теплопроводностью, — обозначим ее e_2 — через

$e_c(\infty)$ — уменьшается, и при некотором значении n_0^* имеем $e_c(\infty) = 0$ и $T \propto r^{-2/5}$ (т.е. при этом конкретном значении получается решение Ванга и Чанга). При дальнейшем увеличении n_0 энергия $e_c(\infty)$ остается равной нулю и теперь уменьшается $e(\infty)$. В этом случае $T \propto r^{-4/3}$. Наконец, при еще большем возрастании n_0 достигается некоторое предельное значение, при котором $e(\infty) = 0$, и получается решение, описывающее звездный бриз (см. рис. 15.3). Физически эти результаты означают, что при увеличении n_0 все большая и большая часть тепла, подводимого теплопроводностью, расходуется на расширение (течение становится все более и более мощным), пока в какой-то момент $e_c(\infty)$ не обратится в нуль. Если добавить еще некоторое количество вещества, то течение остается

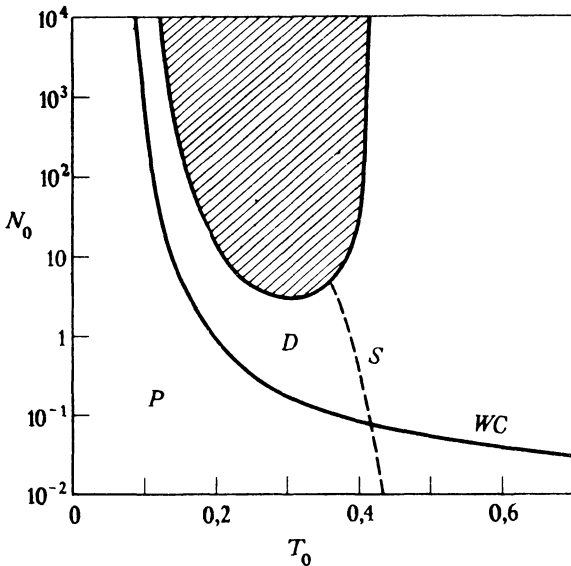


Рис. 15.3. Области значений корональной температуры T_0 (в единицах $G \mathcal{M}_{\odot} \mu m / kr$) и концентрации N_0 [в единицах $2\chi_0 k^{-1} (G \mathcal{M}_{\odot} r_0)^{-1/2}$], для которых имеют место решения, соответствующие звездному ветру и звездному бризу. Заштрихованная область соответствует решениям, описывающим бриз. Пунктирная кривая, отмеченная буквой S , отделяет область (справа), для которой поток является сверхзвуковым уже у основания короны ($r = r_0$). Область P соответствует решениям, описывающим ветер с паркеровским законом изменения температуры $T \propto r^{-3/2}$ при $r \rightarrow \infty$. Этим решениям отвечает ненулевой обусловленный теплопроводностью поток на бесконечности. Область D соответствует ветру с законом изменения температуры Дэрри ($T \propto r^{-4/3}$). Этот ветер при $r \rightarrow \infty$ становится адиабатическим. Кривая WC соответствует решениям с законом изменения температуры Ванга — Чанга $T \propto r^{-2/5}$ при $r \rightarrow \infty$. Эти решения получаются, когда обусловленный теплопроводностью поток на бесконечности обращается в нуль. (По [532].)

сверхзвуковым, но на адиабатическое расширение тратится все больше и больше тепловой энергии, и $e(\infty)$ уменьшается. В конце концов $e(\infty)$ обращается в нуль, и течение становится дозвуковым.

При систематическом изучении решений, описывающих звездный ветер, очень удобно пользоваться безразмерными переменными. Чемберлен [147] предложил ввести следующие переменные:

$$\tau = T/T_0, \quad (15.66a)$$

$$\psi = v^2 \mu m / k T_0 \quad (15.66b)$$

и

$$\lambda = G \mathcal{M}_\odot \mu m / k T_0 r, \quad (15.66b)$$

где μ — средний молекулярный вес (равный $1/2$ для ионизованного водорода). В этих переменных уравнения (15.57), (15.55) и (15.59) приобретают соответственно вид

$$n \lambda^{-2} \psi^{1/2} = (k T_0 / \mu m)^{3/2} F / (4 \pi G^2 \mathcal{M}_\odot^2) = C, \quad (15.67)$$

$$\frac{1}{2} (1 - \tau / \psi) d\psi / d\lambda = 1 - 2\tau / \lambda - d\tau / d\lambda \quad (15.68)$$

и

$$A \tau^{5/2} d\tau / d\lambda = \varepsilon_\infty - \frac{1}{2} \psi + \lambda - \frac{5}{2} \tau. \quad (15.69)$$

Здесь

$$\varepsilon_\infty = \mu E / k T_0 F \quad (15.70)$$

— остаточная энергия на бесконечности в расчете на одну частицу (в единицах $k T_0$), и

$$A = 4 \pi \chi_0 G \mu^2 m \mathcal{M}_\odot T_0^{3/2} / (k^2 F). \quad (15.71)$$

Чтобы решить эти уравнения, необходимо задать лишь ε_∞ и A (считая, конечно, что ищется критическое решение и что $\tau \rightarrow 0$ при $\lambda \rightarrow 0$). При переходе к размерным величинам из одного безразмерного решения можно получить несколько различных решений. Дальнейшее преобразование [531] позволяет уменьшить число произвольных постоянных до одной (только в случае *ветра*). Именно, положим $\tau = \tau / \varepsilon_\infty$, $\psi = \psi / \varepsilon_\infty$ и $\lambda = \lambda / \varepsilon_\infty$. Тогда в новых переменных уравнение (15.68) сохраняет прежний вид, а уравнение (15.69) переходит в следующее:

$$K \tau^{5/2} d\tau / d\lambda = 1 - \frac{1}{2} \psi + \lambda - \frac{5}{2} \tau, \quad (15.72)$$

где $K = \varepsilon_\infty^{3/2} A$. Большое число решений для широкого диапазона значений параметра K дано в [201]. Там же приводится пример то-

го, как следует находить единственное размерное решение при заданных значениях параметров, скажем, T_0 и F . Решения, описывающие бриз, подробно обсуждаются в [532].

Упражнение 15.8. Выполнить переход к безразмерным переменным и проверить вывод уравнений (15.67) — (15.72).

ПЕРЕХОД В МЕЖЗВЕЗДНУЮ СРЕДУ

Для всех полученных выше решений при $r = \infty$ давление обращается в нуль. На самом деле давление в межзвездной среде имеет хотя и малую, но конечную величину $p_i \lesssim 10^{-11}$ дин/см². Когда движущийся с большой скоростью газовый поток ветра встречается с межзвездной средой, образуется стационарная ударная волна ([624], стр. 306; [665]), на фронте которой скорость течения скачком уменьшается до малой величины, а плотность и температура повышаются. Происходит скачкообразный переход от критического решения (кривая 3 на рис. 15.1) к одному из дозвуковых решений типа 6, показанных на рис. 15.1. За фронтом ударной волны вещество в конце концов охлаждается и рекомбинирует, а скорость падает до нуля (см., например, [106]).

На больших расстояниях от звезды ветер сильно сверхзвуковой, и газовое давление пренебрежимо мало по сравнению с плотностью кинетической энергии. Таким образом, давление межзвездной среды должно уравниваться *динамическим давлением* вещества ветра. Поэтому имеем

$$mnv^2 \approx p_i. \quad (15.73)$$

Из уравнения неразрывности и предположения о том, что v примерно постоянно, следует, что $n(r) = n_{\oplus}(r_{\oplus}/r)^2$. Пользуясь этим соотношением, можно оценить расстояние до ударного фронта в солнечном ветре, именно

$$r_s/r_{\oplus} = (mn_{\oplus}v^2/2p_i)^{1/2}. \quad (15.74)$$

Принимая $n_{\oplus} \approx 10$ см⁻³, $v \approx 300$ км/с и используя для p_i приведенную выше верхнюю оценку, находим, что $r_s \geq 30$ а.е. (т.е. r_s превышает радиус орбиты Нептуна). Физические условия в потоке за фронтом ударной волны можно оценить, пользуясь соотношениями Рэнкина — Гюгонио [формулы (15.44) — (15.46)]. При осторожном предположении, что температура спадает как $r^{-2/7}$, получаем, что перед фронтом она оказывается порядка $4 \cdot 10^4$ К. Отсюда

да следует, что скорость звука в ионизованном водороде составляет около 25 км/с, так что число Маха равно приблизительно 12. В пределе больших чисел Маха соотношения Рэнкина — Гюгонио приводятся к виду

$$v_2 = v_1(\gamma - 1)/(\gamma + 1), \quad (15.75)$$

$$n_2 = n_1(\gamma + 1)/(\gamma - 1) \quad (15.76)$$

и

$$p_2 = 2n_1mv^2/(\gamma + 1), \quad (15.77)$$

причем при выводе соотношения (15.77) было использовано соотношение

$$p_1M_1^2 = (p_1/a_s^2)v_1^2 = (\rho_1/\gamma)v_1^2.$$

Здесь индекс 1 относится к веществу перед фронтом, индекс 2 — к веществу за фронтом ударной волны. Подставляя соотношения (15.76) и (15.77) в уравнение состояния идеального газа, получаем, что температура за фронтом равна

$$T_2 = (\gamma - 1)mv^2/[(\gamma + 1)^2k]. \quad (15.78)$$

При этом мы принимаем, что вещество остается полностью ионизованным и что протонная и электронная температуры успевают сравняться. Считая $\gamma = 5/3$, видим, что $v_2 = v_1/4 \approx 75$ км/с, а $T_2 = 3mv^2/(32k) \approx 10^6$ К (так что вещество за фронтом действительно движется с дозвуковой скоростью, как это и следовало ожидать согласно упражнению 15.3,6 при $M_1 \gg 1$).

Поступление в межзвездную среду горячего быстро движущегося вещества звездного ветра оказывает важное влияние на баланс энергии в ней. Нарисованная нами картина намеренно является сильно упрощенной. Были выполнены и более детальные расчеты, в которых учитывалось влияние «межзвездного ветра» (возникающего из-за движения Солнца относительно межзвездной среды), а также магнитных полей и теплопроводности (см., например, [498], гл. IX).

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ЗАМЕДЛЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ЗВЕЗД

Прямые наблюдения показывают, что Солнце обладает магнитным полем. Поскольку вещество короны полностью ионизовано, его электропроводность (и теплопроводность) чрезвычайно высока и поэтому магнитные поля «вморожены» в вещество (т.е. заряженные частицы не могут свободно диффундировать поперек силовых

линий). Крупномасштабное расширение короны должно поэтому приводить к выносу солнечного магнитного поля в межпланетное пространство. Если бы Солнце не вращалось, силовые линии были бы направлены по радиусу. Однако в действительности Солнце вращается, а силовые линии следует считать закрепленными на солнечной поверхности. Силовые линии, исходящие из некоторой точки на поверхности Солнца, будут вытянуты вдоль линий тока жидкости для наблюдателя во вращающейся системе отсчета, связанной с Солнцем. Это порождает спиралевидную структуру межпланетного поля [496]; [498], стр. 137; [107], стр. 67; [324], стр. 11.

При учете магнитного поля физика течения жидкости в ветре становится гораздо более сложной, и в результате возникают значительные математические трудности. Заниматься здесь этой проблемой мы не будем, а лишь отошлем заинтересованного читателя к литературе (см., например, [463], [659]). Однако представляет большой интерес вычисление углового момента, уносимого ветром, поскольку эта потеря момента имеет важные последствия для вращения звезд. Напряженность магнитного поля должна удовлетворять уравнению Максвелла $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, из которого следует, что в сферической системе координат $B_r(r) = (r_0/r)^2 B_r(r_0)$. Азимутальную компоненту спиралевидного поля B_ϕ можно выразить через B_r , а потому можно рассчитать и полное поле. Далее можно оценить отношение плотности энергии в движущемся веществе к плотности магнитной энергии, т.е. величину $\alpha = \frac{1}{2} m n v^2 / (B^2 / 8\pi)$. Оказывается, что вблизи земной орбиты $\alpha \gg 1$, но у основания короны α мало. Это означает, что хотя на больших расстояниях поле не влияет на движение среды и увлекается веществом, глубже в потоке оно играет определяющую роль. Здесь магнитное поле способно увлечь за собой вещество за счет вращения Солнца, как оно видно при наблюдении из неподвижной системы отсчета. Таким образом, существует область с $r \leq r_A$, в которой вещество вынуждено *вращаться вместе* с Солнцем, и область с $r > r_A$, где вещество оттекает практически радиально. Интуитивно можно ожидать, что переход от одной области к другой происходит на таком расстоянии r_A , где $\alpha = 1$. Детальный анализ показывает [463]; [659]; [324], § III.15; [107], § 3.7, что это предположение правильно. Скорость магнитогидродинамических *альвеновских волн* равна $v_A = (B^2/4\pi\rho)^{1/2}$, так что α есть не что иное, как квадрат *альвеновского числа Маха*: $\alpha = (v/v_A)^2 = M_A^2$. Следовательно, вещество потока вращается вместе с Солнцем внутри *альвеновской критической сферы*, а вне ее оттекает радиально. Альвеновскую скорость в

окрестности земной орбиты можно непосредственно измерить. Используя уравнение неразрывности и зависимость $B \propto r^{-2}$, а также требование, чтобы $M_A = 1$ в альвеновской критической точке, находим

$$r_A/r_{\odot} = v_A(r_{\oplus})/[v(r_A)v(r_{\oplus})]^{1/2}. \quad (15.79)$$

Нижнюю оценку для r_A можно получить, положив $v(r_A) \approx v(r_{\oplus})$. Подставляя численные значения, находим, что $r_A \approx 20R_{\odot}$. Это большое расстояние, и поэтому влияние магнитного поля приводит к значительному увеличению углового момента, который несет с собой вещество ветра.

Упражнение 15.9. Проверить формулу (15.79) и численную оценку r_A .

Угловой момент частицы единичной массы, находящейся на экваторе звезды, равен $l_0 = \omega r_A^2$, где ω — угловая скорость вращения звезды. Поэтому полный угловой момент, теряемый со всей поверхности звезды, равен

$$dL/dt = -4\pi r^2 n v m l_0 \int_0^{\pi/2} \cos^3 \theta d\theta = -\frac{2}{3} \dot{M} l_0, \quad (15.80)$$

где мы учли тот факт, что на широте θ угловой момент частицы $l(\theta) = l_0 \cos^2 \theta$. Эта потеря углового момента, уносимого ветром, вызывает *замедление* вращения звезды. Время замедления вращения вследствие такого торможения можно оценить из соотношения $dL/dt \approx -L/\tau$. Представив L в виде $L = I\omega$, где I — момент инерции, находим, что $\tau = \frac{3}{2} I/(\dot{M} r_A^2)$. Для Солнца $I = 6 \cdot 10^{53} \text{ г} \cdot \text{см}^2$.

Взяв $\dot{M} = 2 \cdot 10^{-14} M_{\odot}$ в год и $r_A \approx 20R_{\odot}$, получаем $\tau \approx 10^{10}$ лет, что сравнимо с характерным временем термоядерной эволюции Солнца. Таким образом, если свойства солнечного ветра, характерные для него в настоящее время, со временем не меняются, то следует ожидать, что угловой момент Солнца за время его жизни на главной последовательности значительно уменьшился.

Одна из поразительных особенностей статистики скоростей вращения звезд состоит в резком спаде наблюдаемой средней скорости вращения $\langle v \sin i \rangle$ как функции спектрального типа для звезд спектрального типа F и более поздних. Хотя не исключено, что это уменьшение связано с образованием планетных систем (в Солнеч-

ной системе на долю Солнца приходится лишь 2 процента углового момента), весьма знаменательно, что это как раз та точка, где у звезд появляются глубокие водородные конвективные зоны, и потому они, по-видимому, имеют короны и создают звездный ветер. Поэтому очень заманчиво предположить [554], что все звезды, относящиеся к классам позднее F, теряют свой угловой момент вследствие магнитного торможения за счет звездного ветра. Характерное время такого торможения можно оценить из исследования средних скоростей вращения звезд, входящих в скопления, возраст которых можно найти по теории звездной эволюции. Если это сделать, то оказывается, что с увеличением возраста действительно происходит сильное замедление вращения [362] и что время торможения может составлять всего $5 \cdot 10^8$ лет. Хотя характерное время торможения для звезд получается много короче времени, определяемого *современным* солнечным ветром, известно, что хромосферная активность (а также, как предполагают, и активность системы корона — ветер) уменьшается с возрастом [675], [677]. Поэтому возможно, что, в ранний период жизни Солнца ветер был сильнее и обеспечивал более эффективное торможение. Приведенное обсуждение служит хорошим примером плодотворного обмена идеями, происходящего, когда солнечные характеристики используются для построения подробных физических моделей определенного явления, а затем эти модели применяются к звездам. При этом появляется возможность получить результаты, имеющие значение для исследования звездной эволюции на больших временных интервалах.

ДЕТАЛИ ФИЗИКИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Изучение солнечного ветра путем прямых измерений со спутников значительно углубило наше понимание физики корональных течений. В ходе попыток согласовать теорию с наблюдениями в теорию были внесены многочисленные улучшения с целью уточнить описанную выше основную модель и добиться большего реализма. Объем книги позволяет лишь дать перечень тех физических проблем, которые здесь изучались. Более подробное обсуждение см., например, в [324] или в [107] и в цитированной там литературе.

Во-первых, возникает вопрос, насколько хорошо согласуется с наблюдательными данными одножидкостная модель с теплопроводностью. Если в качестве типичной модели взять модель Ванга и Чанга [667], то найдем, что на расстоянии, равном радиусу земной орбиты, $n = 8 \text{ см}^{-3}$, $v = 260 \text{ км/с}$ и $T = 1,6 \cdot 10^5 \text{ К}$. Сравнение с наблюдаемыми значениями, приведенными в табл. 15.1, показыва-

ет, что эта модель дает хорошее согласие для концентрации и что одножидкостная температура хорошо согласуется с электронной температурой, но примерно в четыре раза больше протонной температуры. Скорость получается заниженной примерно на 20%. То, что протоны и электроны могут иметь разные температуры, объясняется очень низкими плотностями, а потому и малой частотой столкновений в солнечном ветре вблизи r_{\odot} . Частота столкновений настолько мала, что они не могут обеспечить равномерное распределение тепловой энергии между двумя компонентами (более того, оказалось, что распределение тепловых скоростей как у электронов, так и у протонов анизотропно). Были построены двухжидкостные модели [618], [282], в которых допускается, что электроны и протоны могут иметь разные температуры. Уравнение энергии записывается для каждой компоненты по отдельности, причем вводится член вида $3/2\nu k(T_p - T_e)$, описывающий обмен энергией; здесь ν — частота столкновений за счет кулоновского взаимодействия заряженных частиц. Типичные модели этого типа дают $n \approx 15 \text{ см}^{-3}$, $v \approx 250 \text{ км/с}$, $T_e \approx 3,4 \cdot 10^5 \text{ К}$ и $T_p \approx 4,4 \cdot 10^3 \text{ К}$ при $r = r_{\odot}$. В этих моделях плотность примерно вдвое больше, скорость на 20 процентов ниже, электронная температура в два раза выше и протонная температура в 10 раз ниже наблюдаемых. Хотя возможности, заложенные в двухжидкостной модели, безусловно, позволяют добиться большего физического реализма, чем это возможно для одножидкостных моделей, количественные результаты большого впечатления не производят. В частности, обмен энергией между протонами и электронами должен, по-видимому, происходить более эффективно, чем с учетом одних только кулоновских столкновений. Этот обмен рассматривается в предположении, что частицы имеют изотропное максвелловское распределение по скоростям и что влиянием магнитного поля можно пренебречь. Возможно, все эти предположения не соответствуют действительности. Однако основные расхождения, по-видимому, исчезают, если учесть влияние вязкости.

Магнитные поля могут играть важную роль в природе солнечного ветра за счет действия магнитных сил, за счет влияния, оказываемого ими на величину коэффициентов переноса, таких, как коэффициент теплопроводности, а также за счет переноса и диссипации энергии магнитогидродинамическими волнами. Каждый из этих эффектов приводит к значительному усложнению теории и может заметно изменить детальную картину результатов. Хуже то, что если допустить возможность подвода импульса и энергии к

ветру на протяжении всего течения (от *любого* источника, не обязательно магнитного), то это приводит к изменению всей топологии допустимых решений уравнений и вызывает появление разнообразных возможностей помимо тех, что показаны на рис. 15.1 [307].

Во всех описанных выше моделях влияние вязкости не учитывалось. Если ввести силы вязкости, то получается система уравнений более высокого порядка и уравнение движения уже не имеет сингулярной (или критической) точки [668]. Первые одножидкостные модели с вязкостью [553], [668], в которых использовались классические коэффициенты вязкости для протонно-электронной плазмы, были неудовлетворительными, поскольку они давали заниженные примерно вдвое температуры и скорости течения. Это затруднение удастся преодолеть, если учесть влияние магнитного поля на тензор вязких напряжений [660], и в современных моделях с вязкостью [681] получаются правильные значения скорости, а протонная температура (слишком низкая в двухжидкостных моделях без вязкости) возрастает до значений, близких к наблюдаемым.

Даже самые лучшие сферически-симметричные модели описывают реальный солнечный ветер лишь весьма схематически, поскольку все характеризующие его физические переменные за характерное время в несколько дней меняются в широких пределах. Наиболее заметными из имеющихся структурных особенностей являются движущиеся с большой скоростью потоки плазмы. Часто они наблюдаются повторно с периодом, равным синодическому периоду вращения Солнца. Отсюда видно, что они являются следствием особых условий, существующих в отдельных локальных областях короны. Кроме того, при вспышках возникают мощные ударные волны, которые вызывают геомагнитные бури. Эти структурные образования часто сложным образом взаимодействуют друг с другом. Становится все более очевидным, что рассматривать солнечный ветер как плавное течение, на которое наложены «нетипичные» структурные детали, — это чрезмерное упрощение. Правильнее считать, что эти сложные структуры и являются в некотором смысле самим солнечным ветром. Аналогичным образом мы начинаем понимать, что ветер не возникает в короне при строго определенных плавно меняющихся от точки к точке условиях, а может появляться в весьма специфических областях с заметно различающимися свойствами. Он может видоизменяться за счет взаимодействия с магнитными полями и за счет быстрого (несферического) расширения из ограниченного начального объема. Когда-нибудь будет решена проблема построения полной трехмерной модели с зависимостью от времени. Данные, для объяснения которых требу-

ются (и которые, наоборот, позволяют получить) такие решения, имеются на самом деле только для *солнечного* ветра. Однако ясно, что эти результаты будут иметь важные последствия также и для изучения звездного ветра.

ЗВЕЗДНЫЕ КОРОНЫ И ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР

Как упоминалось выше, разумно предполагать, что все звезды, имеющие водородные конвективные зоны, должны обладать коронами и создавать ветер. Далее, из многих звезд несомненно происходит намного более мощное истечение вещества, чем из Солнца, поскольку из ветер имеет достаточно большую оптическую толщину в некоторых спектральных линиях, чтобы возникали смещенные линии или линии типа Р Лебеда. Не приходится и говорить, что о звездном ветре известно меньше, чем о солнечном. В этой быстро развивающейся области многое еще предстоит сделать. Тем не менее ряд интересных результатов получается даже из очень упрощенных расчетов.

Паркер подчеркивает [498], гл. ХУ, что количество энергии, расходуемое на расширение короны, очень быстро растет с увеличением ее температуры. Например, для Солнца расход энергии изменяется от 10^{27} до $3 \cdot 10^{30}$ эрг/с, когда T_0 меняется от 10^6 до $4 \cdot 10^6$ К. Поэтому корональный ветер действует как очень эффективный термостат, регулирующий температуру короны. Если имеется ветер, то необходимо, чтобы температура короны была совместима с истечением, т.е. $T_0 \leq G M / 4kR$. Для Солнца численный множитель 4 в этой формуле заменяется на 10, так что можно ожидать, что

$$T_0 \approx 0,1 G M / kR. \quad (15.81)$$

Для звезд главной последовательности отношение M/R меняется всего в два раза в ту и другую сторону относительно его значения для Солнца, что, как можно предполагать, влечет существование сходной ограниченной области значений T_0 (которая меньше, чем область изменения температуры фотосферы). Напротив, энергия ветра может меняться в широких пределах (возможно, даже в более широких, чем светимость звезд). Для звезд-гигантов и сверхгигантов M/R намного меньше, чем для звезд главной последовательности, и соответственно T_0 должно быть также намного меньше. Например, для сверхгигантов типа М формула (15.81) дает $T_0 \approx 4 \cdot 10^4$ К. При таких низких температурах теплопроводность

становится неэффективной, и необходимо привлечь какой-то другой механизм нагрева всего объема короны [665], [666]. Вполне возможно, что значительная диссипация волн происходит по всей короне. Аналогично рассуждая, можно сказать, что скорость ветра в конце концов достигает величины, составляющей некоторую заметную долю от скорости убегания, и поэтому можно ожидать, что

$$v_{\infty} \geq (2GM/R)^{1/2}. \quad (15.82)$$

Это означает, что v_{∞} также мало меняется вдоль главной последовательности и что у сверхгигантов скорость ветра довольно низка. Развитые выше представления основаны на *предположении*, что на том уровне, где температура короны максимальна, ветер является дозвуковым. Если, однако, критическая точка ветра лежит *ниже* этого уровня, то ход температуры с расстоянием не является более монотонным и свойства течения могут быть существенно иными.

Чтобы построить детальные модели или использовать существующие расчеты (см., например, [201]), необходимо теоретическим путем определить соответствующие характеристики короны (n_0 и T_0) либо найти одну из этих величин и какой-нибудь параметр течения, например скорость потери массы, которую иногда можно определить из наблюдений. Расчет условий в коронах чрезвычайно труден. В основе здесь лежит вычисление потока акустической энергии, порождаемого конвективной зоной (см., например, [394], [395], [525], [601]), расчет диссипации этого потока в корональном веществе и получение (с учетом потерь на излучение и на перенос энергии за счет теплопроводности) распределения температуры и плотности для модели короны (см., например, [192], [377], [378], [630], [631], [632]). На каждом из этих шагов приходится пользоваться ненадежной теорией и по необходимости приходится делать множество предположений. Поэтому окончательные результаты нельзя считать очень надежными. В частности, ни в одном из вариантов хорошего согласия с наблюдаемыми характеристиками солнечной короны не получается (см. рис. 21 в [192]). Однако если просто принять на веру результаты этих расчетов, сколь бы они ни были ненадежны, то оказывается, что среди звезд главной последовательности максимальный акустический поток имеют звезды спектральных типов, близких F0. Для этих звезд $T_0 \approx 4 \cdot 10^6$ К и $n_0 \approx 3 \cdot 10^{10}$ см⁻³ [192]. Следует ожидать, что у них имеется мощный корональный ветер. Если T_0 и n_0 считать известными, то для построения модели ветра можно использовать упоминавшиеся выше расчеты.

Обсуждение энергетики звездных корон и звездного ветра также весьма поучительно [290]. Корона нагревается потоком подводимой к ней механической энергии F_m и теряет энергию путем излучения и теплопроводности, а также в виде кинетической энергии ветра. Анализ показывает, что при заданном давлении в короне скорость потери энергии за счет истечения вещества и теплопроводности с ростом температуры *увеличивается*, потери же за счет излучения *уменьшаются*. Поэтому при заданном давлении существует температура, при которой полная энергия, теряемая короной, минимальна. Далее, потери, обусловленные всеми тремя этими процессами, с увеличением давления возрастают. Поэтому для корон с минимальным потоком имеется монотонная зависимость между давлением в короне и потоком энергии, необходимым для поддержания короны и ветра. Это позволяет думать, что задание потока F_m однозначно *определяет* температуру и давление в короне, а следовательно, и свойства ветра. (На самом деле нужно еще показать, что если мы имеем некоторую корону с минимальным потоком и произвольным образом меняем F_m , то корона *обязательно* переходит в другое состояние с минимальным потоком.) Конкуренция между этими процессами приводит к появлению трех основных классов корон. 1) При малых значениях F_m основные потери энергии обусловлены теплопроводностью и излучением. Примером служит система корона — ветер Солнца, где на ветер затрачивается всего около 10% подводимого к короне потока механической энергии. (Если ветер возникает в пространственно локализованных областях короны, например *в корональных дырах*, то *локальная* эффективность преобразования может быть намного выше.) 2) При промежуточных значениях F_m потери обусловлены в основном излучением и истечением вещества. Примером служит ветер у сверхгиганта α Cyg типа A2, где потери, связанные с ветром, преобладают потери на излучение еще играют некоторую роль, а потери за счет теплопроводности пренебрежимо малы. 3) При очень больших значениях F_m полностью доминируют затраты энергии на истечение вещества. Для звезд ранних спектральных типов скорость потери массы достигает $10^{-6} \div 10^{-5} M_{\odot}$ в год. Чтобы возникал такой ветер, потребовались бы чрезвычайно высокие температуры корон (которые, по-видимому, исключаются наблюдениями). Здесь, однако, ветер возникает под действием давления излучения (см. § 15.4).

15.3. Радиационная гидродинамика

Как в атмосфере, так и во внутренних слоях звезд имеются мощные поля излучения, которые могут сильно влиять на приток