

тически вся тепловая энергия сосредоточена в движении ионов (теплоемкость вырожденного электронного газа значительно меньше).

Когда температура при сжатии достигнет значений, пригодных для протекания ядерных реакций (например, 3α -процесс горения гелия с образованием углерода), начнет выделяться тепловая энергия. Эта энергия в первую очередь пойдет на разогрев ионов и из-за высокой степенной зависимости скорости ядерных реакций от температуры приведет к еще большему энерговыделению. В невырожденных условиях тепловое давление немедленно бы привело к увеличению радиуса звезды и к уменьшению центральной температуры (отрицательная теплоемкость!). Но в вырожденном ядре этого не происходит. Условие отрицательной теплоемкости звезды перестает выполняться. Поэтому реакции в вырожденном веществе ядра звезды начинают приобретать взрывной характер до тех пор, пока тепловое движение ионов не «раскачает» электроны посредством кулоновских взаимодействий до снятия вырождения и восстановления отрицательной теплоемкости. При эволюции звезд малой массы загорание гелия в вырожденном ядре должно происходить в виде резкой кратковременной вспышки (т. н. гелиевая вспышка), после которой вырождение электронов в веществе снимается и горение приобретает спокойный характер. После гелиевой вспышки звезды малых масс оказываются на горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга–Рессела. Из-за медленного «просачивания» фотонов наружу гелиевая вспышка, однако, не проявляет себя как резкая оптическая вспышка.

6.5. Роль потери массы в эволюции звезды

Если бы масса звезды оставалась постоянной, масса Чандрасекара $\sim 1.3M_{\odot}$ определяла бы границу эволюции маломассивных звезд, дающих в конечном счете белые карлики, и звезд, вырождение в которых не наступает и ядерное горение происходит до конца, то есть до образования элементов железного пика. Однако второй по значимости фактор эволюции нормальных звезд — потеря массы звезды. Есть несколько причин, приводящих к уменьшению массы. Если звезда одиночная, то происходит истечение вещества из оболочки, называемое звездным ветром, которое связано с испарением звездной атмосферы и (особенно в случае массивных звезд ранних спектральных классов) передачей импульса веществу давлением излу-

чения в резонансных линиях металлов. В тесных двойных системах появляется возможность очень эффективной потери массы звездой из-за приливного воздействия соседнего компонента. Ввиду важных особенностей, эволюция двойных звезд должна рассматриваться отдельно, а здесь мы остановимся только на потере массы одиночными звездами.

6.5.1. Звездный ветер на главной последовательности

Потеря массы, уносимой звездным ветром, не очень важна для звезд главной последовательности поздних спектральных классов (G, K, M) из-за их невысокой светимости, малой роли светового давления и относительно малых радиусов (порядка радиуса Солнца). Однако звезды ранних спектральных классов (особенно O и B) интенсивно теряют массу. О потере массы судят по характерным особенностям спектральных линий в оптическом и, особенно, в УФ-диапазоне (профили типа P Cyg — эмиссия с абсорбционной деталью в синем крыле, см. рис. 6.3) и по взаимодействию звездного ветра с окружающей межзвездной средой (кольцевые туманности вокруг Of и WR-звезд), оболочки и сверхоболочки вокруг OB-ассоциаций (см. подробнее в монографии Т. А. Лозинской «Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики», М.:Наука, 1986).

Основная причина потери массы звездами ранних спектральных классов — давление излучения в спектральных линиях тяжелых элементов, в которых сечение поглощения света максимально. Ускорение газа происходит в результате передачи импульсов фотонов при резонансном рассеянии в сильных УФ-линиях Si IV (1394–1403 Å), C IV (1548–1551 Å), N V (1240 Å) и др. Скорость звездного ветра v_∞ определяется по верхней границе абсорбционной линии в спектре, и для различных звезд составляет от нескольких сотен до нескольких тысяч км/с. Эмпирически найдено, что $v_\infty \approx 3v_p$, где $v_p = \sqrt{2GM/R}$ — параболическая скорость на границе фотосферы.

Гораздо труднее определить темп потери массы. Уравнение неразрывности течения в сферически-симметричном случае записывается в виде:

$$\dot{M} = 4\pi R^2 \rho(R)v(R), \quad (6.9)$$

где $\rho(R)$ — плотность и $v(R)$ — скорость ветра на расстоянии R от центра звезды. Изменение скорости с расстоянием находится из наблюдения линий разных элементов, а вот изменение плотности

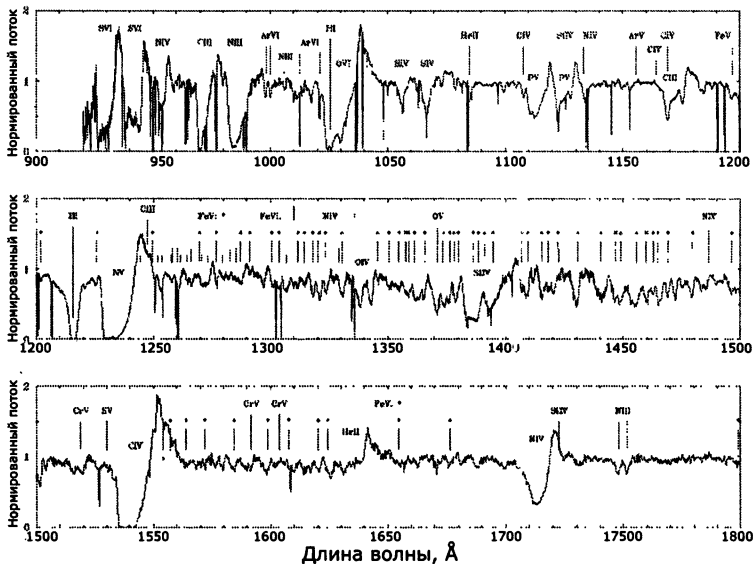


Рис. 6.3. УФ спектр одной из ярчайших звезд раннего спектрального класса O4I — сверхгиганта ζ Puppis (из работы Morton, Underhill 1977). Профиль линий типа P Cyg с абсорбцией в голубом крыле и эмиссией в красном крыле линий свидетельствует о наличии мощной истекающей оболочки.

определить сложнее. Для этого требуется задать модель расширяющейся атмосферы звезды, учитывающую химический состав, степень ионизации и другие плохо определяемые параметры.

Более надежный способ непосредственного определения \dot{M} дают наблюдения свободно-свободного излучения истекающей атмосферы в ИК и радиодиапазоне, где велико поглощение, а слой, соответствующий единичной оптической толщине $\tau = 1$, лежит в области сформировавшегося ветра. Так были определены темпы потери массы для многих звезд типа Вольфа-Райе (WR) и O-сверхгигантов. Именно эти звезды наиболее интенсивно теряют массу — до $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$.

Зависимость темпа потери массы O-звездами от светимости L часто представляется в полуэмпирической форме Гармани:

$$\lg \left(\frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{год}} \right) = -7.15 + 1.73 \lg \left(\frac{L}{10^5 L_{\odot}} \right). \quad (6.10)$$

Очевидно, темп потери массы должен быть как минимум пропорционален УФ-светимости, поскольку при резонансном рассеянии УФ-квантов переданный импульс L/c идет на ускорение газа до скорости v_∞ , так что $\dot{M} \sim L/(cv_\infty)$. Эмпирически найденный темп потери массы молодыми массивными звездами $\sim 10^{-5} - 10^{-6} M_\odot/\text{год}$ свидетельствует о большой важности учета звездного ветра уже на стадии главной последовательности, так как при такой высокой интенсивности истечения звездного ветра звезда может потерять от 10 до 50 процентов своей первоначальной массы.

6.5.2. Звездный ветер после главной последовательности. Асимптотическая ветвь гигантов и образование планетарных туманностей

Звездный ветер является существенным, а в ряде случаев — определяющим фактором эволюции звезд после главной последовательности. Это связано с тем, что на стадии красного гиганта радиус звезды достигает нескольких тысяч и более радиусов Солнца, а параболическая скорость снижается до 10 км/с. При этом темп потери массы у холодных звезд — красных гигантов и сверхгигантов может достигать $10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Это ниже, чем у горячих массивных звезд, но плотность вещества ветра велика из-за малой скорости. Основной механизм ветра в этом случае — гидродинамическое истечение атмосферы в межзвездную среду. Энергия для нагрева и истечения атмосфер звезд поздних спектральных классов, возможно, черпается за счет различных МГД-неустойчивостей и затухания волновых возмущений во внешней атмосфере. Существенным также оказывается давление излучения на пылевые частицы холодной звездной атмосферы и макротурбулентные движения в хромосфере.

Эволюционно важный случай — потеря массы звездами на асимптотической ветви на диаграмме Герцшпрунга–Рессела (рис. 6.4) На эту ветвь попадают звезды с массой до $\sim 8-10$ масс Солнца после стадии невырожденного горения гелия и его превращения в углерод и углерода в кислород. Светимость звезды на этой стадии обусловлена водородным и гелиевым слоевым источником, окружающим вырожденное (C–O)-ядро. Большой градиент температуры в оболочке приводит к интенсивной конвекции (общее свойство для всех стадий со слоевыми источниками).

Горение водородного и гелиевого слоевого источника подвержено тепловой неустойчивости. Действительно, горение водорода в

слоевом источнике сопровождается сжатием и частичным вырождением нижележащих слоев гелия, что приводит к ускорению термоядерного горения в гелиевом слоевом источнике на границе с вырожденным C–O-ядром. При этом слоевые источники расширяются, температура и плотность в них падает, и темп генерации энергии уменьшается. Как следствие, слои начинают сжиматься, и процесс повторяется. Такое неустойчивое горение приводит к периодической подкачке энергии во внешнюю оболочку и, в конечном счете, к ее интенсивному истечению с темпом потери массы, достигающим до $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. Яркие представители звезд на асимптотической ветви гигантов — долгопериодические неправильные переменные типа Миры Кита. На этой стадии фактически происходит формирование планетарной туманности вокруг горячего вырожденного ядра звезды — будущего белого карлика.

6.6. Эволюция одиночных звезд после главной последовательности: краткий итог

Приведем краткую сводку результатов расчетов эволюции одиночных звезд солнечного химсостава, имеющих различные массы на главной последовательности. Следует иметь в виду некоторую условность приводимых интервалов масс, зависящих от выбранных параметров, и неопределенностей в расчетах звездной эволюции (аккуратный учет конвекции в звездных недрах, вращение и т. д.).

I. $M < 0.08 M_{\odot}$. Эта масса слишком мала для начала термоядерного горения водорода. В центре такой «звезды» (иногда применяют термин «коричневый карлик») существенны эффекты вырождения электронов и кулоновские взаимодействия, и объект представляет собой промежуточный случай между планетами и звездами.

II. $0.08 M_{\odot} < M < 0.5 M_{\odot}$. Звезды с массой $< 0.5 M_{\odot}$ на главной последовательности полностью конвективны, что предотвращает загорание слоевого источника после выгорания водорода в ядре. Такие звезды не становятся красными гигантами, и от главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга–Рессела они перемещаются налево, сжимаясь и нагреваясь. Температура в гелиевом ядре остается ниже температуры снятия электронного вырождения, поэтому в конечном счете из таких звезд должны были бы образовываться вырожденные гелиевые белые карлики с массой $\sim 0.5 M_{\odot}$. В реальности время горения водорода у одиночных звезд с массой $> 0.9 M_{\odot}$