

ническое значение вероятно очень велико. Однако, наблюдательные данные относительно сверх-Новых весьма скудны.

Представительницей сверх-Новых может служить S Andromedae, вспыхнувшая в 1885 г. и доходившая в максимуме до абсолютной величины —15. Она находилась близ самого центра туманности Андромеды. Сверх-Новые вспыхивают повидимому весьма редко — в каждой галактике приблизительно одна в тысячелетие. Поэтому мы не можем ждать, пока они вспыхнут в нашей галактике, и вынуждены обратиться к внешним галактикам. На Моунт-Вилсоновской обсерватории удалось получить в 1936 г впервые спектр сверх-Новой, появившейся в скоплении галактик Comae. Оказалось, что спектр содержит широкие эмиссионные полосы на непрерывном фоне. Эти полосы соответствуют линиям различных элементов, и в этом отношении мы имеем сходство с „обыкновенными“ Новыми. Однако ширина эмиссионных полос значительно больше, и вычисленная по ним скорость расширения соответствует 6000 км/сек . Эти выводы были подтверждены в 1937 г. наблюдениями спектров еще двух сверх-Новых.

Таким образом сверх-Новые представляют собой еще более грандиозные катастрофы, чем обыкновенные Новые. К сожалению, выведенную нами формулу, связывающую абсолютную величину в максимуме с массой выброшенной оболочки, нельзя применить к сверх-Новым по той причине, что плотность в максимуме и после максимума у оболочки сверх-Новой, несмотря на большую массу, будет настолько мала, что наряду с процессами поглощения в оболочке будут происходить процессы томсоновского рассеяния свободными электронами, причем коэффициент рассеяния будет значительно больше, чем коэффициент поглощения, и теория значительно усложняется.

Однако несомненно, что массы оболочек, выбрасываемых сверх-Новыми, во много раз больше масс оболочек „обыкновенных Новых“ и достигают уже некоторой заметной (0,1 и больше) доли массы Солнца. Энергия, излучаемая во время вспышки, будет порядка 10^{49} — 10^{50} э, если не считать ее температуру аномально высокой, как делают это авторы разных гипотез о природе сверх-Новых. Поэтому можно сказать, что при вспышке сверх-Новой происходит: 1) существенное изменение массы звезды, 2) выделение количества энергии, сравнимое с величиной гравитационной энергии звезд.

Несомненно, что вспышка сверх-Новой связана с переходом звезды из одного состояния в другое, существенно отличное от первого. Надо надеяться, что ближайшие годы дадут нам возможность собрать необходимый наблюдательный материал по этому вопросу.

ХII. ЗВЕЗДЫ ВОЛЬФА-РАЙЕ

К классу звезд Вольфа-Райе относятся все звезды, имеющие в спектре широкие полосы излучения на непрерывном фоне. Длины волн середин этих полос совпадают с длинами волн спектральных линий атомов и ионов различных легких элементов,

в первую очередь H, He, He⁺ и т. д. Например, в каждой из этих звезд мы имеем дело с бальмеровской серией, серией Пиккеринга He⁺ и т. д. Поэтому несомненно, что в этом случае мы наблюдаем просто обычные спектральные линии испускания, по каким-то причинам расширенные до нескольких десятков ангстрем.

Рассматриваемый спектральный класс содержит три группы звезд, довольно сильно отличающихся по своей природе и, весьма вероятно, по своему происхождению. Именно, спектрами Вольфа-Райе обладают: 1) собственно звезды Вольфа-Райе, являющиеся объектами большой визуальной и фотографической абсолютной яркости порядка — 3^m. Дрэперовский каталог содержит 40 таких объектов. Эти звезды обладают сильной галактической концентрацией; 2) бывшие Новые, которые через несколько лет после вспышки приобретают характеристики спектра Вольфа-Райе. И эта группа объектов показывает большую концентрацию к галактической плоскости; 3) многие ядра планетарных туманностей, показывающие более слабую концентрацию к галактической плоскости. Визуальная абсолютная яркость звезд двух последних групп оказывается порядка +5^m. Эти звезды относятся к категории белых или скорее „синих“ карликов ¹⁾.

Наблюдения показывают, что у каждой данной звезды в одной области спектра разные полосы имеют приблизительно одинаковую ширину. При переходе от одного края спектра звезды к другому ширина полос излучения возрастает пропорционально длине волны λ , и поэтому трудно предположить, что мы имеем здесь дело с расширением линий вследствие молекулярного эффекта Штарка. В самом деле, на этот эффект разные линии реагируют по-разному. Приходится предположить, что причиной расширения линий является эффект Доплера, т. е. что в атмосфере звезды имеются атомы,двигающиеся с самыми различными скоростями к нам и от нас. Диапазон скоростей, необходимых для объяснения ширины полос, для различных звезд различен. Во всяком случае мы должны считаться с тем обстоятельством, что в некоторых звездах излучающие атомы имеют скорости, заключающиеся между — 2000 км/сек и +2000 км/сек.

Ниже приводятся данные о наблюдаемых ширинах полос бальмеровской серии трех звезд и ширинах, вычисленных в предположении пропорциональности длине волны. Коэффициент пропорциональности k , принятый при вычислении, указан под названием звезды (таблица заимствована у Билса) ²⁾.

Спектры звезд Вольфа-Райе объясняются в грубых чертах теорией истечения, развитой и обоснованной Билсом. Сущность

¹⁾ Среди наиболее ярких звезд большого Магелланова Облака найдено 50 звезд Вольфа-Райе. Они все относятся к первой категории объектов. Распределение их по звездным величинам показывает любопытную особенность. Именно, имеются два максимума кривой распределения: один на 12-й величине, другой — на 14-й. В переводе на абсолютные величины это означает, что наибольшее число звезд приходится на — 3^m и — 5^m.

²⁾ Publications Dominion Astrophysical Observatory, Victoria, 4, 271, 1930.

этой теории заключается в том, что с поверхности звезд Вольфа-Райе происходит стационарное радиальное испускание газов с большими скоростями порядка 1000—2000 км/сек. Эти газы образуют вокруг центральной звезды туманность. Поэтому понятно, что должны образоваться линии излучения, поскольку туманность (согласно теории Росселанда-Занстра) поглощает непрерывный спектр в ультрафиолетовых частотах и переводит поглощенную энергию в известной мере в видимое излучение в дискретных частотах. Однако плотность этой туманности должна быстро убывать по мере удаления от звезды¹⁾. Поэтому почти все излучение этой туманности будет исходить из сферы, радиус которой сравнительно в небольшое число раз превосходит радиус центральной звезды. Отсюда понятно, почему эти туманности не обладают заметными в телескоп дисками. Этим легко объясняется, почему в спектре звезд Вольфа-Райе нет полос, соответствующих запрещенным переходам. Действительно, в главе о планетарных туманностях мы видели, что для появления этих полос необходимо, чтобы коэффициент диллюции W был малой величиной порядка 10^{-6} или меньше. Между тем в тех частях туманности, окружающей звезду Вольфа-Райе, которые дают сколько-нибудь заметное излучение, коэффициент диллюции, вероятно, значительно больше.

H. D. 192163 $k = 0,00833$			H. D. 50896 $k = 0,00961$		
λ	$\Delta\lambda_{\text{набл.}}$	$\Delta\lambda_{\text{выч.}}$	λ	$\Delta\lambda_{\text{набл.}}$	$\Delta\lambda_{\text{выч.}}$
6563	58,0	54,7	6563	74,2	63,1
4861	41,2	40,5	4861	44,8	46,7
4340	33,4	36,2	4340	36,0	41,7

H. D. 191765 $k = 0,00883$		
λ	$\Delta\lambda_{\text{набл.}}$	$\Delta\lambda_{\text{выч.}}$
6563	57,5	57,9
4861	43,9	42,9
4340	37,8	38,3

Для того чтобы отличать туманности, непосредственно облегающие звезды Вольфа-Райе, от обычных планетарных

¹⁾ В случае, например, постоянства скорости испускаемых частиц плотность, согласно уравнению и прерывности, должна убывать обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды.

туманностей, мы будем называть первые просто оболочками звезд Вольфа-Райе. ¹⁾

Атомы, вырывающиеся с той части диска звезды, которая обращена к нам, обладают большой по абсолютной величине отрицательной лучевой скоростью. Атомы, вырывающиеся с противоположной стороны звезды, обладают большой положительной лучевой скоростью, и, наконец, атомы, вырывающиеся с краев диска звезды, движутся перпендикулярно к лучу зрения, и поэтому испускаемая ими спектральная линия не смещена относительно ее нормального положения. В результате, когда мы наблюдаем спектр всей оболочки, мы видим не отдельные линии, а широкие полосы. Таким образом теория истечения материи в грубых чертах объясняет как наличие линий излучения, так и большую ширину полос. Однако лишь количественные наблюдательные данные о контурах полос, будучи сопоставлены с теорией этих контуров, смогут уточнить картину всего явления и одновременно дать возможность проверки всей теории по существу.

1. Теория контуров полос Вольфа-Райе. Сначала мы допустим, что, так же как и туманности, оболочка прозрачна по отношению к линиям субординатных серий. По отношению к некоторым по крайней мере линиям, например высшим членам пиккеринговской серии, это повидимому соблюдается ²⁾.

¹⁾ Согласно изложенному, те ядра планетарных туманностей, которые имеют спектр Вольфа-Райе, окружены как оболочкой (на близком расстоянии), так и туманностью (на далеком расстоянии).

²⁾ Число атомов He^+ , находящихся в первом (основном) стационарном состоянии, на 1 см^2 поверхности оболочки должно быть порядка $N_1 = 10^{28}$ (см. далее применение теории Занстра к звездам Вольфа-Райе). Если обозначим на один момент через N_4 число атомов He^+ , находящихся на 1 см^2 оболочки и находящихся в четвертом стационарном состоянии, то при допу-

щении термодинамического равновесия $\frac{N_4}{N_1} = \frac{g_4}{g_1} e^{-\frac{\epsilon_4 - \epsilon_1}{kT}}$, где T — температура звезды. Возбуждение в оболочке должно соответствовать более низкой температуре, чем температура поверхности звезды.

Но

$$\frac{g_4}{g_1} = 16; \quad \frac{\epsilon_4 - \epsilon_1}{kT} = 10,$$

если положить $T = 60\,000^\circ$. Поэтому

$$\frac{N_4}{N_1} = \frac{1}{1500}$$

откуда

$$N_4 = 6 \cdot 10^{14}.$$

С другой стороны, мы можем рассчитать коэффициент поглощения на один атом, находящийся в четвертом состоянии для какой-нибудь линии Пиккеринговской серии, например $\lambda 5411$, соответствующей переходу из седьмого состояния в четвертое. При этом будем считать, что расширение линий вызвано исключительно тепловым движением атома. Тогда можно применить следующую приближенную формулу для коэффициента поглощения на один атом:

$$k_\nu = \frac{g_7}{g_4} \frac{c^3}{8\pi\nu^3} \frac{A}{\nu},$$

Будем обозначать расстояние от центра линии через $x = \lambda - \lambda_0$. Допустим, что все атомы вылетают с одной и той же радиальной скоростью V с поверхности звезды и на своем пути не ускоряются и не тормозятся сколько-нибудь значительно. Если направление полета образует угол θ с лучом зрения, то лучевая скорость будет равна $v = V \cos \theta$. Мы можем написать

$$\theta = \arccos \frac{v}{V}.$$

Частицы, летящие с лучевыми скоростями, заключенными между v и $v + dv$, будут обладать траекториями, составляющими с лучом зрения углы, заключенные между θ и $\theta + d\theta$, где

$$d\theta = \frac{dv}{V} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2}}}. \quad (12.1)$$

Но число частиц dN , траектории которых образуют углы, заключенные в этих пределах, будет равно

$$dN = K \sin \theta d\theta = K \sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2}} dv, \quad (12.2)$$

где K — некоторая постоянная.

Подставим (12.1) в (12.2). Тогда:

$$dN = \frac{K}{V} dv. \quad (12.3)$$

Мы нашли число частиц, лучевые скорости которых заключены между v и $v + dv$. Интенсивность излучения при прозрачности оболочки будет просто пропорциональна числу частиц $dI = adN$. С другой стороны, $\frac{x}{\lambda} = \frac{v}{c}$, где c — скорость света. Поэтому $dv = \frac{cdx}{\lambda}$ и следовательно:

$$dI = adN = \frac{aK}{V} \frac{c}{\lambda} dx. \quad (12.4)$$

Множитель при dx постоянен внутри полосы. Поэтому интенсивность внутри полосы будет тоже постоянна. Мы получаем контур того типа, какой изображен на рис. 19. Ширина полосы,

где A — коэффициент вероятности соответствующего спонтанного перехода, а v — средняя скорость теплового движения. Для водорода, при переходе $7 \rightarrow 4$, $A = 3,67 \cdot 10^8$. Для He^+ мы должны увеличить эту величину в 16 раз (см. статью автора в *Poulk. Observatory Circular* № 4). Положив $v = 10^8$ см/сек, получим $k_p \approx 10^{-13}$. Поэтому оптическая толщина в рассматриваемой линии $k_p N_4$ равна 60. Однако действительная оптическая во много раз меньше этой цифры, ибо при наличии дилуции излучения процент возбужденных атомов быстро падает. Добавим, что мы не учитывали весьма вероятной разницы в скоростях различных слоев оболочки, что опять-таки должно привести к уменьшению оптической толщины. Наконец, при переходе к более высоким членам серии Пиккеринга оптическая толщина упадет еще ниже.

выраженная в километрах, равна $2V$. Фотометрические исследования, произведенные Билсом ¹⁾, показали, что только в одном случае (звезда Н. Д. 193 793) контуры полос, принадлежащих СШ, имеют почти такой вид, как на рис. 19. Вообще же такая сплюснутость отсутствует. Обычно приходится иметь дело с закругленными контурами типа, изображенного на рис. 20.

Можно пытаться объяснить закругленные контуры тем, что скорость атомов (по отношению к звезде) меняется с изменением расстояния до центра звезды. Сейчас нет никакой возможности вычислить теоретически, каково это изменение, потому что, наряду с силой тяжести, на атомы действует и световое давление, влияние которого трудно учесть. Однако при допущении полной прозрачности оболочки в частоте рассматриваемой линии об этом можно получить сведения из наблюдаемых контуров. В самом деле, пусть $n(r)$ есть число атомов данного вида в единице объема, находящихся в том состоянии, из которого может быть испущена данная линия. Тогда скоростями, заключенными между v и $v + dv$, обладают $4\pi r^2 n(r) \frac{dr}{dv} dv$ атомов, где r есть расстояние от центра в точке, в которой скорость равна v . Излучение этих атомов распределится, как мы увидели выше, на полосу шириной $2v$. Поэтому в каждом единичном интервале длин волн интенсивность, полученная от излучения этих атомов, будет пропорциональна $\frac{r^2}{v} n(r) \frac{dr}{dv} dv$.

Интенсивность на некотором расстоянии w от центра линии получается от всех тех родов частиц, которые движутся от центра звезды со скоростями, большими w . Поэтому полная интенсивность в этом месте будет пропорциональна:

$$f(w) = \int_w^{v_{\max}} n(r) \frac{r^2}{v} \left| \frac{dr}{dv} \right| dv. \quad (12.5)$$

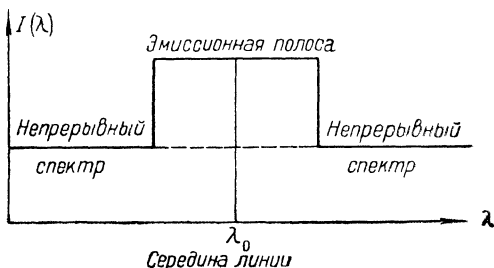


Рис. 19.

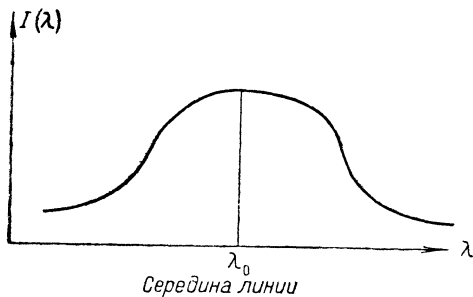


Рис. 20.

¹⁾ Publications Dominion Astrophysical Observatory, Victoria, 6, № 9, 1934.

Применяя эту формулу, надо однако помнить, что для некоторых интервалов значений v величина r может оказаться двузначной (или многозначной) функцией от v . В этих случаях интегрирование надо производить два или несколько раз, т. е. по обоим (многим) значениям функции $r^2 \left| \frac{dr}{dv} \right|$.

В случае однозначности этой функции можно путем дифференцирования $f(v)$ (которая получается из наблюдений) получить выражение $n(r) \frac{r^2}{v} \frac{dr}{dv}$ и отсюда уже делать те или иные заключения. Предварительный анализ, произведенный Билсом ¹⁾, показал, что для объяснения наблюдаемых контуров надо допустить, что скорость меняется довольно сильно: от нуля почти до 2500 км/сек. Однако, имея в виду точность современных спектроскометрических измерений, вряд ли можно на основании применения (12.5) делать какие-нибудь выводы. Надо заметить, что таким способом можно объяснить вообще всякий симметричный контур, в котором интенсивность убывает с расстоянием от центра полосы. Окончательную и совершенно строгую проверку правильности такой интерпретации контуров можно получить, сравнивая контуры двух полос, которые получаются при переходах одного и того же атома из какого-нибудь одного верхнего состояния в два различных нижних. Например, можно было бы произвести такую проверку, если бы удалось сравнить контуры инфракрасной и ультрафиолетовой полос $5G \rightarrow 4F$ и $5G \rightarrow 3D$ ионизованного гелия. Обе эти полосы должны быть сравнительно интенсивны; но сейчас такое сравнение невозможно еще осуществить по техническим причинам. Ординаты этих контуров в соответствующих точках должны отличаться друг от друга лишь на постоянный для всего контура множитель. Однако по существу можно сравнивать между собой две любые полосы, принадлежащие к субординатным сериям одного и того же элемента. В самом деле, если эти линии происходят из каскадных переходов после рекомбинации и если нет поглощения в оболочке, то процент атомов данного вида, совершающих после рекомбинации в единицу времени тот или иной спонтанный переход, должен быть одним и тем же на всех расстояниях от центра звезды. Поэтому функция $n(r)$ будет отличаться у двух различных полос только постоянным множителем. Мы опять вправе ожидать, что ординаты одного контура будут пропорциональны ординатам другого.

Билс ²⁾ произвел такое сравнение полос λ 4686, 5411, 4340 и нашел, что правило пропорциональности удовлетворяется почти точно. Небольшие расхождения имеются, но трудно их обсуждать, пока не будут получены новые, более точные данные.

Изложенная точка зрения на контуры обладает еще тем преимуществом, что предположение о прозрачности оболочки де-

¹⁾ Publ. Dominion Astrophysical Observatory, Victoria, 6, № 9, 1934.

²⁾ Publ. Dominion Astrophysical Observatory, 6, № 9, 1934.

дается весьма вероятным вследствие самого факта различия скоростей на различных расстояниях от центра звезды, ¹⁾ а поэтому не является искусственным. В пользу того, что оболочка прозрачна в линиях субординатных серий, говорит и то обстоятельство, что мы не наблюдаем линий поглощения на фиолетовом краю полосы, образующихся вследствие поглощения непрерывного спектра звезды атомами, находящимися непосредственно между наблюдателем и звездой. Исключением, конечно, являются линии, связанные с метастабильными нижними состояниями. Как известно, дилуция излучения не препятствует чрезвычайно большому накоплению атомов в метастабильных состояниях. Поэтому в тех линиях, которые поглощаются атомами, находящимися в метастабильных состояниях, оболочка может иметь довольно большую оптическую толщину. Как известно, весьма высокой метастабильностью обладает состояние 2^3S гелия. Атомы в этом состоянии поглощают в доступном для наблюдений участке спектра линию 3889. Действительно, соответствующая полоса гелия у всех звезд Вольфа-Райе сопровождается глубокой и широкой линией поглощения с фиолетовой стороны (см., например, спектрофотометрические измерения Билса для звезды HD 192 163).

2. Классификация звезд Вольфа-Райе. Среди звезд Вольфа-Райе встречается довольно большое разнообразие подтипов спектров. Прежде всего была сделана попытка расположить эти звезды в последовательности классов с возрастающим возбуждением. При этом критерием для отнесения к тому или иному подразделению служила относительная интенсивность полос нейтрального и ионизованного гелия²⁾. Особенно удобно было пользоваться отношением интенсивности полос: λ 5875 (He I) и λ 5411 (He II). Однако дальнейшее исследование показало, что невозможно уложить все звезды Вольфа-Райе в одну линейную простую последовательность. Именно, оказалось, что они образуют две параллельных последовательности: одна из них — углеродная — содержит звезды, в спектрах которых имеются полосы атомов углерода и кислорода в разных стадиях ионизации, а другая содержит звезды, в спектрах которых имеются полосы азота в разных стадиях ионизации, но нет полос углерода и кислорода. В обеих последовательностях имеются звезды с различной степенью возбуждения. Об этом свидетельствует меняющееся внутри каждой последовательности отношение $\frac{\text{He I}}{\text{He II}}$. Поэтому наши последовательности являются действительно параллельными в смысле изменения степеней ионизации. Билс

¹⁾ Так как в этом случае в формуле, приведенной в предыдущем примечании для коэффициента поглощения k_{ν} , в знаменателе надо будет понимать под ν не среднюю скорость теплового движения, а в первом приближении наибольшую разность скоростей внутри оболочки.

²⁾ См. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Новые звезды и галактические туманности, ОНТИ, 1935, стр. 79—100.

разбивает углеродную последовательность на три подкласса, которые он обозначает в порядке убывающего возбуждения символами W VI, W VII, W VIII, а азотную последовательность на четыре подкласса, расположенные в том же порядке W5, W6, W7 и W8. Различные данные об этих подклассах приведены в следующей табличке:

Углеродная последовательность				Азотная последовательность			
Под-класс	Атомы, представленные в спектре	Отношение	Число звезд	Подкласс	Атомы, представленные в спектре	Отношение	Число звезд
		$\frac{\lambda 5696}{\lambda 5812}$				$\frac{\lambda 5875}{\lambda 5411}$	
W VI	He I, He II, C III, CIV, O IV, O V, O VI	0,3	15	W 5	He I (?) He II, N IV, N V	0,1	7
W VII	He I, He II, C III, CIV, O IV, O V, O VI,	1,0	8	W 6	He I, He II, N III, N IV	0,5	15
W VIII	He I, He II, O II, O III, O IV, O V (?), C II, C III, CIV	4,0	3	W 7	He I, He II, N III, N IV	...	4
				W 8	He I, He II, N III, N IV (?)	5,5	2

Здесь подклассы опять расположены в порядке убывающего возбуждения. Для углеродной последовательности степень возбуждения характеризуется отношением $\frac{\lambda 5696}{\lambda 5812}$ (C III) к $\frac{\lambda 5812}{\lambda 5812}$ (C IV). Для азотной последовательности использован упомянутый выше критерий $\frac{\lambda 5875}{\lambda 5411}$.

Единственно возможным объяснением существования двух параллельных последовательностей является, повидимому, тривиальное допущение, что в оболочках одних звезд Вольфа-Райе присутствуют углерод и кислород, но нет азота, а в других присутствует азот, но нет углерода и мало кислорода. В самом деле, мы знаем, например, что C III и N III имеют почти один и тот же потенциал ионизации (47,65 и 47,19 V соответственно). Поэтому, присутствуя в одной и той же оболочке, они, несомненно, должны были бы оба проявить себя в ее спектре.

3. Температура звезд Вольфа-Райе. Поскольку механизм образования эмиссионных полос в спектрах звезд Вольфа-Райе сводится, как и у туманностей, к преобразованию ультрафиолетовой энергии в видимую, можно попытаться применить метод Занстра к определению температур этих звезд. С точки зрения практической разница заключается лишь в том, что в случае туманностей сравнивались яркости монохроматических изображений туманности с яркостью непрерывного спектра центральной звезды в тех же частотах, а в случае звезд Вольфа-Райе

нужно сравнивать полное излучение в полосе с интенсивностью прилегающего участка непрерывного спектра, так как полоса излучается туманной оболочкой, окружающей звезды. Такое применение метода Занстра было произведено автором ¹⁾, а затем Билсом ²⁾. Оказалось, что если определять температуру по линиям ионизованного гелия, то получаются температуры порядка 70 000°. Однако оказывается, что для одной и той же звезды температура по методу Занстра зависит от потенциала ионизации этого атома или иона, по полосам которого определяется температура. Так, например, для спектрального подразделения W VI Билс получил по линии C III (потенциал ионизации 42 V) 60 500°, а по линии O V (потенциал ионизации 113 V) температуру 113 000°. Мы привели случай, когда потенциалы ионизации сильно отличаются, но в общем разница имеет тот же знак.

Простейшее предположение, которое можно сделать для объяснения этого расхождения, заключается в предположении, что ионов с малыми потенциалами ионизации мало, так как они снова ионизованы, и поэтому оптическая толщина оболочки за границей основных серий этих ионов мала по сравнению с единицей. Вследствие этого происходит неполное поглощение ультрафиолетовой энергии звезды в этих частотах, и метод Занстра дает температуру на много более низкую, чем истинная.

С этой точки зрения водород, который сильно ионизован в оболочках этих горячих звезд, должен иметь очень слабые эмиссионные полосы — давать по методу Занстра очень низкую температуру. Действительно, оказывается, что температура, определенная по полосам водорода, порядка 22 000°, что очень мало для звезд Вольфа-Райе.

Однако, имеются справедливые сомнения в возможности безоговорочного применения метода Занстра к звездам Вольфа-Райе и вообще к туманным оболочкам малого радиуса, окружающим звезды.

Эти сомнения основаны на том, что в этих оболочках коэффициент дилуции не настолько мал, как в туманностях. В результате плотность излучения в резонансной линии рассматриваемого элемента достигает очень большой величины. Во втором квантовом состоянии оказывается столь большое число атомов, что переходы типа 2→3 совершаются весьма часто, и поэтому циклическими переходами типа 1→2→3→1 нельзя уже пренебречь по сравнению с переходами типа 1→3→2→1. Например, атомы водорода оказываются во втором состоянии в столь большом числе, что поглощенная ими за границей бальмеровской серии энергия по количеству становится сравнимой с энергией, поглощенной за границей лаймановской серии, и даже больше.

В результате начинают играть преобладающую роль превращения типа 2→4→3→2, т. е. поглощенная за границей баль-

¹⁾ Nature, 129, 725, 1832.

²⁾ Publications Dominion Astrophysical Observatory, 6, 142, 1934.

меровской серии энергия переносится в частоты бальмеровских линий. Таким образом по интенсивностям бальмеровских линий можно судить не об интенсивности лаймановской области, а об интенсивности спектра за границей бальмеровской серии.

Мы привели здесь рассуждение для водорода, потому что схема процесса в этом случае наиболее проста. Однако надо отметить, что рассматриваемый эффект в случае обычных звезд Вольфа-Райе играет роль не для водорода, а для ионов с высоким потенциалом ионизации.

В случае же звезд типа Р Cygni указанный эффект скажется и на температурах, определенных по водородным линиям ¹⁾.

4. Истечение массы. С точки зрения космогонической имеет большое значение вопрос о количестве массы, выбрасываемой в результате непрерывного истечения звездами Вольфа-Райе. Применение формулы (11. 15), которая может быть распространена и на этот случай, показывает, что ежегодная убыль массы порядка 10^{-5} массы Солнца. В случае звезд Р Cygni эта ежегодная убыль в несколько раз больше.

ХIII. ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗВЕЗД

Проблема внутреннего строения звезд является одной из наиболее трудных проблем теоретической астрофизики. В настоящее время мы, повидимому, еще далеки от ее разрешения, и не исключена возможность, что в ближайшем будущем мы будем иметь радикальное изменение взглядов, господствующих ныне в этой области. Поэтому в нашей книге мы ограничимся лишь некоторыми замечаниями, касающимися современного состояния этого вопроса.

Для проблемы внутреннего строения звезд характерно то, что она теснейшим образом связана с проблемой источников звездной энергии. С одной стороны, источники звездной энергии, их мощность, зависят, несомненно, от условий, господствующих внутри звезды. С другой стороны, характер и распределение источников звездной энергии влияют на распределение температур в звезде, а, следовательно, и на ее строение. Отсюда ясно, что полная теория внутреннего строения звезд должна включать в себе решение проблемы об источниках звездной энергии. Именно вопрос об источниках звездной энергии и делает столь трудным решение задачи о внутреннем строении звезд.

С точки зрения внешнего наблюдателя каждая звезда характеризуется значениями трех физических параметров: массы (M), светимости (L) и радиуса (R). Эти три параметра при переходе от одной звезды к другой не меняются независимо друг от друга. Как показывают наблюдения, для большинства звезд, за

¹⁾ Возбуждения в туманных оболочках малого радиуса разобраны в работах: Амбарцумян, Monthly Notices, 95, 469, 1935; Горделадзе, Zeitschrift für Astrophysik, 13, 48, 1936.