

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Научно-исследовательский институт им В.В.Соболева

На правах рукописи

Оскинова Лидия Михайловна

**ЗВЕЗДЫ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ: СТРУКТУРА
АТМОСФЕР И ИЗЛУЧЕНИЕ В ОПТИЧЕСКОМ И
РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНАХ**

01.03.02 — астрофизика и радиоастрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., профессор А.А.Никитин

Санкт-Петербург 2000

Содержание

1	Введение	4
1.1	Краткая характеристика объектов исследования	4
1.1.1	Наблюдательные характеристики	5
1.1.2	Звезды ранних спектральных классов в нашей и других галактиках .	7
1.1.3	Массы, химический состав, звездный ветер	7
1.1.4	Эффективная температура, светимость	9
1.1.5	Эволюционные сценарии	10
1.1.6	Модели атмосфер	11
1.1.7	Возможные механизмы ускорения звездного ветра	11
1.1.8	Неоднородность атмосфер звезд ранних спектральных классов	14
1.2	Содержание работы	18
1.2.1	Основные положения, выносимые автором на защиту:	23
1.2.2	Научная новизна	23
1.2.3	Теоретическая и практическая ценность работы	23
1.2.4	Апробация работы	24
1.2.5	Публикации	24
2	Фотопроцессы в атмосферах звезд ранних спектральных классов	26
2.1	Введение	26
2.2	Скорости фотоионизации и фоторекомбинации	27
2.2.1	Фотоионизация	27
2.2.2	Фоторекомбинация	33
2.3	Нагрев электронного газа	38
2.3.1	Фотоионизационный нагрев электронного газа	38
2.3.2	Масштабные соотношения для скоростей фотоионизации и фотонагрева	43
2.4	Рекомбинационные потери энергии	44
2.4.1	Охлаждение при спонтанных фоторекомбинациях	44
2.4.2	Охлаждение при вынужденных фоторекомбинациях	45
2.4.3	Полные скорости рекомбинационного охлаждения	48
2.4.4	Масштабные соотношения для скоростей рекомбинационного охлаж- дения	48
2.5	Сравнение с результатами других авторов	50
3	Ионизационная и тепловая структура атмосфер звезд типа Вольфа-Райе	51
3.1	Модель атмосферы	51
3.1.1	Пространственная структура и кинематика	51
3.1.2	Основные обозначения. Элементарные процессы	53
3.1.3	Уравнения стационарности и поле излучения	55
3.1.4	Полная система уравнений	58
3.2	Ионизационная структура атмосфер	60
3.2.1	Метод решения уравнений стационарности	60
3.2.2	Ионизация в сферически-симметричных оболочках с монотонно убы- вающей плотностью газа	61
3.2.3	Ионизационная структура неоднородных атмосфер звезд типа WR . .	61
3.3	Тепловая структура атмосфер звезд типа Вольфа-Райе	64

3.3.1	Чисто гелиевая атмосфера	64
3.3.2	Распределение электронной температуры в атмосфере	68
3.3.3	Влияние немонотонности распределения электронной температуры в атмосфере на ионизационную структуру атмосфер	71
3.4	Роль <i>облачной</i> компоненты атмосферы в формировании спектров звезд типа WR	75
4	Рентгеновское излучение одиночных звезд ранних спектральных классов и звезд типа Вольфа-Райе	77
4.1	Излучение и поглощение рентгеновского излучения атмосферами звезд спектральных классов О и В	77
4.1.1	Формальное решение уравнения переноса для оболочки, расширяющейся с постоянной скоростью	78
4.1.2	Экзосферное приближение	80
4.1.3	Особенности рентгеновских спектров ОВ звезд	81
4.1.4	Соотношение между рентгеновской и болометрической светимостями	85
4.1.5	Экзосферное приближение для β -закона изменения скорости	87
4.1.6	Выводы	88
4.2	Рентгеновское излучение звезд типа Вольфа-Райе	89
4.2.1	Экзосферное приближение для WR звезд: конкретизация модели	90
4.2.2	Непрозрачность холодной компоненты ветра	92
4.2.3	Анализ методом линейной регрессии данных наблюдений ROSAT	94
4.2.4	Определение факторов заполнения горячим газом f_X атмосфер звезд типа WR по наблюдениям ROSAT	95
4.2.5	Сравнение свойств рентгеновского излучения О и WR звезд	100
4.2.6	Минимальные значения факторов заполнения для атмосфер звезд типа WR	104
4.2.7	Зависимость факторов заполнения от $\dot{M}/v_\infty$	105
4.3	Объяснение наблюдаемых особенностей рентгеновского излучения WR звезд	107
4.3.1	Объяснение различия наблюдаемых рентгеновских светимостей WN и WC звезд	109
4.3.2	Выводы	110
4.4	Переменность рентгеновского излучения в модели неоднородных атмосфер горячих звезд	112
4.4.1	Описание модели	113
4.4.2	Фактор заполнения и входные параметры	115
4.4.3	Результаты	116
5	Заключение	120
6	Литература	121

1 Введение

1.1 Краткая характеристика объектов исследования

Настоящее исследование посвящено изучению горячих звезд ранних спектральных классов: типа Вольфа-Райе (WR) и спектрального класса О. Изучаемые объекты — звезды большой светимости с сильными и широкими ($\geq 10^3$ км/с) эмиссионными линиями в оптическом и УФ спектрах, формирующимися в расширяющихся атмосферах этих звезд [202].

Исследование движущихся атмосфер (оболочек) звезд типа WR и звезд спектрального класса О существенно углубляет понимание природы расширяющихся атмосфер звезд ранних спектральных классов. Наиболее важной особенностью таких атмосфер является их неоднородность: наличие в атмосферах конденсаций (*облаков*) разных масс размеров. Изучение структуры таких атмосфер является ключом к пониманию не только механизмов формирования самих расширяющихся звездных атмосфер, но и процессов структурообразования в межзвездной и межгалактической среде. Как и сами звезды О и WR, так и образующиеся в ходе их эволюции Сверхновые звезды I типа играют важную роль в формировании структуры нашей и других галактик и обогащении их тяжелыми элементами. Тем самым тема диссертации представляется весьма **актуальной**.

Звезды типа WR представляют наиболее интересный класс объектов среди всех звезд ранних спектральных классов, как имеющие наибольшие скорости потери массы. Рассмотрим свойства этой группы звезд более подробно. Звезды WR представляют собой довольно короткую по астрономическим масштабам стадию эволюции ($\approx 10^5$ лет), поэтому полное число их невелико. В нашей Галактике известно около 200 звезд типа WR, звезды типа Вольфа-Райе идентифицированы и в галактиках Местной группы [50].

Звезды типа WR образуют две основных последовательности [41]: WN, в спектрах которой сильны линии гелия и азота, и WC, спектры которых содержат линии углерода и кислорода, вместе с линиями гелия. Некоторые авторы считают необходимым выделять и подтип WO, содержащий сильные линии OVI, однако, необходимость выделения такого подтипа в настоящее время подвергается сомнению [200]. В спектрах некоторых WN звезд линии водорода присутствует [35], но, в основном, спектры WR звезд характеризуются отсутствием линий этого элемента. Основная особенность оптического спектра WR звезд — преобладание эмиссионных линий. Абсорбционные линии в спектрах WR звезд практически не видны. Небольшое число линий в спектрах звезд WR имеют профили типа P Cygni. В спектрах нескольких WN звезд старшие члены бальмеровской серии являются абсорбционными [64].

Звезды типа Вольфа-Райе играют заметную роль в энергетике Галактики. В солнечной окрестности темп передачи кинетической энергии межзвездной среде ветром от этих звезд приблизительно равен 1.1×10^{38} эрг/с клк², что составляет около 50% полной энергии ветров от всех типов звезд. Вклад кинетической энергии ветра одной звезды WR за время ее жизни в межзвездную среду сравним со вкладом кинетической энергии при взрыве сверхновой, который следует после фазы WR [30].

Масса, поступающая в межзвездную среду от звезд WR (скорость потери массы достигает $10^{-4} M_{\odot}$ /год), сравнима с потерей массы от всех звезд спектральных классов О и В (ОВ-звезд), но примерно в 4 раза меньше, чем масса, теряемая звездами поздних типов и планетарными туманностями. Однако, звезды WR обогащают межзвездную среду продуктами горения (в недрах массивных звезд) водорода и гелия. Таким образом, в соответствии с современными эволюционными моделями (см., например, [190]), именно звезды типа WR во многом определяют присутствие в Галактике ^4He , ^{12}C , ^{17}O , ^{22}Ne , ^{14}N , ^{26}Mg ,

^{25}Mg , и ^{16}O . Расширяющиеся оболочки WR звезд — важный источник межзвездной пыли. Считается, что пыль конденсируется в оболочках всех звезд спектрального подтипа WC8 и более поздних; в формировании пыли участвует около 15% теряемой ими массы [57, 69].

Взаимодействие между звездами Вольфа-Райе и межзвездной средой проявляется в формировании так называемых кольцевых туманностей. Наличие в Галактике заметного числа таких туманностей свидетельствуют о том, что переход звезды спектрального класса O в фазу WR происходит очень быстро [33].

1.1.1 Наблюдательные характеристики

Общепринята одномерная спектральная классификация звезд типа Вольфа-Райе: звезды типа WN классифицируются по степени возбуждения (ионизации), зависящей от соотношения интенсивностей линий ионов азота ($\lambda\lambda 4634, 4640$ NIII, $\lambda 4057$ NIV, $\lambda\lambda 4603, 4610$ NV). выделяются следующие подклассы звезд подтипа WN: WN3, WN4, ..., WN9, которые называются "ранними" и "поздними" подклассами соответственно по аналогии с гарвардской классификацией. Звезды подтипа WC классифицируются по относительным интенсивностям линий ионов He и C. Выделены подклассы WC4, WC5, ..., WC9.

Принадлежность звезды к тому или иному подклассу определяется относительными интенсивностями линий ($\lambda 5696$ CIII; $\lambda\lambda 5801, 5812$ CIV) и (OIII $\lambda 5592$). Звезды типа WN характеризуются аномально высокими содержаниями продуктов CNO-цикла с преобладанием гелия и азота; химический состав звезд подтипа WC определяется продуктами горения гелия, когда углерод и кислород производятся из ранее сформировавшегося гелия.

Сильнейшей в спектрах звезд типа WN является линия $\lambda 4686$ HeII с эквивалентной шириной свыше $400 \text{ \AA}$. В звездах подтипа WC сильнейшей является бленда линий CIII/HeII $\lambda\lambda 4650/4686 \text{ \AA}$, с эквивалентной шириной свыше $2000 \text{ \AA}$. На рис. 1 представлен спектр типичной звезды подтипа WN4 — Br 12. Важной особенностью звезд типа WR является их переменность как в частотах континуума, так и в линиях. Звездные величины и цвета многих звезд типа WR переменны на уровне нескольких процентов.

Абсолютные звездные величины M_v могут быть определены для галактических звезд типа WR, входящих в состав скоплений и ассоциаций (наиболее полный список по данным наблюдений на спутнике Hipparchos содержится в работе [142]). Значения M_v для звезд типа WR в Большом Магеллановом Облаке (БМО) дают независимую калибровку. В настоящее время значения M_v в зависимости от подтипа могут быть оценены из комбинированных данных с точностью $\pm 0.5^m$ и лежат в пределах от -2^m до -8^m .

От большинства звезд типа Вольфа-Райе зарегистрировано рентгеновское излучение [66]. Предполагается, что газ, излучающий в рентгеновском диапазоне, нагрет до нескольких миллионов градусов и что мера эмиссии этого горячего газа составляет малую долю ($\sim 10^{-4}$) от меры эмиссии всего ветра. Наблюдаемое рентгеновское излучение формируется в далеких внешних слоях ветра, где поглощение мягкого рентгеновского излучения резко уменьшается. Звезды типа WR, у которых регистрируется рентгеновское излучение, чаще чем обычно входят в состав двойных систем, что заставляет предположить, что наличие спутника ведет к увеличению рентгеновского потока.

Рис. 1. Спектр звезды Вг 12.

Считается, что в двойных системах значительная часть полного рентгеновского излучения системы образуется в горячем газе, находящемся на границе сталкивающихся звездных ветров звезды типа WR и ее спутника (обычно звезды спектрального класса O) [130]. Иногда наблюдается переменность рентгеновского потока, как короткопериодическая, так и с периодом, совпадающим с периодом орбитального движения двойных систем. Упомянем обзоры рентгеновских наблюдений звезд типа WR и, в частности, данных, полученные обсерваторией Einstein в работах [164, 59].

1.1.2 Звезды ранних спектральных классов в нашей и других галактиках

Все звезды ранних спектральных классов принадлежат плоской составляющей населения Галактики. Распределение звезд типа Вольфа-Райе в Галактике аналогично распределению массивных O-звезд, что заставляет предположить, что WR звезды – это прямые потомки массивных O-звезд. Массивные OB и WR-звезды расположены вдоль плоскости Галактики в узком слое ± 100 пк от галактической плоскости. В статье [65] исследуется возможная принадлежность звезд типа WR группам и ассоциациям, причем наиболее яркие звезды в этих группах – это голубые сверхгиганты. В то же время красные сверхгиганты не входят в одни ассоциации с WR звездами. Этот факт может явиться одним из ключевых в понимании эволюционного статуса WR звезд.

Звезды типа WR, как и звезды спектрального класса O, обнаружены и в других галактиках [43, 50, 69]). Список [49] содержит 101 звезду типа WR в БМО. С тех пор в БМО было открыто еще около десяти звезд типа WR. Большинство из них – звезды типа WN. Звезды типа WR обнаружены также в следующих галактиках Местной группы: ММО - 8 звезд, М33 - 150, NGC6882 - 7, IC1613 - 5, М31 - 30 звезд. Доказано присутствие WR звезд и в ≈ 10 более далеких галактик [15].

Согласно современным представлениям, в эволюции звезд типа Вольфа-Райе решающую роль играет их двойственность. Однако доля двойных среди звезд этого типа определена неуверенно. Согласно шестому каталогу галактических звезд типа WR, из 159 звезд I типа населения достоверно двойными признаны лишь 20, т.е. 12%. Очевидно, что это лишь нижний предел, определяемый из наблюдений. Вероятно, около 40% звезд WR могут быть двойными. Существуют эволюционные сценарии, согласно которым все WR должны быть двойными. В то же время наблюдения указывают на существование одиночных WR звезд. Особый интерес исследователей в настоящее время направлен на изучение систем типа WR + компактный объект (см., например, [47, 32, 44]). Такие системы являются источниками переменного рентгеновского и γ -излучения.

1.1.3 Массы, химический состав, звездный ветер

Как правило, в двойных системах со звездой типа WR второй компонент - это звезда класса OB. Спектроскопический анализ тесных двойных систем часто осложняется тем фактом, что исследуемая эмиссионная линия WR компонента, которая формируется в звездном ветре, сочетается с абсорбционной линией, возникающей в атмосфере звезды класса O. Скорости расширения атмосфер, определяемые по различным эмиссионным линиям часто отличаются весьма существенно. В большинстве случаев, линии с более высокими степенями возбуждения дают меньшие значения скоростей. Считается, что они образуются в более глубоких областях атмосферы.

Скорости, определяемые по эмиссионным линиям, часто отличаются от определяемых по абсорбционным. Последние формируются в двойных системах WR+OB и их положение

ния отражают орбитальное движение компонент. Некоторые звезды типа WR входят в состав контактных двойных систем, в которых взаимодействие между двумя звездными ветрами ведет к очень сложной и зависящей от фазы орбитального движения переменности. Это препятствует точному определению кривых лучевых скоростей и, следовательно, масс звезд. Определенные к настоящему времени массы звезд типа WR лежат в пределах от $6.4M_{\odot}$ до $60M_{\odot}$. Почти во всех двойных системах WR компонент менее массивен. Выраженной зависимости массы от спектрального подтипа не существует.

Химический состав WR звезд известен не достаточно точно, но его отличия от среднекосмического столь сильны, что могут быть сделаны определенные выводы на основании уже имеющихся оценок содержания химических элементов. Предполагается, что атмосферы звезд типа WN сильно обогащены гелием и азотом и бедны водородом, или не содержат его совсем, а содержание углерода и кислорода близко к среднекосмическому. В атмосферах звезд типа WC гелий, углерод и кислород находятся в большом количестве, но нет свидетельств присутствия ни водорода, ни азота. Для иллюстрации приведем в Табл. 1 данные из работы [15] об относительном содержании самых обильных элементов в атмосферах звезд типа WR некоторых спектральных подклассов в сравнении с содержаниями этих элементов на Солнце.

Таблица 1.

Отношения содержаний (по числу атомов) самых обильных элементов в атмосферах звезд типа Вольфа-Райе

	N(He)/N(H)	N(N)/N(He)	N(C)/N(He)
WN3	≥ 10	0.005 - 0.02	0.0001 - 0.001
WN4	≥ 5	0.010 - 0.05	0.0001 - 0.001
WN5	3 - 10	0.005 - 0.03	0.0001 - 0.001
WN6	1.5 - 10	0.005 - 0.03	0.0001 - 0.001
WN7	2 - 6	0.005 - 0.02	0.0001 - 0.001
WN8	0.5 - 3	0.005 - 0.02	0.0001 - 0.001
WC5	> 1	-	0.3 - 1.0
WC7	> 10	-	0.2 - 0.5
WC8	> 10	-	0.1 - 0.3
WC9	≥ 6	-	0.1 - 0.3
Солнце	0.1	0.001	0.004

Самой важной особенностью звезд ранних спектральных классов и, в частности, O-звезд и звезд типа WR является наличие у них протяженных расширяющихся атмосфер, теряющих массу в виде звездного ветра. Так как оптические толщины многих линий в спектрах этих звезд велики, можно достаточно надежно определить темп потери массы $\dot{M}$ и асимптотическую (терминальную) скорость ветра v_{∞} по профилям этих линий в спектрах. Звезды типа Вольфа-Райе имеют наибольшие из известных темпы потери массы среди звезд всех типов ($10^{-5} \div 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$), тогда как скорости потери массы у звезд спектрального типа O на порядок и более меньше [16].

Терминальная скорость истечения вещества v_{∞} прямо измеряется по максимальному доплеровскому смещению, наблюдаемому в спектральных линиях в УФ, ИК и оптической областях спектра. При измерении v_{∞} по УФ линиям, необходимо следить за тем, чтобы линия не блендировалась. Более надежными являются скорости, полученные из анализа

ИК линий, так как эти линии формируются на больших расстояниях от центра звезды. Для звезд WC последовательности обнаружена корреляция терминальной скорости и спектрального класса. Более высокие скорости наблюдаются у звезд с более высокими потенциалами возбуждения. У звезд, принадлежащих к WN последовательности, не наблюдается корреляции со спектральным классом, за исключением, возможно, самых ранних и самых поздних типов. Более того, существует значительная дисперсия в терминальных скоростях внутри спектрального типа WN.

Существуют различные методы диагностирования скорости (темпа) потери массы $\dot{M}$. Наиболее часто эта величина измеряется по величине потока излучения звезды в радиодиапазоне. В установившемся, изотропном ветре темп потери массы может быть определен из измерения радиопотока, если v_∞ , расстояние до звезды, а также средняя масса и заряд, приходящиеся на ион, известны. Последние измерения темпов потери массы у 24 звезд показали, что $0.8 \times 10^{-3} \leq \dot{M} \leq 8 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ со средним значением $\dot{M}(WR) \sim 2 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ [86]. Не обнаружено корреляции между скоростью потери массы и химическим составом, стадией возбуждения, абсолютной визуальной величиной, терминальной скоростью или двойственностью WR звезд.

1.1.4 Эффективная температура, светимость

Для звезд типа WR и звезд спектрального класса O не существует общепризнанного определения эффективной температуры. Обычно, следуя работе [30], за эффективную температуру звезды WR принимают величину $T_{eff} = [L_*/4\pi\sigma(R_{ph})^2]^{1/4}$, где R_{ph} – радиус, на котором росселандова средняя оптическая глубина равна единице. Обычно R_{ph} находится выше звуковой точки, так что определенная этим соотношением величина T_{eff} будет несколько меньше (около 0.5dex) значения эффективной температуры, используемого в моделях звездной эволюции, в которых используются гидростатические, плоско-параллельные модели атмосфер без учета влияния звездного ветра.

Часто утверждается, что температуры звезд типа WR определяются очень неуверенно. Действительно, в литературе нередко приводятся сильно различающиеся значения температур одной и той же звезды, хотя распределение энергии в непрерывном спектре для многих WR звезд известно уже достаточно точно в широком диапазоне длин волн. Этот факт указывает на сложную природу исследуемых объектов и на неприменимость простых методов анализа, разработанных для нормальных звезд и туманностей. Для звезд типа WR надо модифицировать методику Занстра таким образом, чтобы учесть ионизации с возбужденных уровней.

Добавочную информацию о температурах звезд типа WR может дать применение метода Занстра для радиоэмиссии в кольцевых туманностях вокруг WR звезд. Существуют, однако, неопределенности, связанные с тем, что неизвестно, поглощает ли туманность все L_c кванты, испущенные звездой, и с тем, что неизвестна калибровка между температурой, полученной по методу Занстра (плоско-параллельная и гидростатическая атмосфера), и эффективной температурой.

Благодаря спутниковым УФ наблюдениям возможно оценить цветовые температуры звезд типа WR в конце наблюдаемой УФ области спектра, где коэффициент истинного поглощения оболочки в непрерывном спектре наименьший. Полученные разными методами оценки цветовых температур дают значения от 20 000 К до 80 000 К для различных подтипов WR звезд. Неопределенности в определении эффективных температур прямо влияют на определение светимостей L_* и, соответственно, абсолютных звездных величин. Найденными разными методами значения находятся в диапазоне $-8 \geq M \geq -10$, за

исключением поздних подтипов WN звезд, которые считаются более яркими.

1.1.5 Эволюционные сценарии

Массивные O-звезды, – предшественники звезд типа WR на стадии горения водорода в ядре, обладают протяженными расширяющимися оболочками и испытывают потерю массы. Значительную роль в процессе эволюции массивных звезд должны играть процессы перемешивания [132]. Таким образом, содержание водорода во внешних слоях звезды уменьшается, как при их перемешивании с веществом конвективного ядра звезды, так и в результате звездного ветра. На диаграмме Г-Р звезда движется горизонтально налево, так как ее эффективная температура уменьшается, а светимость остается почти постоянной. В силу быстрой потери звездой ее внешних слоев ее внутреннее ядро ”обнажается”. Как только поверхностное содержание водорода падает, звезда начинает двигаться по диаграмме в обратном направлении, в сторону высоких эффективных температур. Это состояние отождествляется с фазой эволюции WR, точнее со звездами WN - азотной последовательности, содержащими водород, хотя и в малом, по сравнению со среднecosмическим, количестве. Возможно, что имеют место другие промежуточные стадии эволюции массивных звезд [200], представителями которых являются звезды типа S Doradus, P Cygni или η Car – яркие голубые переменные (LBV) [190].

Общепринятая схема звездной эволюции выглядит так:

$$\begin{aligned} O \longrightarrow Of \longrightarrow BSG (H - rich WN) \longrightarrow \\ LBV \longrightarrow WN \longrightarrow WC \longrightarrow SN, \end{aligned} \quad (1)$$

где обозначено: O – звезды спектрального класса O, Of - Of-звезды, BSG - голубые сверхгиганты, SN - сверхновые (см., например, [96, 178]).

Lamers и др. [117] предложили сценарий образования LBV и WR через стадию красного сверхгиганта (RSG), протекающий при наличии большой потери вещества на ранних стадиях горения гелия в ядре.

$$O \longrightarrow Of \longrightarrow RSG \longrightarrow LBV \longrightarrow WN \longrightarrow WC(?) \longrightarrow SN. \quad (2)$$

По современным представлениям предполагается, что при начальной массе $\sim 60 - 90 M_{\odot}$ звезда эволюционирует по схеме (1), а при начальной массе $\sim 30 - 60 M_{\odot}$ по схеме (2).

Очень большую роль в эволюции массивных O-звезд играет их двойственность. В работе [24] оценено, что 70% звезд типа WR возникли в двойных системах. Этот результат зависит от принятой начальной функции масс, от начального химического состава прото-звезды и других факторов.

В настоящее время считается, что звезды типа WR могли возникнуть различными путями:

- при перетекании вещества в определенной фазе тесной двойной системы с массами $20 M_{\odot} < M < 35 M_{\odot}$ (при больших массах перетекания не происходит и эволюция определяется истечением вещества, как у одиночных звезд)
- при истечении вещества в виде звездного ветра и обнажения в результате значительной потери массы слоев, претерпевших ядерное горение. На такую возможность впервые указал Conti [63].

- через фазу быстрой потери верхних слоев звезды: предшествующей фазой является массивный красный сверхгигант. На такую возможность впервые было указано Бисноватым-Коганом и Зельдовичем [5]).
- в результате сильного перемешивания вещества (см., например, [131]).

Предполагается, что эволюция звезды типа WR заканчивается взрывом сверхновой.

1.1.6 Модели атмосфер

Классические модели атмосфер абсолютно не годятся для звезд типа WR из-за их больших отклонений от гидростатического равновесия и плоско-параллельной геометрии. Модели атмосфер WR звезд должны учитывать следующие их особенности:

- поле излучения в континууме неизвестно заранее; оно зависит от изменения плотности и температуры вдоль радиуса.
- приближение чистого рассеяния не подходит для описания формирования излучения в линиях, а форма профиля линии чувствительна к ходу плотности и температуры в атмосфере.
- бланкетирование линий становится очень сильным в непрозрачных атмосферах звезд типа WR, так что отдельные линии налагаются друг на друга вследствие доплеровского смещения.

Чтобы построить модель расширяющихся атмосфер звезд типа WR, необходимо самосогласованное решение уравнений переноса излучения, движения, статистического и лучистого равновесия. Эта задача является чрезвычайно сложной и в полном объеме не решенной, поэтому обычно вводятся существенно упрощающие задачу предположения, такие как предположения о заранее известных распределениях температуры и поле скоростей в атмосфере. Тогда ионизационная структура атмосферы и распределение атомов по уровням могут быть определены из совместного решения уравнений переноса и статистического равновесия.

1.1.7 Возможные механизмы ускорения звездного ветра

Несколько десятилетий назад Билс [38] предположил, что широкие эмиссионные линии в спектрах WR возникают в результате эффекта Доплера в веществе расширяющейся газовой оболочки. Движение оболочки поддерживается давлением излучения горячей звезды. Эта основная идея стала сейчас общепринятой, хотя существуют и альтернативные модели (см., например, [193]). Такой механизм потери вещества принят и для O-звезд. Темп потери масс звездами спектрального класса O составляет $10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}$ в год, а звезд типа WR – в среднем на 1-2 порядка больше [16, 197]. Основной проблемой динамики расширяющихся атмосфер звезд ранних спектральных классов является вопрос о том, достаточно ли только давления излучения для обеспечения столь высокого темпа потери массы.

Теория ветра, порождаемого излучением, утверждает, что поглощение и рассеяние излучения в спектральных линиях во внешних слоях атмосфер горячих звезд передает направленный наружу импульс и, следовательно, вызывает появление направленной наружу ускоряющей силы, которая превосходит силу гравитации звезды. В статье [126] показано,

что только линия CIV $\lambda 1550$, расположенная в области максимуму спектрального распределения энергии ОВ-сверхгигантов, может породить ветер с темпом потери массы $10^{-8} M_{\odot}$ в год и скоростью до 3000 км/с. Сейчас можно считать определенным, что сила давления излучения в атмосферах ОВ-звезд в этой линии достаточна для того, чтобы вызвать и поддерживать звездный ветер даже тогда, когда звезда находится на главной последовательности [56, 28]. Поэтому все массивные ОВ-звезды с $M > 15 M_{\odot}$ должны испытывать эффективную потерю массы, связанную с давлением излучения в спектральных линиях. Определенные из наблюдений темпы потери массы находятся в хорошем согласии со значениями, предсказанными теорией радиативного звездного ветра (см., например, [22, 119]).

Первоначально предполагалось, что теория радиативного звездного ветра может быть использована и при изучении более плотных истекающих оболочек звезд типа WR. Однако, примерно 15 лет назад стало очевидно, что эти звезды ставят перед исследователями серьезную проблему. Предполагалось, что теоретически максимальный темп потери массы, $\dot{M}_{max} = L/v_{\infty}c$, достигается, когда импульс, которым обладают фотоны звезды, $h\nu/c$, целиком передается теряемому звездой веществу при одном рассеянии. На самом же деле, при этом веществе будет передаваться только некоторая доля импульса $\eta < 1$.

Однако найдено, что во многих случаях возможная величина η намного меньше, чем определяемая по наблюдаемому темпу потери массы. В настоящее время оценки [197, 86] отношения наблюдаемого темпа потери массы к значению $\dot{M}_{max}$, выражаемые фактором эффективности η , находятся в пределах от 0.4 до 161.6 [188]. В работе [119] показано, что расхождение наблюдательных и теоретических значений $\dot{M}$ монотонно уменьшается при переходе от WR звезд к O звездам.

Первоначально, при попытках объяснения того, почему значения η могут превышать единицу, предполагалось, что определяемые из наблюдений величины T_* и L_* занижены по сравнению с реальными, а значения η на самом деле меньше 1. По этой причине появилось значительное число работ, направленных на улучшение количественной спектроскопии звезд типа WR. Так как эти спектры возникают в расширяющейся атмосфере, они не могут анализироваться в рамках плоско-параллельной статичной модели атмосферы и это вызывает серьезные теоретические проблемы. При использовании так называемой "стандартной модели" WR звезды (см., обзоры [93, 174, 86]) был достигнут значительный прогресс в изучении расширяющихся атмосфер. Предсказывалось, что степень ионизации атмосфер звезд типа WR должна уменьшаться по направлению к внешним частям оболочки.

Заметим, что в большинстве этих звезд ионизационная структура определяется фотоионизациями с возбужденных уровней и излучением в континууме и слабо зависит от температуры ветра, которая уменьшается наружу. Параметры звезд, которые используются стандартной моделью, сейчас являются наиболее надежными, хотя они могут быть не вполне точными из-за упрощающих предположений о сферически-симметричной геометрии звездного ветра (что может понизить значение $\dot{M}$ в несколько раз) и из-за пренебрежения наложением линий в далеком УФ, что, по-видимому, ведет к более высокой светимости, чем подразумевается в стандартной модели [185]. Однако, на основании стандартных моделей T_* и L_* для WR звезд определяются уверенно, и, следовательно, проблема расхождения теоретических и наблюдаемых темпов потери массы, или так называемая "проблема импульса", остается открытой.

После того, как было понято, что проблема импульса существует, было предложено два подхода к решению:

- 1) Улучшение теории радиационного звездного ветра, чтобы показать возможность

увеличения величины импульса, передаваемого полем излучения по сравнению со "стандартной" моделью;

2) привлечение дополнительных источников передачи импульса веществу атмосферы, например, магнитное поле и вращение, или пульсации звезды, которые могли бы стать факторами, влияющими, помимо излучения, на темп истечения вещества.

Такие модели принято называть гибридными, чтобы отличить их от моделей с чисто радиационным давлением и альтернативных типа модели [193]. Гибридные модели были последовательно разработаны теоретически – (модель "светящегося магнитного ротатора" [162]) и наблюдательно – [72, 182]. В работе [84] проведен анализ устойчивости модели атмосферы звезды типа WR, в то время как Blesha и др. [48] заявили о наблюдательном открытии быстрых пульсаций звезды WR 40 спектрального подтипа WN8, хотя это открытие еще не подтверждено (см., например, [133]). Несмотря на некоторые успехи гибридных моделей, они пока не рассматриваются в качестве окончательного решения проблемы импульса.

Среди многих улучшений, сделанных в первоначальной радиативной теории звездного ветра, был учет влияния многократного рассеяния. Основная идея состоит в том, что при многократном рассеянии, импульс фотона может передаваться больше, чем один раз. Abbott & Lucy [29] использовали метод Монте-Карло при решении уравнений переноса в частотах большого числа линий. Учитывая 250 000 переходов они исследовали динамические эффекты наложения линий, считая линии накладывающимися тогда, когда они отделены друг от друга не больше чем на доплеровскую ширину, $\Delta\lambda < 2\lambda v_\infty/c$.

Оказалось, что наложения линий достаточно для возникновения эффекта многократного рассеяния и, таким образом, для многократной передачи импульса фотона до тех пор, пока фотон не попадет в более прозрачную линию и не выйдет из среды [160]. При учете очень большого числа линий в спектре ($\approx 10^6$) распределение линий по частоте, на протяжении всей оболочки таково, что интервалы между линиями по частоте меньше доплеровской ширины, и, таким образом, фотон может быть "заперт" в среде. В работе [29], в которой исследована динамика атмосферы звезды O4f ζ Puppis, имеющей значение η около 0.6, и для которой теория радиативного звездного ветра применима, продемонстрировано, что при многократном рассеянии излученный звездой фотон может передавать веществу импульс $\sim 4 \times L/c$.

Для того, чтобы ускорять звездный ветер, фотоны должны совершать работу против гравитационного поля звезды и передавать газу часть своей энергии. Как следствие этого они "краснеют". В списке линий [29] были промежутки в распределении линий по частоте, через которые могут "просачиваться" фотоны. Эти промежутки ограничивают динамическую эффективность эффекта многократного рассеяния. Поэтому существовали сомнения в том, что многократное рассеяние является решением проблемы импульса для WR звезд, по крайней мере до тех пор, пока это не будет продемонстрировано детальными расчетами.

Подобные расчеты проведены в работе [129] при интерпретации спектров звезды WR 6 подтипа WN 5, для которой оцененное значение $\eta = 10.4$ [197]. Найдено, что ионизационная стратификация оболочек WR звезд является ключевым фактором увеличения эффективности многократного рассеяния, так как при этом смещенные в красную сторону фотоны испытывают большее число рассеяний.

Поскольку ионизация звездного ветра уменьшается с увеличением расстояния от звезды, изменения в распределении рассеивающих переходов происходят точно таким же способом, как и в модели [29] для большого количества близких линий. В работе [129] сделано

закключение, что ионизационная стратификация ветров WR звезд, исключая промежуток в распределении линий, делает запыление фотонов более эффективным и, таким образом, делает возможным темпы потери массы, которые намного превосходят предел однократного рассеяния. В цитируемой работе показано, что почти 5% светимости звезды преобразуется в кинетическую энергию звездного ветра. Результаты этой работы объясняют наблюдаемый темп потери массы и достаточно хорошо описывают спектр звезды WR 6.

В работе [188] рассчитана динамически согласованная модель звезды спектрального класса WN 5 (основываясь на анализе спектров звезд WR 6 и WR 139, но используемый в данной работе список линий не точно отражал действительное распределение линий) и показано, что требуемое поле скоростей в атмосфере отличается от обычно используемого для звезд WR. Gayley и др. [80] разработали аналитическую теорию переноса во многих линиях, заменяя детальный список линий эффективной серой непрозрачностью. Позднее, в работе [175], модель [129] была улучшена.

Критическая важность знания ионизационной структуры атмосфер звезд WR, для объяснения механизма ускорения звездного ветра в рамках радиационной теории, мотивирует ее исследование. Ионизационная стратификация обнаружена в результате интерпретации наблюдаемой обратной корреляции ширины эмиссионной линии и ее потенциала ионизации, наблюдаемой как для звезд типа WN, так и для звезд типа WC ([39, 40, 42, 186, 116]). При предположении, что скорость ветра растет наружу, эти результаты подразумевают сильное уменьшение степени ионизации с увеличением радиуса. Ионизационная структура звезд WR136 (WN 6, $\eta = 7.11$, [197]; $\eta = 29.7$, [86]) и WR 103 (WC 9, $\eta = 3.10$, [197]) исследовалась с применением этой техники.

В работе [71] приводятся спектры и других звезд, для которых обнаружена корреляция ширины эмиссионной линии и потенциала ионизации. В работе [186] сообщено о том, что такая корреляция наблюдается также и в центральной звезде планетарной туманности HD184738 (WR), принадлежащей ко II типу населения. С точки зрения авторов статьи [129], этот факт привлекает внимание к механизмам радиационному формированию звездного ветра центральных звезд планетарных туманностей со спектрами типа WR ([135]).

Была также обнаружена корреляция между потенциалом возбуждения и шириной линии ([192, 143, 144, 71], потенциалом возбуждения и скоростями абсорбционных компонентов в профилях линий типа P Cygni ([177, 145, 196]). В стандартной модели, связь между потенциалом возбуждения и шириной линии является следствием эффектов, возникающих из-за большой оптической толщины [92].

Еще одно свидетельство ионизационной стратификации в оболочках WR звезд состоит в наличии прямоугольных профилей эмиссионных линий. Такие профили формируются, в оптически тонких слоях оболочки на больших расстояниях от ядра, чем профили, имеющие параболическую форму [116].

1.1.8 Неоднородность атмосфер звезд ранних спектральных классов

В то время, как на больших масштабах звезды типа WR, по-видимому имеют приблизительно сферически-симметричные атмосферы, существуют множественные наблюдательные свидетельства того, что на меньших масштабах звездные ветры являются структурированными “клочковатыми”. Перечислим свидетельства клочковатости структуры атмосфер звезд типа WR по их наблюдениям во всех областях электромагнитного спектра:

1. Спектральные индексы наблюдаемого излучения звезд типа WR в радио, миллиметровом и ИК диапазонах, находятся в пределах 0.7 - 0.9, тогда как рассчитанные спектральные индексы для однородной расширяющейся атмосферы близки к значению 0.6 [198]. Наблюдаемые значения могут быть объяснены теоретически при учете "клочковатости" атмосферы;
2. Выявлена мелкомасштабная переменность в оптических линиях, в частотах континуума и переменность поляризации в линиях (например, [139]). Интенсивное изучение длинных рядов наблюдений оптических эмиссионных линий показало наличие переменных деталей (субпиков) в профилях эмиссионных линий, смещающихся от центра к краям линии, что интерпретировано как свидетельство существования плотных "конденсаций" в ветрах (например, [170]);
3. Выполненная с помощью спутника IUE УФ спектроскопия высокого временного разрешения нескольких звезд типа WN показала сильную переменность абсорбционных частей профилей УФ линий, что было интерпретировано, как свидетельство наличие в атмосферах исследуемых звезд переменных структур, образование которых связано с их вращением (см., например, [189]).
4. Открытие Дискретных Абсорбционных Компонент (ДАК) в УФ спектре звезд типа WN6ha HD 9313 [167], аналогичных хорошо известным ДАК компонентам в профилях УФ линий в спектрах О-звезд.
5. Рентгеновские наблюдения одиночных звезд типа WR, впервые выполненные на спутнике EINSTEIN и подтвержденные данными наблюдений рентгеновского спутника ROSAT [165]. Данные наблюдений ROSAT показывают, что одиночные звезды типа WR имеют рентгеновские светимости порядка $L_X \simeq 10^{31} - 10^{33}$ эрг/сек в диапазоне энергий [0.1 - 2.5] кэВ и отношения рентгеновских светимостей к болометрическим $L_X/L_{bol} \simeq 10^{-6} - 10^{-8}$. Относительно мягкий рентгеновский спектр звезды HD 50896 (WN5) ($kT \simeq 0.28$ кэВ) и WC8 компоненты двойной системы γ^2 Vel ($kT \simeq 0.19$ кэВ) подразумевает значительное расстояние от ядра звезды, с которого приходит излучение ($\geq 1000 R_\odot$). Недавние наблюдения с рентгеновского спутника ASCA зафиксировали излучения на энергиях свыше ~ 4 кэВ и отсутствие рентгеновской эмиссии на энергиях свыше 5 кэВ. Это указывает на присутствие в ветре компактных областей сжатого вещества, нагретого до высоких температур.

Теоретические исследования неустойчивости радиационно ускоряемого звездного ветра (например, [80, 155]) также предсказывают, что атмосферы звезд типа WR и звезд спектрального класса О должны быть неоднородными, с наличием в них плотных конденсаций (*облаков*) и относительно равномерно распределенного в атмосфере горячего газа.

Присутствие плотных конденсаций (*облаков*) в атмосферах звезд типа WR и звезд спектрального класса О в значительной степени определяет рентгеновское излучение двойных систем типа WR+ОВ. Именно гипотеза о том, что в *облачной* компоненте атмосферы содержится значительная доля вещества расширяющихся атмосфер звезд типа WR позволяет согласовать наблюдаемые и рассчитанные рентгеновские потоки таких систем [27]. Недавно высказано предположение, что столкновения *облаков* в атмосферах WR и ОВ компонентов WR+ОВ двойных систем поддерживают высокие значения рентгеновских потоков тогда, когда компоненты этих систем находятся в области апоастро [1].

Тот факт, что атмосферы звезд типа WR и звезд спектрального класса O неоднородны имеет серьезные последствия для результатов численного анализа их спектров, использующих *стандартную модель* [89]. Однако, по-видимому, учет присутствия *облаков* в атмосфере в численных моделях не повлияет серьезно на определение звездной температуры, светимости и химического состава, но может существенно изменить значения скорости потери массы этим звездами. Ввиду важности вопроса, рассмотрим наблюдательные свидетельства неоднородности атмосфер O и WR звезд подробнее.

Систематические прямые наблюдения переменных деталей ("субпиков") в профилях эмиссионных линий в звездах Вольфа-Райе, впервые выполненные Moffat и др. [138] были продолжены в работе [170]. Анализ отдельных субпиков в спектрах нескольких звезд типа WR привел к выдвижению феноменологической модели формирования ансамбля неоднородностей (*облаков*) в атмосферах со степенным законом их распределения по массам. В работе [141] отмечено, что учет неоднородности атмосфер звезд типа WR может уменьшить теоретическую скорость потери массы на множитель ~ 3 .

На рис. 2 иллюстрируется переменность профилей линий в спектрах звезд типа WR. Ясно видны переменные структуры (субпики), перемещающиеся от центра линии к ее краям. Подобные спектральные детали недавно обнаружены и в спектре звезды ζ Pup. Анализ профилей линии He II $\lambda 4686$ в спектре звезды ζ Pup, полученных с высоким отношением сигнал/шум (≈ 1000) позволил выявить смещающиеся от центра к крыльям линии детали профиля (субпики) [76].

Наиболее вероятная интерпретация этих переменных особенностей в ветре WR звезд – наличие локальных "неоднородностей" (*облаков*) повышенной плотности, движущихся вместе с ветром [139]. Из-за малости размера *облаков* по сравнению с размерами всей атмосферы, детали профиля линии, связанные с данным *облаком*, имеют малую ширину. Они появляются на длинах волн, определяемых проекцией радиальной скоростью движения *облака* на луч зрения. Одновременное присутствие нескольких спектральных особенностей на разных длинах волн интерпретируется как результат появления (зарождения) *облаков* разных размеров в различное время и движущихся в различных направлениях. Большие по ширине детали профиля (до 10% полной ширины профиля) встречаются в атмосфере реже, чем малые, но их вклад в переменность линий больше.

В работах [3, 4] предположено, что основные особенности спектров звезд типа WR могут быть описаны в рамках так называемой *облачной модели*, в которой предполагается, что атмосфера может быть представлена как совокупность (ансамбль) плотных *облаков*, погруженных в разреженный однородный газ. В рамках *облачной модели* свойства атмосфер определяются главным образом параметрами ансамбля *облаков* в атмосфере, которые, в свою очередь, могут быть определены из анализа переменности профилей линий в спектрах исследуемых звезд. Особенно эффективным инструментом при изучении переменности профилей линий оказался метод взрывлет-анализа (см, например, [14, 124]).

Как показывают оценки [108, 140] общее число *облаков* может превышать 10^3 . Основная масса из этого большого числа *облаков* – это малые и сверхмалые облачка с размерами $0.1 - 0.01 R_{\odot}$. Вариации профилей линий, вызываемыми этими облачками незначительны и не могут быть обнаружены с помощью имеющихся на настоящий момент инструментов.

Рис. 2. Переменность спектра звезды типа Вольфа-Райе HD 96548 (WN 8).

В то же время число крупных *облаков*, вызывающих спектрально обнаружимые изменения в профилях линий не превышает одного-двух десятков. Влияние каждого из них на детали спектра, формируемыми всеми остальными из этой группы *облаков* незначительно, поэтому каждое из них можно в первом приближении рассматривать независимо. Имеются наблюдательные свидетельства в пользу предположения, что *облака* в атмосферах O и WR звезд образуются вблизи фотосферы звезды [106] и затем движутся наружу вместе с ветром.

Схожесть картины переменности профилей в спектрах звезд типа WR и звезд спектрального класса O наводит на мысль, что описанная выше *облачная* модель может быть использована для описания структуры атмосфер не только звезд типа WR, а и O звезд. Такая гипотеза, высказанная в работе [108], использовалась для описания переменности профилей линий в спектре звезды α Cam [110].

Гипотеза о том, что переменность профилей линий может быть объяснена при предположении о том, что в атмосферах звезд существуют области с повышенной и пониженной плотностью вещества стала в последнее время весьма популярной. Так например, она привлекалась для описания переменности линий в спектрах звезд типа T Тельца [85, 137], Ae/Be звезд Хербига [163] и других объектов. Все такие модели могут быть в принципе названы "облачными", так как в них предполагается наличие в атмосфере областей повышенной ("облака") и пониженной ("межоблачная среда") плотности вещества. Однако во избежание терминологической путаницы будем в дальнейшем понимать под "облачной" только модель, предложенную в работе [3]. В дальнейшем термины *облачная модель*, *облака* и *межоблачная среда* будем выделять курсивом.

Важным инструментом исследования структуры атмосфер звезд ранних спектральных классов являются их поляризационные наблюдения. Совокупное влияние рассеивающих излучение в линиях *облаков* в атмосфере на профили линий наиболее отчетливо выявляется при исследовании поляризации линейчатого излучения и проявляется как переменность степени линейной поляризации в частотах линий [51, 125]. Поляризация излучения в линиях может свидетельствовать также о несферичности атмосфер этих звезд. Кроме того, в звездах типа WR наблюдается обратно пропорциональная зависимость между поляризацией в линии и ионизационным потенциалом.

Высокая степень поляризации в линии может свидетельствовать о большой оптической толщине, обусловленной электронным рассеянием и поэтому в работах [134, 183] предположено, что такие линии формируются достаточно глубоко в атмосфере. Подобные спектрополяриметрические доказательства стратификации ионизации найдены для WR 6 (WN 5, $\eta = 10.44$ [197], $\eta = 36.8$ [86]) и для WR 134). Эти наблюдения позволяют объяснять ионизационную структуру звездного ветра без допущения о увеличивающейся наружу скорости истечения вещества. Однако, эта методология естественным образом ограничена (см. [183]) тем, что степень поляризации излучения должна быть достаточно большой, чтобы ее можно было выделить на фоне межзвездной поляризации.

1.2 Содержание работы

Содержание работы определяется характером и целями поставленных задач.

В 1 главе (введении) обсуждаются актуальность и цель диссертации.

В параграфе 1.1 дается описание объектов исследования - звезд типа Вольфа-Райе и звезд спектрального класса O и описывается неоднородная модель атмосфер таких звезд. Даны наблюдательные основания для введения такой модели. Обсуждается актуальность темы диссертации.

В *параграфе 1.2* излагается содержание диссертации в целом, обсуждаются научная новизна и значение полученных результатов, перечисляются основные положения, выносимые на защиту.

Во **второй главе** вычисляются скорости фотопроцессов: фотоионизации, спонтанной и вынужденной фоторекомбинаций, скорости фотоионизационного нагрева электронного газа и рекомбинационных потерь энергии водорода и ионизованного гелия. В *параграфе 2.1* обсуждается роль фотопроцессов в установлении теплового и ионизационного состояния атмосфер звезд.

В пункте 2.2.1 параграфа 2.2 вычисляются скорости фотоионизации с уровней атома водорода и ионизованного гелия в зависимости от оптического расстояния от источника ионизации до ионизируемого атома в пороговых частотах ионизации. Показано, что роль фотоионизаций с возбужденных уровней весьма существенна, особенно для планковских температур источника ионизирующего излучения, не превышающих 70 000 К.

В пункте 2.2.2 вычислены скорости спонтанной и вынужденной фоторекомбинаций. Показано, что роль вынужденной фоторекомбинации в заселении уровней с $n < 5$ мала, а для $n > 5$ заселение в результате вынужденной рекомбинации необходимо учитывать. Приведены аппроксимации величины p – доли рекомбинаций на первый уровень в зависимости от электронной температуры.

В пункте 2.3.1 параграфа 2.3 вычислены скорости фотоионизационного нагрева при ионизациях водорода и иона гелия излучением с планковским спектром с учетом поглощения излучения в среде. Показано, что скорость фотонагрева уменьшается значительно медленнее, чем происходит падение интенсивности ионизирующего излучения в частоте порога ионизации. Этот эффект может быть ответственным за поддержание относительно высокой температуры в областях H I и He II. Приведены коэффициенты аппроксимации скоростей фотонагрева в широком интервале оптических толщин ($0 - 10^3$). Показано, что при температурах, характерных для звезд ранних спектральных классов, для определения скорости нагрева электронного газа достаточно учитывать фотоионизацию с первых трех-четырех уровней.

Масштабные (показывающие зависимость от заряда ядра Z) соотношения для скоростей фотоионизации и фотонагрева даны в пункте 2.3.2. Показано, что скорость фотонагрева быстро растет с увеличением Z . Сделан вывод, что нагрев электронного газа в атмосферах звезд ранних спектральных классов происходит, главным образом, при ионизации He^+ и ионов с более высоким зарядом (в частности, C^{2+} , N^{2+} , O^{2+} , и др.).

В пунктах 2.4.1 и 2.4.2 рассмотрены потери энергии при спонтанных и вынужденных рекомбинациях. Определена величина q – доля скорости охлаждения при спонтанных рекомбинациях на первый уровень в полной скорости рекомбинационного охлаждения. Вычислены скорости охлаждения при вынужденных рекомбинациях для оптически плотной среды в широком интервале температур. Показано, что вклад вынужденных рекомбинаций на первый уровень в полную скорость рекомбинационного охлаждения за счет вынужденных рекомбинаций мал (не более 1%), поэтому полная скорость охлаждения (пункт 2.4.3) определяется рекомбинациями на возбужденные уровни. Таким образом, полная скорость рекомбинационного охлаждения практически не зависит от оптических толщин атмосферы в резонансных линиях водородоподобных ионов. В условиях, характерных для атмосфер звезд ранних спектральных классов, вынужденная рекомбинация вносит значительный вклад в полную скорость рекомбинационного охлаждения.

В пункте 2.4.4 приведены масштабные соотношения для скоростей рекомбинационного охлаждения и найдено, что скорость рекомбинационного охлаждения для ионов увеличива-

ется пропорционально кубу заряда ядра. Полученные в главе 2 результаты сравниваются В *параграфе 2.5* с данными других авторов. Отмечается важность использования полученных результатов при построении моделей атмосфер звезд ранних спектральных классов.

Третья глава посвящена исследованию ионизационной и тепловой структур атмосфер звезд типа WR.

В *параграфе 3.1* представлена используемая в диссертации модель атмосферы звезды. Пространственная структура атмосферы описана в пункте 3.1.1. В качестве входных параметров модели задаются радиус, светимость, скорость потери массы и химический состав атмосферы звезды. Поле скоростей газа в атмосфере задается аналитически. Предположено, что атмосфера состоит только из водорода и гелия.

При составлении уравнений стационарности учтены следующие процессы: спонтанное и вынужденное излучение в линиях, поглощение в линиях; фотоионизация, спонтанная и вынужденная рекомбинация; возбуждение и дезактивация электронным ударом; ударные ионизации и тройные рекомбинации (пункт 3.1.2). Обсуждается роль неучитываемых элементарных процессов.

В пункте 3.1.3 приведены основные уравнения, определяющие населенности уровней: стационарности, неразрывности, сохранения заряда и числа частиц. Перенос излучения в частотах спектральных линиях учитывается в приближении Соболева. Выражения для поправочных членов, которые необходимо вносить в уравнения стационарности для того, чтобы учесть рекомбинацию и ионизацию с высоколежащих уровней также представлены в пункте 3.1.3. Полная система уравнений, описывающая состояние атмосферы описана в пункте 3.1.4.

В *параграфе 3.2* проводятся модельные расчеты распределения атомов и ионов по уровням в расширяющейся водородно-гелиевой оболочке звезды, ионизуемой фотосферным излучением. Метод решения системы уравнений стационарности изложен в пункте 3.2.1. В пункте 3.2.2 рассмотрена ионизация в сферически-симметричных оболочках с монотонно убывающей плотностью газа. Для нахождения населенностей уровней решается система уравнений стационарности, неразрывности, сохранения заряда. При решении указанных уравнений используются аппроксимации скоростей фотопроцессов, полученные в главе 2. Рассчитаны распределения атомов и ионов по уровням в зависимости от расстояния от центра звезды.

В пункте 3.2.3 приведены результаты расчетов ионизационной структуры атмосфер звезд типа WR в рамках *облачной* модели. Предполагается, что в разреженной, сферически-симметричной расширяющейся атмосфере (*межоблачной* среде) находятся плотные компактные неоднородности (*облака*). Показано, что в холодных и плотных облаках ионы находятся в более низких стадиях ионизации, по сравнению с разреженной *межоблачной* средой. Вычислены населенности уровней ионов H I, He I и He II вне и внутри *облаков*. Показано, что степень ионизации гелия быстро падает при переходе от *межоблачной* среды к *облаку*. Сделан вывод о том, что из-за того, что оптическая толщина *облака* в частотах ионизации с основного состояния много больше единицы, ионизация гелия в нем производится с возбужденных состояний.

В *параграфе 3.3* исследуется тепловая структура неоднородных атмосфер звезд типа Вольфа-Райе. Составлена и решена совместная система уравнений ионизационного и теплового баланса (пункт 3.3.1). Показано, что для чисто гелиевой атмосферы присутствие флуктуаций плотности не сильно меняет тепловую структуру. В то же время, наличие в *облаках* ионов азота или углерода, значительно понижает электронную температуру за счет потери энергии электронами на возбуждение этих ионов. Предполагается, что отно-

шение концентраций азота и гелия постоянно во всей атмосфере.

Результаты расчетов показывают (пункт 3.3.2), что чисто гелиевая атмосфера будет иметь почти постоянную температуру T_e , равную примерно $2/3$ эффективной температуры звезды, как в *облаках*, так и вне их. В то же время, при наличии в атмосфере ионов азота температура *межоблачной* среды остается почти такой же, как в чисто гелиевой атмосфере, а в *облаках* – понижается примерно до ”небулярного” значения $T_e \approx 10^4 K$. Нагрев электронного газа в облаках происходит при фотоионизациях с возбужденных уровней He^+ , так как оптическая толщина облаков в континууме первого уровня $\tau_{1c} \gg 1$.

Влияние различия электронных температур в *облаках* и *межоблачной* среде исследовано в пункте 3.3.3. Показано, что учет этих различий приводит к уменьшению степени ионизации гелия и других элементов в *облаках*.

В параграфе 3.4 исследуется влияние присутствия холодных *облаков* на профили линий в спектрах звезд типа WR. Наблюдаемые профили линий HeI и HeII сравниваются с рассчитанными в *облачной* модели. Показано, что учет увеличения содержания ионов HeI и HeII и понижения электронной температуры в *облаках* приводит к существенному увеличению интенсивностей линий указанных ионов в рассчитанном спектре.

Четвертая глава посвящена изучению рентгеновского излучения одиночных горячих звезд типа OB и WR. Используется двухкомпонентное приближение для описания тепловой структуры атмосферы. Предполагается, что ”горячее” вещество, нагретое до нескольких миллионов градусов Кельвина и излучающее в рентгеновской области спектра, распределено в ”холодной” оболочке.

Параграф 4.1. посвящен исследованию рентгеновского свечения OB звезд. Приводится результат формального решения уравнения переноса (пункт 4.1.1) и вводится понятие *экзосферного приближения*. В этом приближении (пункт 4.1.2) вещество предполагается прозрачным для рентгеновских лучей за пределами сферы радиуса r_1 которой определяется условием равенства единице оптической глубины атмосферы до значения $r = r_1$ в частотах излучения рентгеновских фотонов. Считается, что все рентгеновские кванты, образующиеся внутри сферы радиуса r_1 полностью поглощаются, а рентгеновские фотоны, образующиеся вне этой сферы, свободно выходят из атмосферы. Особенности рентгеновских спектров звезд спектральных классов O и B и их интерпретация рассмотрены в пункте 4.1.3.

Показано, что экзосферное приближение хорошо аппроксимирует результаты формального решения уравнения переноса рентгеновского излучения в сферически-симметричном ветре. Найдено, что при условии выбора специальной функции распределения излучающего в рентгене вещества, рентгеновская светимость L_X пропорциональна характерной плотности ветра ($\dot{M}/v_\infty$). Указанная функция распределения описывается объемными факторами заполнения f_X или отношениями мер эмиссии вещества, излучающего в рентгеновском диапазоне, к мерам эмиссии вещества холодной компоненты звездного ветра.

Получено, что при степенной зависимости рентгеновского фактора заполнения в атмосфере от расстояния, возможно воспроизвести наблюдаемую корреляцию рентгеновской и болометрической светимостей звезды (пункт 4.1.4). Экзосферное приближение для непостоянной скорости крупномасштабных движений газа в атмосфере рассмотрено в пункте 4.1.5. Основные результаты параграфа 4.1 представлены в пункте 4.1.6.

В параграфе 4.2. проведен обзор наблюдений одиночных Галактических звезд типа WR со спутника ROSAT. Анализ этих данных выявил отсутствие корреляции рентгеновской светимости L_X с какими-либо основными параметрами звезды (например, болометрической светимостью, скоростью потери массы или кинетической энергией ветра).

В пунктах 4.2.1 и 4.2.2 рассмотрены конкретные особенности экзосферного приближения для звезд типа WR. В пункте 4.2.3 описана методика анализа методом линейной регрессии данных наблюдений ROSAT, а в пункте 4.2.7 – результаты анализа. В пункте 4.2.4 определены факторы заполнения горячим газом атмосфер звезд типа WR. Отмечено (пункт 4.2.5), что предсказанный поток рентгеновского излучения звезд типа WR значительно меньше, чем наблюдаемый спутником ROSAT при использовании эмпирического соотношения между температурой горячей компоненты, T_X , и объемным фактором заполнения f_X в атмосферах O звезд.

Нижний предел значений объемных факторов заполнения для звезд типа WR (пункт 4.2.6) был получен путем определения температуры горячего вещества в атмосферах WR звезд, таким образом, чтобы получить максимальный поток рентгеновского излучения в полосе чувствительности ROSAT. Найдено, что полученные таким образом факторы заполнения примерно на порядок величины больше, чем аналогичные величины для O звезд. Показано, что наблюдательные данные согласуются с соотношением $f_X \propto (\dot{M}/v_\infty)^{-1}$ (пункт 4.2.7).

В параграфе 4.3 объясняются особенности широкополосных наблюдений звезд типа WR в рентгеновском диапазоне:

- 1) отсутствие корреляции между рентгеновской светимостью и параметрами атмосферы или самой звезды,
- 2) различие рентгеновских светимостей звезд типа WR азотной и углеродной последовательностей (звезды подтипа WN в среднем в несколько раз более яркие рентгеновские источники, чем звезды подтипа WC).

В пункте 4.3.1 особенность (1) объяснена при предположении, что рентгеновские факторы заполнения f_X не меняются вдоль радиуса в атмосфере, но зависят от средней плотности ветра по закону $f_X \sim (\dot{M}/v_\infty)^{-1}$ и меняются от звезды к звезде.

Что касается наблюдательной особенности (2), то показано, что рентгеновская светимость звезд типа WR должна существенно зависеть от относительного содержания элементов и ионизационной структуры атмосферы. Используя типичные параметры для звезд подтипов WN и WC, получен верхний предел для отношения рентгеновских светимостей $L_X(WN)/L_X(WC)$, который в 4 - 5 раз больше наблюдаемого. Показано, что уточнение содержания тяжелых элементов в атмосферах WR звезд приводит к согласованию рассчитанных и наблюдаемых рентгеновских потоков. Выводы из результатов анализа рентгеновских наблюдений звезд типа WR представлены в пункте 4.3.2.

В параграфе 4.4. изучается переменность рентгеновских потоков звезд типа WR для различных энергий рентгеновских квантов. Показано, что в модели неоднородной атмосферы, описанной в пункте 4.4.1, в которой оптически тонкие в рентгеновской области спектра "горячие облака" движутся в радиальных направлениях, рентгеновский поток должен быть переменным по времени. Параметры модели представлены в пункте 4.4.2.

В пункте 4.4.3 представлены результаты моделирования переменного рентгеновского свечения неоднородной атмосферы. Найдено, что параметры переменности зависят от энергии и определяются расстоянием, на котором оболочка становится оптически тонкой на тех или иных энергиях. Обнаружено, что у звезд типа WR различных подтипов характер переменности рентгеновского излучения различен и зависит от химического состава их атмосфер. В оболочках сильно проэволюционировавших звезд, обогащенных ионами металлов, флуктуации потока значительно слабее чем в атмосферах звезд с солнечным химическим составом или близким к нему.

Основные результаты и выводы работы изложены в **заключении**.

1.2.1 Основные положения, выносимые автором на защиту:

На защиту выносятся:

1. Вычисления скоростей фотоионизации и фоторекомбинации, фотонагрева и рекомбинационного охлаждения оптически плотной водородно-гелиевой плазмы. Нахождение масштабных соотношений между скоростями этих процессов.
2. Результаты расчета распределения атомов и ионов в атмосферах звезд типа WR по уровням путем совместного решения системы уравнений статистического и ионизационного равновесия. Заключение о немонотонном распределении электронной температуры в атмосферах звезд типа Вольфа-Райе азотной последовательности при предположении о наличии в них флуктуаций плотности.
3. Расчет объемных факторов заполнения (f_X) атмосфер галактических звезд типа WR горячим газом, излучающим в рентгеновском диапазоне. Заключение о том, что предположение об обратной пропорциональности объемных факторов заполнения и характерных плотностей атмосфер (M/v_∞) не противоречит наблюдаемым данным. Объяснение отсутствия корреляции рентгеновской и болометрической светимостей звезд типа WR. Определение верхнего предела отношения рентгеновских светимостей звезд типа Вольфа-Райе азотной (WN) и углеродной (WC) последовательностей, $L_X(WN)/L_X(WC)$, согласующегося с наблюдаемым.
4. Обоснование гипотезы о переменности рентгеновского потока в среде с флуктуациями плотности вещества и моделирование такой переменности. Заключение о зависимости характера переменности от химического состава атмосферы и от энергии наблюдаемых рентгеновских квантов.

1.2.2 Научная новизна

В работе впервые получены следующие результаты:

1. Рассчитана тепловая структура гелиево-азотной атмосферы звезды Вольфа-Райе азотной последовательности с флуктуациями плотности.
2. Определены объемные факторы заполнения атмосфер всех одиночных Галактических звезд типа WR горячей плазмой, излучающей в рентгеновском диапазоне за счет тепловых процессов.
3. Предложено теоретическое обоснование наблюдательных особенностей звезд типа WR в рентгеновском диапазоне.
4. Предсказана переменность потока рентгеновского излучения, находящаяся на границе чувствительности современных детекторов.

1.2.3 Теоретическая и практическая ценность работы

Научная ценность полученных результатов заключается в следующем:

- Аппроксимации вычисленных скоростей фотопроцессов в оптически плотной среде могут быть использованы в расчетах спектров водородно-гелиевой плазмы. Полученные значения скоростей фотонагрева и охлаждения и масштабные соотношения

между ними, могут быть использованы при решении уравнений теплового баланса в атмосферах звезд ранних спектральных типов и уравнений радиационной газодинамики, описывающих процессы стационарного и нестационарного истечения вещества звезды.

- Разработанная программа решения уравнений стационарности и уравнений теплового баланса может быть использована для расчета ионизационной и тепловой структуры неоднородных водородно-гелиевых атмосфер звезд ранних спектральных классов.
- Результаты расчета тепловой структуры атмосфер звезд типа WR позволяют более точно моделировать тепловые процессы, происходящие в среде и необходимы при построении самосогласованных моделей атмосфер.
- Выполненное в диссертационной работе моделирование свечения звезд спектрального класса O и звезд типа WR в рентгеновском диапазоне позволяет определить характеристики высокотемпературного газа, излучающего в этом диапазоне и выяснить как этот газ распределен в атмосфере исследуемых звезд. Предсказанная переменность рентгеновского излучения позволит разработать наблюдательную программу поиска флуктуаций потока рентгеновского излучения с помощью рентгеновских обсерваторий Chandra и XMM.

1.2.4 Апробация работы

Результаты работы докладывались на IV и V Всероссийских конференциях "Атомные данные для астрофизических исследований" (Санкт-Петербург 1991, 1993), на совещаниях Рабочей группы "Звездные атмосферы" (Шемаха, Азербайджан, 1989; Тарту, Эстония, 1991), на международном симпозиуме IAU No. 193 "Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies" (Пуэрто-Валарта, Мексика, 1998), на международной конференции "Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot stars" (Тарту, Эстония, 1999 г.), на семинарах кафедры астрофизики Санкт-Петербургского Университета, а также на астрофизических семинарах Университетов города Глазго (Великобритания) и штата Делавер (США).

1.2.5 Публикации

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в следующих статьях:

1. Оскинова Л.М., Холтыгин А.Ф., "Фотопроцессы водородоподобных ионов. I. Фотоионизация и фоторекомбинация", Вестник СПбГУ, Сер.1, No. 4, 82-90 (1993)
2. Oskina L.M., Kholtygin A.F., Feklistova T.Kh., "Thermal Structure of atmospheres of Wolf-Rayet stars", Baltic Astronomy, **3**, 260-265, (1995)
3. Оскинова Л.М., Холтыгин А.Ф., "Фотопроцессы водородоподобных ионов. II. Нагрев и охлаждение электронного газа", Вестник СПбГУ, Сер.1, No. 4, 91-104 (1996)
4. Kholtygin A.F., Kostenko F.V., Oskina L., "Modelling of line-profile variability in spectra of WC stars", in "Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies", Proc. IAU Symp. No. 193, 553 (1999)

5. Ignace R., Oskinova L., "An explanation of observed trends in the X-ray emission from single Wolf-Rayet stars", A&AL, **348**, L45-L48 (1999)
6. Oskinova L., Ignace R., "Variability of X-Ray emission from Inhomogeneous Hot Star Winds", in "Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot stars", ASP Conference Series, **30**, 221-225 (2000)
7. Li Q., Brown J.C., Cassinelly J.P, Ignace R., Oskinova L., "Wolf-Rayet wind structure and optical variability", A&A, **357**, 233-240 (2000)
8. Ignace R. Oskinova L.M, Foullon C., "Exospheric Models for the X-ray Emission from single Wolf-Rayet stars", Month. Not. R.A.S., **318**, 214-227 (2000)

В работах (1) и (3) автору принадлежит программа расчета скоростей фотоионизации и фоторекомбинации и выполнение расчетов скоростей фотонагрева и рекомбинационного охлаждения. В работе (3) автору принадлежат расчеты теплового состояния газа в *облаках* в атмосферах звезд типа WR. В работе (4) автору принадлежат расчеты профилей линий в стохастической *облачной* модели атмосфер. В статье (5) автору (совместно с R.Ignace) принадлежит идея о возможном объяснении особенностей рентгеновского излучения звезд подтипов WN и WC и выполнение необходимых для проверки этой идеи расчетов. В статьях (6)-(8) – программы моделирования свечения рентгеновской атмосферы и расчеты рентгеновских светимостей L_X и анализ результатов расчетов (частично). В работе (8) использована разработанная автором программа моделирования ионизационной и тепловой структуры атмосфер звезд типа WR.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем работы составляет 127 машинописных страниц. Библиография содержит 203 наименования.

2 Фотопроцессы в атмосферах звезд ранних спектральных классов

2.1 Введение

Фотопроцессы (фотоионизация, спонтанная и вынужденная фоторекомбинация, фотонагрев и рекомбинационное охлаждение) в значительной степени определяют ионизационное и тепловое равновесие в атмосферах звезд ранних спектральных классов О и В и звезд типов WR и Р Cyg. Звезды ранних спектральных классов имеют плотные протяженные (преимущественно водородно-гелиевые атмосферы), оптическая толщина которых, в частотах ионизации ионов Н, He, С, N, О и других элементов с первого уровня, значительно больше единицы, поэтому, ионизационная и тепловая структуры атмосфер этих звезд, в основном, определяются фотоионизациями с возбужденных уровней (см., например, [25, 92]).

Предположим, что интенсивность источника ионизирующего излучения можно описать функцией Планка $B_\nu(T_*)$, где T_* - соответствующая планковская температура излучения. Как известно (см., например, [107]), планковская аппроксимация пригодна для описания излучения фотосфер звезд ранних спектральных классов за лаймановским пределом. Вопрос о возможности использования планковской аппроксимации для описания излучения за пределом порога ионизации HeII остается пока открытым. В качестве первого приближения, к описанию реального распределения интенсивности излучения фотосферы в области $\lambda < 912 \text{ \AA}$, может быть предложено использование различных значений T_* для областей $\lambda < 912 \text{ \AA}$ и $\lambda < 304 \text{ \AA}$.

В предположении о справедливости планковской аппроксимации, средняя интенсивность излучения в рассматриваемой точке оболочки (туманности) представляется выражением:

$$\bar{J}_\nu = W B_\nu(T_*) e^{-\tau_\nu}, \quad (3)$$

где W - коэффициент дилуции излучения, а τ_ν - оптическое расстояние в частоте ν между источником ионизирующего излучения и ионизуемым атомом (ионом).

Оптическая толщина τ_ν связана со значением τ_i^0 этой величины в частоте $\nu = \nu_i^0$, соответствующей порогу ионизации, соотношением:

$$\tau_\nu = \tau_i^0 \frac{\sigma_i^{\text{phi}}(\nu)}{\sigma_i^0} = \tau_i^0 f_i(\nu), \quad (4)$$

где σ_i^0 - пороговое значение сечения фотоионизации, а

$$\tau_i^0 = \int_{R_*}^R \sigma_i^0 n_i(R) dR.$$

Здесь R_* - радиус источника ионизирующего излучения, R - расстояние до точки, где происходит акт ионизации.

Введем следующие обозначения: s - состояние непрерывного спектра; g_i и g^+ - статистические веса состояний i ионизируемого атома (иона) и состояния непрерывного спектра; I_i - потенциал ионизации атома с уровня i .

Энергии фотона и оптического электрона удобно выражать в безразмерных единицах, в качестве которых мы будем использовать так называемые "пороговые" единицы: $u = (h\nu - I_i)/I_i = E/I_i$, где $h\nu$ — энергия фотона, $E = mv^2/2$ — энергия фотоэлектрона, I_i - потенциал ионизации атома с уровня i . Для перехода, от частоты ионизирующего фотона ν к энергии фотона в пороговых единицах, используем соотношение $\nu = \nu_i^0(1 + u)$.

Для расчетов ионизационной структуры необходимо знать скорости фотоионизации и фоторекомбинации при произвольных значениях номера главного квантового числа n и оптической толщины среды между источником ионизирующего излучения и ионизуемым ионом. Для уменьшения времени таких расчетов полезны аналитические аппроксимации вычисленных скоростей фоторекомбинации и фотоионизации, позволяющие на 1-2 порядка сократить времена расчета этих величин.

При фотоионизациях с основного и возбужденных уровней происходит нагрев электронного газа, тогда как спонтанные и вынужденные фоторекомбинации ведут к его охлаждению. Населенности возбужденных уровней водородоподобных ионов в условиях газовых туманностей крайне малы, поэтому для них достаточно учитывать фотонагрев при ионизациях только с основного состояния $n = 1$ (исключением из этого правила могут быть области HII около звезд спектральных классов позднее O9 или планетарные туманности, возбуждаемые низкотемпературными центральными звездами с эффективными температурами $T_{\text{eff}} < 3 \cdot 10^4 K$, при которых скорости фотонагрева при ионизациях с первого уровня почти на 10 порядков ниже, чем при ионизациях со второго и более высоких уровней).

2.2 Скорости фотоионизации и фоторекомбинации

2.2.1 Фотоионизация

Одним из самых важных процессов, определяющих ионизационное и тепловое равновесие плазмы, в особенности астрофизической, является фотоионизация: процесс отрыва атомного электрона при поглощении квантов электромагнитного излучения. Обратный к фотоионизации процесс называется фоторекомбинацией. При фотоионизации атом (ион), находящийся в связанном состоянии i ($i = 1$ соответствует основному состоянию атома) поглощает фотон с энергией $h\nu$, большей потенциала ионизации атома I_i . При этом образуются ион X^+ и свободный электрон e с энергией $E > 0$:

$$X + h\nu \longrightarrow X^+ + e.$$

При фоторекомбинации ион X^+ захватывает свободный электрон на дискретный уровень i и излучает фотон с энергией $h\nu = I_i + E$.

Скорости процессов фотоионизации и фоторекомбинации определяются их сечениями $\sigma(\nu)$, интенсивностью ионизирующего излучения и распределением электронов по скоростям. В астрофизических задачах угловое распределение электронов обычно несущественно, поэтому будем рассматривать усредненные по углам сечения рассматриваемых процессов.

Скорость фотоионизации атома в состоянии i – $B_{ic}(c^{-1})$

$$B_{ic} = \int_{\nu_i^0}^{\infty} \sigma_i^{phi}(\nu) \cdot \frac{4\pi \bar{J}_{\nu_i}}{h\nu} d\nu, \quad (5)$$

Переходя к пороговым единицам, получим :

$$B_{ic}(T_*) = \frac{c\alpha^3}{8\pi^2 a_0^3} \left[\frac{I_i}{Ry} \right]^3 \mathcal{F}(\beta_i^*), \quad (6)$$

где $\beta_i^* = I_i / kT_*$, а

$$\mathcal{F}(\beta) = \int_0^{\infty} \frac{(1+u)^2 \sigma^{phi}(u)}{e^{\beta(1+u)} - 1} du, \quad (7)$$

Здесь $\alpha = 1/137.06$ – постоянная тонкой структуры, $a_0 = 5.29 \cdot 10^{-9}$ см - борковский радиус, c - скорость света.

В достаточно плотных атмосферах горячих звезд ($n_e = 10^{11} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) подуровни nl водородоподобных ионов заселены пропорционально их статистическим весам $2l+1$, поэтому все подуровни nl можно объединить в эффективный уровень n . Сечения фотоионизации с уровня n представляют собой суммарные по l сечения фотоионизации с уровней nl :

$$\sigma_n(\nu) = \frac{1}{n^2} \cdot \sum_l (2l+1) \sigma_{nl}(\nu).$$

Усредненные по l сечения для водородоподобных ионов с зарядом Z описываются формулой Крамерса:

$$\sigma_n(\nu) \approx \frac{2^6}{3\sqrt{3}} \cdot \alpha [\pi a_0^2] \frac{n}{Z^2} \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^3 g_n(\nu) \equiv \sigma_0 \cdot g_n(\nu).$$

Для фактора Гаунта $g_n(\nu)$ обычно используются различные аналитические аппроксимации (см, например, [19, 52]). Сравнение известных аппроксимаций $g_n(\nu)$ с вычисленными по точным сечениям показало (подробности такого сравнения можно найти в работе [19]), что наилучшей является аппроксимация [103]:

$$g_n(n) = g_0(n) + \frac{g_1(n)}{1+n} + \frac{g_2(n)}{(1+n)^2} \quad (8)$$

Используя эту аппроксимацию, представим сечение фотоионизации с уровня $n = i$ в виде

$$\sigma_i(\nu) = \sigma_i^0 \frac{1}{(1+u)^3} \sum_{k=0}^2 \frac{B_k^{(i)}}{(1+u)^k} \quad (9)$$

Здесь $\sigma_i^0 = i \cdot \mathcal{G}_i \cdot 7.930 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 / Z^2 \text{ cm}^2$ - пороговое значения сечения фотоионизации с уровня i , где Z - заряд ядра водородоподобного иона, на практике используются в основном значения $Z = 1$ для H I и $Z = 2$ для иона He II; $B_k^{(i)} = g_k^{(i)} / \mathcal{G}_i$ где $g_k^{(i)}$ - коэффициенты разложения фактора Гаунта $g_i(\nu) = g_i(u)$ уровня i по степеням $1/(1+u)$, сумма $\mathcal{G}_i = g_0(i) + g_1(i) + g_2(i)$.

Выражение (9) является достаточно точной аппроксимацией сечений водородоподобных атомов в пороговой области и позволяет передать поведение сечения в области далеко от порога ионизации ($\nu/\nu^0 \gg 1$) значительно точнее, чем используемая в работе [176] аппроксимация фактора Гаунта.

Для того, чтобы определить сечения фотоионизации He I, воспользуемся экспериментальными данными по определению сечений [15], приведенными в табл. 2.

По аналогии с (9) представим сечения фотоионизации в виде

$$\sigma(u) = \sigma_0 \left(\frac{A}{u^s} + \frac{B}{u^{s+1}} + \frac{C}{u^{s+2}} \right).$$

Или, переходя к переменной $y = 1/u$, получим

$$\sigma(y) = \sigma_0 (Ay^s + By^{s+1} + Cy^{s+2}).$$

Таблица 2.

Полные экспериментальные сечения фотоионизации (Мб) для атома гелия с основного состояния

Е (eV)	σ_{exp}	Е (eV)	σ_{exp}
24.6	7.40	55.0	1.67
26.0	6.79	58.0	1.58
30.0	5.38	66.0	1.15
34.0	4.32	68.0	1.06
37.0	3.68	72.0	0.907
40.0	3.16	75.0	0.813
43.0	2.72	80.0	0.693
46.0	2.38	100.0	0.393
50.0	2.02	120.0	0.244
52.0	1.85	140.0	0.160

Полагая $s = 2$, найдем

$$\frac{\sigma}{y^2} = A + By + Cy^2. \quad (10)$$

Полиномиальные коэффициенты $A = 8.86$, $B = 0.44$, $C = -1.83$ найдены интерполяцией.

Аппроксимация (10) является достаточно хорошим приближением в области больших энергий и передает поведение сечения далеко от порога ионизации. При пороговых значениях энергии необходимой для ионизации уровней с $l \leq 2$ и $n > 1$, будем пользоваться аппроксимацией предложенной в работе [102]. Вычисленные значения сечений в области низких энергий представлены в Таблице 3.

Таблица 3.

Вычисленные значения сечений фотоионизации (Мб) для атома гелия в пороге.

Уровень	E (эВ)	σ_{exp}
1^1S	24.46	7.60
2^3S	4.71	5.28
2^1S	3.92	8.99
2^3P^0	3.57	8.40
2^1P^0	3.35	13.48

Для вычисления скорости фотоионизации необходимо аналитическое представление сечения внести под знак интеграла. Подставив разложение (9) в интеграл (7) получим:

$$\mathcal{F}(\beta) = \sigma_0 \sum_k B_k \cdot \mathcal{F}_{2-k}(\beta), \quad (11)$$

где $x = 1 + u$, а

$$\mathcal{F}_i(\beta) = \int_1^\infty [e^{\beta x} - 1]^{-1} \cdot x^i dx.$$

Для учета поглощения ионизирующего излучения в среде в подынтегральное выражение (11) необходимо внести множитель $e^{-\tau_\nu}$, где τ_ν — оптическая толщина среды между

источником ионизирующего излучения и местом, где происходит фотоионизация, в частоте ионизации ν ,

$$\tau_\nu = \int_0^r \sigma_i(\nu) n_i(r) dr = \tau_0 \frac{\sigma(\nu)}{\sigma(\nu_0)}, \quad \tau_0 = \int_0^r \sigma_i(\nu_0) n_i(r) dr \quad (12)$$

а n_i — населенность i — го уровня рассматриваемого элемента. При $\beta^* \gg 1$ можно использовать асимптотику интегралов $\mathcal{F}_i(\beta)$, полученную в работе [19], тогда

$$B_{ic}(\tau) = 9.98 \cdot 10^{26} \cdot \left[\frac{I_i}{Ry} \right]^3 \sigma_0 \frac{e^{-(\beta_i^* + k\tau_0)}}{\beta_i^*}.$$

Параметр k при малых значениях τ близок к единице, а при $\tau \gg 1$ может быть аппроксимирован выражением: $k = 1/(1 + \gamma \ln \tau)$. Мы получили следующие значения параметра γ для иона $HeII$: $\gamma = 0.04$ при $T_* = 10000 K$ и $\gamma = 0.10$ при $T_* = 100000 K$. При промежуточных значениях T_* значения γ можно получить линейной интерполяцией.

При малых значениях величины β^* можно использовать разложение интеграла $\mathcal{F}(\beta^*)$ по степеням β^* , полученное в [26] при $\tau_0 = 0$ и $g_n(\nu) = 1$.

На рис. 3 показаны вычисленные численным интегрированием сечений скорости фотоионизации с первого уровня $HeII$.

В Табл. 4 приведены скорости фотоионизации с уровней $n = 1 - 3$ $HeII$ излучением с планковским спектров при $T_e = 6 \cdot 10^4 K$, полученные точным интегрированием сечений фотоионизации.

Таблица 4.

Скорости фотоионизации HI и $HeII$ с уровней $n = 1 - 20$

τ	$B_{ic}(\tau)$		
	n=1	n=2	n=3
0.0	$2.58 \cdot 10^5$	$7.87 \cdot 10^7$	$9.30 \cdot 10^7$
1.0	$1.16 \cdot 10^5$	$5.38 \cdot 10^7$	$7.53 \cdot 10^7$
2.0	$5.29 \cdot 10^4$	$3.79 \cdot 10^7$	$6.21 \cdot 10^7$
4.0	$1.21 \cdot 10^4$	$2.06 \cdot 10^7$	$4.43 \cdot 10^7$
8.0	$9.66 \cdot 10^2$	$8.19 \cdot 10^6$	$2.65 \cdot 10^7$
12.0	$1.33 \cdot 10^2$	$4.22 \cdot 10^7$	$1.83 \cdot 10^7$

Зависимость скоростей фотоионизации от номера уровня показана на рис. 4. Видно, что роль фотоионизации с возбужденных уровней весьма существенна, особенно при температурах, не превышающих $60000 K$.

Рис. 3. Скорости фотоионизации HeII с первого уровня в функции оптической толщины в пороге ионизации τ_0 .

Рис. 4. Зависимость скоростей фотоионизации от номера уровня.

2.2.2 Фоторекомбинация

Обозначим через α_i - скорость спонтанной фоторекомбинации на уровень i . Введем безразмерный параметр $\beta_i = I_i / kT_e$. Скорость фоторекомбинации на уровень i равна

$$\alpha_i(T_e) = \int_0^\infty \sigma_i^{phr}(v) \cdot v \cdot f(v) dv \quad (13)$$

Функцию распределения электронов по скоростям $f(v)$ будем считать максвелловской, характеризуемой электронной температурой T_e . Выразим ее через пороговые единицы:

$$f(u) du = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \beta_i^{\frac{3}{2}} e^{-\beta_i u} \sqrt{u} du. \quad (14)$$

Сечение фоторекомбинации σ_i^{phr} определяется по сечению фотоионизации через соотношение Милна:

$$\sigma_i^{phr}(\nu) = \frac{\alpha^2}{4} \cdot \frac{g_i}{g^+} \cdot \frac{(u+1)^2}{u} \cdot \left[\frac{I_i}{Ry} \right] \cdot \sigma_i^{phi}(u) \quad (15)$$

Переходя к пороговым единицам, найдем:

$$\alpha_i(T_e) = \frac{c \alpha^3}{2 \sqrt{\pi}} \cdot \frac{g_i}{g^+} \cdot \left[\frac{I_i}{Ry} \right]^{\frac{3}{2}} \cdot \beta_i^{\frac{3}{2}} \mathcal{I}(\beta_i), \quad (16)$$

где

$$\mathcal{I}(\beta_i) = \int_0^\infty (1+u)^2 \cdot e^{-\beta_i u} \sigma^{phi}(u) du,$$

остальные обозначения обычны.

Подставив разложение (9) получим:

$$\mathcal{I}(\beta) = \sigma_0 e^\beta \sum_k B_k E_{s_k-2}. \quad (17)$$

Здесь $E_q(\beta)$ – интегральная показательная функция

$$E_q(\beta) = \int_1^\infty e^{-\beta x} x^{-q} dx.$$

Для иллюстрации приведем в табл. 5 скорости спонтанной фоторекомбинации на уровни $n = 1 - 20$ водорода и ионизованного гелия, вычисленные согласно (16).

При значениях параметра $\beta_i \gg 1$, можно получить простые аналитические формулы для расчета скорости фоторекомбинации на уровень i . Используя асимптотику $E_q(\beta)$ [19] и, ограничиваясь первыми тремя членами разложения:

$$E_q(\beta) = \frac{e^{-\beta}}{\beta} \left(1 - \frac{q}{\beta} + \frac{q(q+1)}{\beta^2} \right).$$

Таблица 5

Скорости фоторекомбинации HI и HeII на уровни $n = 1 - 20$

T_e	10^3 K		10^4 K		10^5 K		10^6 K		10^7 K	
k	HI	HeII	HI	HeII	HI	HeII	HI	HeII	HI	HeII
1	5.21E-13	2.09E-12	1.58E-13	6.54E-13	3.90E-14	1.90E-13	5.28E-15	3.83E-14	3.90E-16	3.97E-15
2	2.81E-13	1.15E-12	7.70E-14	3.46E-13	1.31E-14	8.24E-14	1.15E-15	1.07E-14	6.66E-17	7.69E-16
3	1.99E-13	8.27E-13	4.69E-14	2.35E-13	6.06E-15	4.52E-14	4.38E-16	4.50E-15	2.29E-17	2.78E-16
4	1.43E-13	6.07E-13	2.99E-14	1.64E-13	3.27E-15	2.68E-14	2.12E-16	2.31E-15	1.05E-17	1.31E-16
5	1.10E-13	4.80E-13	2.05E-14	1.21E-13	1.98E-15	1.74E-14	1.20E-16	1.35E-15	5.73E-18	7.29E-17
6	8.77E-14	3.95E-13	1.48E-14	9.35E-14	1.30E-15	1.20E-14	7.46E-17	8.63E-16	3.48E-18	4.48E-17
7	7.19E-14	3.34E-13	1.10E-14	7.41E-14	9.00E-16	8.69E-15	4.98E-17	5.88E-16	2.28E-18	2.97E-17
8	6.00E-14	2.88E-13	8.50E-15	6.00E-14	6.52E-16	6.50E-15	3.50E-17	4.19E-16	1.58E-18	2.07E-17
9	5.08E-14	2.51E-13	6.70E-15	4.93E-14	4.89E-16	5.00E-15	2.56E-17	3.11E-16	1.14E-18	1.50E-17
10	4.35E-14	2.22E-13	5.38E-15	4.12E-14	3.77E-16	3.94E-15	1.93E-17	2.37E-16	8.51E-19	1.13E-17
11	3.76E-14	1.98E-13	4.40E-15	3.48E-14	2.97E-16	3.16E-15	1.50E-17	1.85E-16	6.54E-19	8.72E-18
12	3.28E-14	1.77E-13	3.64E-15	2.97E-14	2.38E-16	2.58E-15	1.19E-17	1.48E-16	5.14E-19	6.88E-18
13	2.88E-14	1.60E-13	3.05E-15	2.55E-14	1.95E-16	2.14E-15	9.55E-18	1.20E-16	4.11E-19	5.53E-18
14	2.55E-14	1.45E-13	2.59E-15	2.22E-14	1.61E-16	1.79E-15	7.82E-18	9.88E-17	3.35E-19	4.51E-18
15	2.26E-14	1.32E-13	2.22E-15	1.94E-14	1.35E-16	1.52E-15	6.49E-18	8.24E-17	2.76E-19	3.73E-18
16	2.02E-14	1.21E-13	1.91E-15	1.70E-14	1.15E-16	1.30E-15	5.45E-18	6.95E-17	2.31E-19	3.13E-18
17	1.82E-14	1.11E-13	1.66E-15	1.51E-14	9.79E-17	1.12E-15	4.62E-18	5.92E-17	1.95E-19	2.65E-18
18	1.64E-14	1.02E-13	1.46E-15	1.34E-14	8.45E-17	9.73E-16	3.95E-18	5.09E-17	1.66E-19	2.26E-18
19	1.48E-14	9.46E-14	1.28E-15	1.20E-14	7.34E-17	8.52E-16	3.41E-18	4.40E-17	1.43E-19	1.95E-18
20	1.35E-14	8.76E-14	1.14E-15	1.08E-14	6.42E-17	7.50E-16	2.97E-18	3.84E-17	1.24E-19	1.69E-18

Подставив это выражение в формулу (17), а результат – в выражение (16), найдем:

$$\alpha_i(T_e) = 5.215 \cdot 10^{-14} Z \sqrt{\beta_i} \left(C_0 - \frac{C_1}{\beta_i} + \frac{C_2}{\beta_i^2} \right), \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (18)$$

где $C_1 = B_0 + B_1 + B_2$, $C_2 = B_0 + 2B_1 + 3B_2$, $C_3 = 2B_0 + 6B_1 + 12B_2$. Приведем значения коэффициентов C_0 , C_1 и C_2 для $n = 1$, используя данные в [103] коэффициенты разложения фактора Гаунта (8): $C_0 = 0.7942$, $C_1 = 0.5316$, $C_2 = 0.3917$. Сравнение с точными значениями α_1 показало, что использование разложения (18) позволяет получать скорости фоторекомбинации с ошибкой ≈ 0.3 % при $\beta_i > 10$ и меньше 3% при $\beta_i > 1$. Значения $\beta_i = 157809/i^2 T_e$ для HI и $\beta_i = 631572/i^2 T_e$ для HeII, поэтому это соотношение позволяет вычислять с приемлемой точностью скорости фоторекомбинации при $T_e \leq 1.6 \cdot 10^5 / i^2 \text{ K}$ и $T_e \leq 6.3 \cdot 10^5 / i^2 \text{ K}$ для HI и HeII соответственно. Следует отметить, что представленная аппроксимация величины α_i применима в значительно более широком интервале температур, чем используемая обычно для этой цели степенная [6].

Для получения скорости вынужденной фоторекомбинации подынтегральное выражение в формуле (13) необходимо умножить на число заполнения фотонных состояний:

$$N_\nu = \frac{c}{2h\nu^3} \bar{J}_\nu = (e^{h\nu/kT_*} - 1)^{-1},$$

тогда скорость вынужденной фоторекомбинации

$$B_{ci} = \int_0^\infty \sigma_i^{phr}(v) \cdot v \cdot f(v) N_\nu dv. \quad (19)$$

Перейдя к пороговым единицам и проделав простые преобразования, получим :

$$B_{ci} = \frac{c \alpha^3}{2 \sqrt{\pi}} \cdot \frac{g_i}{g^+} \cdot \left[\frac{I_i}{Ry} \right]^{\frac{3}{2}} \cdot \beta_i^{\frac{3}{2}} \mathcal{J}(\beta_i, \beta_i^*), \quad (20)$$

где интеграл

$$\mathcal{J}(\beta, \beta^*) = \int_0^\infty \frac{(1+u)^2 e^{-\beta u} \sigma^{phi}(u)}{e^{\beta^*(1+u)} - 1} du. \quad (21)$$

При $\beta^* \gg 1$, в знаменателе подынтегрального выражения (21) можно отбросить единицу, тогда этот интеграл выразится суммой интегральных экспонент $E_q(\beta + \beta^*)$. Используя их асимптотику, получим связь между скоростями спонтанной и вынужденной фоторекомбинации:

$$B_{ci}^{Pr}(T_e) = \frac{T_e}{T_e + T_*} e^{-\beta_i^*} \alpha_i(T_e). \quad (22)$$

На рис. 5 показаны скорости спонтанной α_i и вынужденной B_{ci} рекомбинации, вычисленные численным интегрированием согласно формулам (16) и (20), в сравнении с полученными по приближенной формуле (22) скоростями B_{ci}^{Pr} . При малых n , когда выполняется условие $\beta^* \gg 1$ скорости вынужденной фоторекомбинации, полученные по точной и приближенной формулам близки, тогда как при больших n величины $\beta^* \ll 1$ и точные значения B_{ci} на два порядка превосходят приближенные. Видно, что роль вынужденной фоторекомбинации в заселении уровней с малыми n ($n \leq 5$) мала, однако для $n > 5$ заселение уровней в результате вынужденной рекомбинации необходимо учитывать, по крайней мере, в областях близких к границе фотосферы, где значение W — коэффициента дилуции не мало.

Важное значение при решении уравнений ионизационного баланса играет величина p — доля рекомбинаций на первый уровень рассматриваемого иона:

$$p = \frac{\alpha_1}{\alpha_{tot}} = \frac{\alpha_1}{\sum_{i>1} \alpha_i}.$$

Мы вычислили эту величину для ионов H I и He II при $T_e = 10^3 - 10^6$ K. При вычислении полных скоростей фоторекомбинации сумма до $n = 20$ вычислялась точно, а при $n > 20$ заменялась интегралом. Зависимость $p(T_e)$ показана на рис. 6. Для удобства представим величину $p(T_e)$ в виде:

$$p(T_e) = p(t) = p = \frac{p_0 + p_1 A t^\beta}{1 + A t^\beta}. \quad (23)$$

Здесь $t = T_e/10^4$ K, p_0 - значение $p(T_e)$ при $T_e \rightarrow 0$, p_1 - при $T_e \rightarrow \infty$

Величины A и β являются медленно меняющимися функциями T_e . Из соотношения (23) легко получить, что

$$A t^\beta = \frac{p - p_0}{p_1 - p}$$

Логарифмируя, а затем дифференцируя это соотношение, найдем:

$$\beta = \frac{(p_1 - p_0) p' t}{(p - p_0)(1 - p)}, \quad A = \frac{p - p_0}{(p_1 - p) t^\beta}$$

Производная $p' = dp/dt$ определяется численным дифференцированием функции $p(t)$. Используя вышеописанную процедуру, найдем для H I значения: $A = 0.429$, $\beta = 1.27$, $p_0 = 0.33$, $p_1 = 0.59$. Формула (23) с найденными значениями параметров A , δ , p_0 и p_1 позволяет получить величину p при произвольных значениях электронных температур с точностью не хуже 1%. Полную скорость рекомбинации легко найти из соотношения $\alpha_{tot} = \alpha_1/p$, используя аппроксимации (18) и (23).

Рис. 5. Скорости спонтанной α_i и вынужденной B_{ci} рекомбинации в сравнении с полученными по приближенной формуле (22) значениями B_{ci}^{Pr}

Рис. 6. Зависимость доли рекомбинаций на первый уровень НІ от температуры.

В заключение отметим, что использование представленных аппроксимаций скоростей фотопроцессов значительно уменьшает время расчета ионизационной структуры атмосферы. Некоторые примеры подобных аппроксимаций для других химических элементов даны в работе [19].

2.3 Нагрев электронного газа

2.3.1 Фотоионизационный нагрев электронного газа

Средняя энергия, приобретаемая электронным газом в 1 см^3 за 1 сек при фотоионизациях с уровня i , определяется интенсивностью ионизирующего излучения и сечением фотоионизации с этого уровня, $\sigma_i^{\text{phi}}(\nu)$:

$$n_i \Gamma_{ic} = n_i \int_{\nu_i^0}^{\infty} \sigma_i^{\text{phi}}(\nu) \cdot \frac{4\pi \bar{J}_\nu(T_*)}{h\nu} \cdot (h\nu - h\nu_i^0) d\nu. \quad (24)$$

Здесь Γ_{ic} - скорость фотонагрева, индексом c — обозначено состояние непрерывного спектра, n_i - населенность уровня i рассматриваемого элемента.

Перед тем, как рассчитывать скорости фотонагрева, конкретизируем модель среды. Будем считать, что точечный источник излучения находится внутри сферически-симметричной однородной газовой оболочки. Такая модель может быть использована для описания газовых туманностей (в этом случае источник излучения - центральная звезда туманности) и для оболочек звезд ранних спектральных классов. В последнем случае, центральный источник излучения — ядро (фотосфера) звезды, окружено сферически-симметричной расширяющейся оболочкой — атмосферой звезды.

Интенсивность ионизирующего излучения определяется как прямым излучением внешнего источника, ослабленным поглощением в оболочке (туманности), так и диффузным излучением самой оболочки (туманности). Будем рассматривать только прямое излучение, ролью диффузного излучения (не более 50% от полной интенсивности прямого излучения [52] в нагреве и охлаждении электронного газа будем пренебрегать.

Подставим в соотношение (24) выражение (3) для средней интенсивности ионизирующего излучения и перейдем к пороговым единицам, тогда

$$\Gamma_{ic} = W \cdot G_{ic} = W \frac{1}{8\pi^2} \cdot \frac{c\alpha^3}{a_0^3} \left[\frac{I_i}{Ry} \right]^3 \cdot I_i \cdot \mathcal{J}(\beta_i^*, \tau_i^0), \quad (25)$$

где τ_i^0 определено уравнением (12), а

$$\mathcal{J}(\beta_i^*, \tau_i^0) = \int_0^\infty \frac{u(1+u)^2 \sigma_i^{\text{phi}}(\nu) e^{-\tau_i^0 f_i(u)}}{e^{\beta_i^* (u+1)} - 1} du. \quad (26)$$

Подставим в выражение (26) разложение (9), тогда

$$\mathcal{J}(\beta_i^*, \tau_i^0) = \sigma_0 \sum_{k=0}^2 B_k^{(i)} \left[\mathcal{Q}_k^f(\beta_i^*, \tau_i^0) - \mathcal{Q}_{k+1}^f(\beta_i^*, \tau_i^0) \right]. \quad (27)$$

Здесь интеграл

$$\mathcal{Q}_k^f(\beta^*, \tau) = \int_1^\infty \frac{e^{-\tau f(x)}}{x^k (e^{\beta^* x} - 1)} dx, \quad (28)$$

где $x = 1 + u$, а функция $f(x)$ описывает частотную зависимость сечения фотоионизации согласно соотношению (4). Индекс f указывает, что интеграл Q является функционалом, зависящим от вида функции $f(x)$.

Скорости фотонагрева ионов HI и HeII были вычислены нами для значений $n = 1 - 100$ и $10^3 K \leq T_* \leq 10^6 K$. Рис. 7 иллюстрирует зависимость скорости фотонагрева при фотоионизациях с уровней HI от номера уровня n . Аналогичная зависимость имеет место и для HeII.

Полученные нами зависимости скоростей фотонагрева от n ясно демонстрируют, что фотонагрев электронного газа при ионизации HI и HeII в атмосферах относительно холодных звезд спектрального класса В с $T_{\text{eff}} \leq 2 \cdot 10^4 K$ происходит, преимущественно, при ионизациях с возбужденных уровней с $n > 2$, в то время как нагрев электронного газа в атмосферах горячих звезд Вольфа-Райе типа OVI и в планетарных туманностях с высокотемпературными ядрами ($T_{\text{eff}} \geq 10^5 K$) происходит главным образом при ионизациях H и HeII с их основных уровней.

В табл. 6 представлены полученные нами численным интегрированием сечений фотоионизации скорости фотоионизационного нагрева при ионизациях с первых четырех уровней водорода и ионизованного гелия излучением с планковским спектром без учета поглощения излучения в среде ($\tau(\nu) = 0$).

Таблица 6. Скорость нагрева электронного газа G_{ic} (эрг/с) при фотоионизациях HI и HeII излучением с планковским спектром ($I_\nu = B_\nu(T_*)$) при нулевой оптической толщине среды в пороге ионизации первого уровня и значении коэффициента диллюции $W = 1$.

$T_*/10^4 K$	HI				HeII			
	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$
0.10	0.00E+00	0.00E+00	5.36E-15	4.52E-12	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
0.50	2.57E-18	5.94E-09	1.27E-07	2.12E-07	0.00E+00	1.40E-18	1.75E-11	3.14E-09
1.00	7.09E-11	1.08E-06	2.43E-06	1.85E-06	0.00E+00	3.83E-11	7.05E-08	5.65E-07
2.00	7.09E-07	2.63E-05	1.89E-05	9.54E-06	1.64E-16	3.80E-07	8.10E-06	1.36E-05
3.00	2.08E-05	1.02E-04	4.97E-05	2.15E-05	1.35E-11	1.11E-05	5.28E-05	5.24E-05
4.00	1.31E-04	2.33E-04	9.18E-05	3.66E-05	4.53E-09	6.91E-05	1.55E-04	1.18E-04
5.00	4.30E-04	4.13E-04	1.43E-04	5.41E-05	1.63E-07	2.26E-04	3.23E-04	2.10E-04
6.00	1.01E-03	6.40E-04	2.02E-04	7.36E-05	1.90E-06	5.27E-04	5.57E-04	3.23E-04
7.00	1.93E-03	9.07E-04	2.68E-04	9.49E-05	1.14E-05	1.01E-03	8.54E-04	4.58E-04
8.00	3.24E-03	1.21E-03	3.40E-04	1.18E-04	4.53E-05	1.68E-03	1.21E-03	6.10E-04
9.00	4.97E-03	1.55E-03	4.17E-04	1.42E-04	1.36E-04	2.57E-03	1.63E-03	7.80E-04
10.00	7.12E-03	1.92E-03	4.98E-04	1.67E-04	3.33E-04	3.68E-03	2.09E-03	9.65E-04
12.00	1.27E-02	2.75E-03	6.74E-04	2.20E-04	1.33E-03	6.55E-03	3.18E-03	1.38E-03
15.00	2.44E-02	4.17E-03	9.65E-04	3.07E-04	5.73E-03	1.25E-02	5.14E-03	2.08E-03
20.00	5.21E-02	6.95E-03	1.51E-03	4.65E-04	2.75E-02	2.64E-02	9.16E-03	3.46E-03
30.00	1.34E-01	1.37E-02	2.75E-03	8.19E-04	1.62E-01	6.75E-02	1.94E-02	6.79E-03
50.00	3.81E-01	3.03E-02	5.66E-03	1.63E-03	9.23E-01	1.90E-01	4.61E-02	1.50E-02
100.00	1.31E+00	8.27E-02	1.44E-02	4.00E-03	5.69E+00	6.49E-01	1.35E-01	4.07E-02

Тепловое состояние электронного газа в областях HII и HeIII, где H и He почти полностью ионизованы и $\tau_i^0 \ll 1$ для всех уровней i , определяется скоростями фотонагрева, представленными в табл. 6. Для определения электронной температуры в переходных зонах HI/HII и HeII/HeIII, требуется получение зависимости скорости фотонагрева от оптической толщины среды в частоте ионизации.

Зависимость величины $G_{ic} = G_{ic}(\tau)$ для первого уровня $i = 1$ HI, полученной численным вычислением интегралов Q_k^f в выражении (28), проиллюстрирована на рис. 8. Из рисунка видно, что скорость фотонагрева уменьшается значительно медленнее, чем происходит падение интенсивности ионизирующего излучения в частоте порога ионизации (пропорционально $\exp(-\tau)$).

Рис. 7. Зависимость скорости фотонагрева при фотоионизациях с уровней HI от n . Номера кривых соответствуют следующим значениям температур T_* : 200000 K (1), 100000 K (2), 50000 K (3), 30000 K (4), 20000 K (5).

Рис. 8. Скорости фотонагрева при фотоионизации с первого уровня H I в функции оптической толщины среды между источником ионизирующего излучения и ионизуемым атомом.

Этот эффект ответственен за поддержание относительно высокой температуры в областях HI и HeII. Анализ рассчитанных скоростей фотонагрева показывает, что часто используемое приближение, когда в выражениях для скоростей фотоионизации и фотонагрева множитель $\exp(-\tau)$ выносится за знак интеграла (см., например, [8]), дает существенно заниженные значения указанных скоростей. Так, например, при значении $T_* = 3 \cdot 10^4$ K действительное значение скорости фотонагрева при ионизациях HI с основного состояния $n = 1$ ($8.02 \cdot 10^{-7}$ эрг/с) при $\tau = 9$ в 313 раз больше вычисленного при вынесении множителя $\exp(-\tau)$ за знак интеграла (26). При $\tau \approx 10^2$ эта разница достигает 39 порядков величины.

Анализ зависимости $G_{ic}(\tau)$ показал, что скорости фотонагрева представимы в широком интервале оптических толщин ($0 - 10^4$ K) с точностью не ниже 1% алгебраическим полиномом:

$$G_{ic}(\tau) = \sum_{k=0}^5 a_k [\lg(1 + \tau)]^k. \quad (29)$$

Приведем в таблице 7 рассчитанные значения коэффициентов разложения a_k для основных уровней $n = 1$ HI и HeII. Для промежуточных значений T_* величины a_k легко могут быть получены сплайн-интерполяцией.

Таблица 7. Коэффициенты полиномиальной аппроксимации функции $\ln G_{1c}(\tau)$ при фотоионизациях HI и HeII с уровня $n = 1$.

HI						
T_*, K	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
5000	-7.0659	0.2766	-1.6491	-2.4646	0.7351	-0.0952
10000	0.3559	0.9140	-3.8925	0.6437	-0.1491	
15000	3.0564	0.2612	-2.6830	0.4487	-0.1095	
20000	4.4659	-0.0048	-2.0318	0.3340	-0.0862	
30000	5.9582	-0.1895	-1.3610	0.2135	-0.0607	
50000	7.2862	-0.2422	-0.8198	0.1162	-0.0387	
&						
HeII						
T_*, K	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
25000	-2.9210	0.4120	-2.4364	-1.3525	0.4261	-0.0624
35000	0.5274	0.3313	-2.7422	-0.3914	0.1485	-0.0312
50000	3.1654	0.5094	-3.1837	0.5329	-0.1264	
75000	5.3826	0.0433	-2.1642	0.3577	-0.0911	
100000	6.5507	-0.1283	-1.6310	0.2615	-0.0712	
150000	7.8025	-0.2290	-1.0904	0.1638	-0.0499	

Отметим, что, как показывают результаты расчетов [25], населенности второго и более высоких уровней HI и HeII даже в плотных оболочках звезд типа WR малы (тем более они малы в менее плотных атмосферах других типов звезд ранних спектральных классов), поэтому малы и оптические толщины в соответствующих порогах ионизации ($\tau_i^0 < 0.01$ при $i \geq 2$ [6] уровней $i = 1$ HI и HeII. Величины $G_{ic}(\tau)$ при $i \geq 2$ можно считать равными $G_{ic}(0)$.

Поступление энергии к электронному газу удобно выражать через среднюю энергию, приобретаемую фотоэлектронами при фотоионизации:

$$\bar{\epsilon}_{ic} = \frac{G_{ic}}{B_{ic}} = \phi_i \cdot kT_*,$$

где ϕ_i - безразмерный параметр порядка единицы. В приближении низких температур при $\beta_i^* \gg 1$ и $\tau_i^0 \ll 1$ легко получить, что

$$G_{ic} \approx B_{ic} kT_*, \quad \bar{\epsilon}_{ic} \approx kT_*.$$

Таким образом в области низких температур ($kT_* \ll I_i$) скорость фотоионизационного нагрева пропорциональна T_* . Для определения полной скорости фотонагрева электронного газа требуется просуммировать выражение (24) по всем уровням. В условиях типичных для межзвездной среды и газовых туманностей населенность верхних уровней мала, поэтому достаточно учитывать фотоионизацию только с первого уровня [20].

Для оптически плотных сред (например, оптически толстых в L_c континуумах H I и He I атмосфер звезд ранних спектральных классов) интенсивность излучения в L_c континууме сильно ослаблена, и следует учитывать поступление энергии к электронному газу при ионизациях с возбужденных уровней. Как показывают расчеты, при типичных для звезд ранних спектральных классов величинах T_e и T_* достаточно учитывать фотоионизацию с первых трех-четырех уровней.

При этом значения скоростей фотонагрева для уровней $i = 2 - 4$ могут быть, как говорилось выше, взяты непосредственно из табл. 4, а скорости фотонагрева для уровня $i = 1$ могут быть определены по коэффициентам, данным в табл. 5.

2.3.2 Масштабные соотношения для скоростей фотоионизации и фотонагрева

Как известно (см., например, [19]), зависимость сечения фотоионизации с произвольного уровня i водородоподобного иона с зарядом ядра Z может быть представлена следующей формулой:

$$\sigma_i^{\text{phi}}(Z, \nu) = Z^{-2} \sigma_i^{\text{phi}}(1, \nu/Z^2),$$

где $\sigma_i^{\text{phi}}(1, \nu)$ - соответствующее сечение фотоионизации для H I. Это соотношение принимает особенно простой вид при использовании пороговых единиц для энергий ионизирующих атом (водородоподобный ион) квантов:

$$\sigma_i^{\text{phi}}(Z, u) = Z^{-2} \sigma_i^{\text{phi}}(1, u).$$

Потенциал ионизации иона с зарядом Z с уровня i - $I_i(Z) = Ry Z^2/i^2$. Постоянная Ридберга для водородоподобного иона с массой ядра M_Z $Ry = 109737.06 \text{ cm}^{-1}/(1 + m_e/M_Z)$. Здесь m_e - масса электрона. Разность величин постоянных Ридберга для водородоподобных ионов с разными Z не превышает 0.1%, поэтому можно приближенно положить $I_i(Z) \propto Z^2$. Используя вышеприведенные соотношения для сечений фотоионизации и энергий уровней и подставляя их в формулы (25) и (26), получим следующие масштабные соотношения для скоростей фотонагрева:

$$G_{ic} = G_{ic}(Z, T_*, \tau_i^0) = Z^6 \cdot G_{ic}(1, T_*/Z^2, \tau_i^0). \quad (30)$$

Здесь $G_{ic}(1, T_e/Z^2, \tau_i^0)$ - скорость фотонагрева для H I. Используя соотношения для скоростей фотоионизации с уровня i - B_{ic} , приведенные в [17], получим также:

$$B_{ic} = B_{ic}(Z, T_*, \tau_i^0) = Z^4 \cdot B_{ic}(1, T_*/Z^2, \tau_i^0). \quad (31)$$

Данные формулы показывают, что скорость фотонагрева быстро растет с ростом заряда ядра (если величина $\beta_i^* \approx 1$). Это означает, что нагрев электронного газа в атмосферах звезд ранних спектральных классов, для которых условие $\beta_i^* \approx 1$ выполнено по крайней мере для возбужденных уровней, происходит главным образом при ионизации He⁺ и ионов с более высоким зарядом, в частности, C²⁺, C³⁺, N²⁺, O²⁺ и др.

2.4 Рекомбинационные потери энергии

2.4.1 Охлаждение при спонтанных фоторекомбинациях

Перейдем к рассмотрению рекомбинационных потерь энергии. В этом пункте, говоря о потерях энергии при рекомбинации, будем иметь в виду только спонтанную рекомбинацию. Средняя энергия, теряемая электронным газом при фоторекомбинациях на уровень i в 1см^3 за 1 с, равна

$$n_e L_i(T_e) = n_e \int_0^\infty \sigma_i^{\text{phr}}(v) v f(v) \frac{mv^2}{2} dv \quad (32)$$

Здесь $L_i(T_e)$ - скорость потери энергии при рекомбинации на уровень i (скорость рекомбинационного охлаждения). Функцию распределения электронов по скоростям $f(v)$ будем считать максвелловской, характеризуемой электронной температурой T_e .

Перейдя к сечению фотоионизации через соотношение Милна, записанное в пороговых единицах (15), получим:

$$L_i(T_e) = \frac{c \alpha^3}{2 \sqrt{\pi}} \cdot \frac{g_i}{g^+} \left[\frac{I_i}{Ry} \right]^{3/2} \beta_i^{3/2} I_i \mathcal{L}(\beta_i), \quad (33)$$

где

$$\mathcal{L}(\beta) = \int_0^\infty u(1+u)^2 e^{-\beta u} \sigma_i^{\text{phi}}(u) du.$$

Для аналитического представления сечений (9)

$$\mathcal{L}(\beta) = \sigma_0 e^\beta \sum_k B_k [E_k(\beta) - E_{k+1}(\beta)] . \quad (34)$$

Подставляя в (34) асимптотическое разложение интегральной экспоненты, получим при $\beta_i \gg 1$

$$\mathcal{L}(\beta_i) = \sigma_i^0 \frac{1}{\beta^2},$$

что означает, что в приближении низких температур ($kT_e \ll I_i$) скорость рекомбинационного охлаждения не зависит от способа аппроксимации сечений фотоионизации.

Полную энергию, теряемую электронным газом при рекомбинации, можно представить в виде

$$L(T_e) = \mu \cdot \alpha \cdot kT_e,$$

где α - полная скорость рекомбинации, рассчитанная в предыдущем параграфе.

Определим также величину

$$q = q(T_e) = \frac{L_1(T_e)}{L(T_e)} -$$

долю скорости охлаждения при рекомбинации на 1 уровень в полной скорости рекомбинационного охлаждения. Величина $q(T_e)$, так же как и отношение скорости рекомбинации на первый уровень к полной скорости рекомбинации

$$p = p(T_e) = \frac{\alpha_1(T_e)}{\alpha(T_e)},$$

определяет вклад диффузного излучения в скорости рекомбинационного охлаждения и скорости фотоионизации соответственно.

Зависимость величин p , q и μ от температуры дана на рис. 9. При низких температурах величины p и q стремятся к одному асимптотическому значению $p_0 \approx 0.2$, в то время как асимптотическое значение множителя $\mu = 1$. Из рисунка видно, что, как и следовало ожидать, асимптотические значения для H I и He II совпадают. Представленные на Рис. 9 величины p , q и μ вычислены в значительно более широком интервале температур, чем приведенные на Рис. 6. По этой причине их зависимость от температуры не представима с достаточной степенью точности простым аналитическим выражением, приведенным в этой статье. Приведем в таблице 8 значения рассматриваемых параметров. При промежуточных значениях T_e они могут быть легко получены, например, сплайн-интерполяцией.

Вычисленные значения величины $L(T_e)$ и, соответственно, параметры p , q и μ значительно точнее представленных в работе [19]. Из сравнения значений сечений фотоионизации, полученных при использовании этой аппроксимации, можно оценить точность расчета величины $L(T_e)$ в пределах 1%.

Таблица 8.
Параметры p , q и μ для H I и He II

$lg(T_e)$	H I			He II		
	p	q	μ	p	q	μ
2.00	0.202	0.213	0.947	0.193	0.197	0.981
2.50	0.220	0.243	0.903	0.200	0.209	0.955
3.00	0.252	0.293	0.856	0.216	0.236	0.912
3.50	0.306	0.369	0.819	0.244	0.282	0.865
4.00	0.380	0.467	0.781	0.292	0.351	0.824
4.50	0.467	0.580	0.725	0.362	0.445	0.788
5.00	0.562	0.684	0.643	0.448	0.557	0.737
5.50	0.643	0.759	0.534	0.543	0.665	0.663
6.00	0.702	0.801	0.423	0.629	0.746	0.559

2.4.2 Охлаждение при вынужденных фоторекомбинациях

Рассмотрим теперь роль вынужденной рекомбинации и связанные с ней потери энергии электронным газом. Как известно [52], для получения скорости потери энергии при вынужденной фоторекомбинации подынтегральное выражение в формуле (32) необходимо умножить на число заполнения фотонных состояний: $N_\nu = (c^2/2h\nu^3)\bar{J}_\nu$, тогда скорость охлаждения при вынужденной фоторекомбинации на уровень i

$$L_{ci}^{\text{st}} = \int_0^\infty \sigma_i^{\text{phr}}(v) \cdot v \cdot f(v) N_\nu dv.$$

Подставив в выражение для чисел заполнения формулу (3) для средней интенсивности $\bar{J}_\nu$, получим

$$N_\nu = W e^{-\tau_\nu} \frac{1}{e^{h\nu/kT_*} - 1}. \quad (35)$$

Рис. 9. Зависимость величин p , q и μ от температуры. Сплошная линия – HI, пунктир – HeII.

Перейдем к сечению фоторекомбинации через соотношение Милна (15), используя пороговые единицы и проделав простые преобразования с учетом аппроксимации (9). Представим скорость потери энергии при вынужденной рекомбинации в виде:

$$R_{ci}^{\text{st}} = W \cdot L_i^{\text{st}} = W \cdot \frac{c \alpha^3}{2 \sqrt{\pi}} \cdot \frac{g_i}{g^+} \cdot \left[\frac{I_i}{Ry} \right]^{3/2} \cdot \beta_i^{3/2} I_i e^\beta \sum_k B_k \cdot \mathcal{H}(\beta_i, \beta_i^*, \tau_i^0). \quad (36)$$

Здесь

$$\mathcal{H}(\beta_i, \beta_i^*, \tau_i^0) = \int_0^\infty \frac{u(u+1)^2 \sigma_i^{\text{phi}}(u) e^{(-\beta_i u + \tau_i^0 f_i(u))}}{e^{\beta_i^*(u+1)} - 1} du. \quad (37)$$

Подставляя в это выражение аналитическую аппроксимацию сечений фотоионизации (9), получаем:

$$\mathcal{H}(\beta, \beta^*, \tau_i^0) = \sigma_i^0 \sum_{k=0}^2 B_k^{(i)} \left(\mathcal{S}_k^f(\beta, \beta^*, \tau_i^0) - \mathcal{S}_{k+1}^f(\beta, \beta^*, \tau_i^0) \right), \quad (38)$$

где

$$\mathcal{S}_k^f(\beta, \beta^*, \tau) = e^\beta \int_1^\infty \frac{e^{(\beta x + \tau f(x))}}{x^k (e^{\beta^* x} - 1)} dx,$$

Как и в случае выражения (28) индекс f указывает, что интеграл $\mathcal{S}$ является функционалом и определяется при $\tau \neq 0$ зависимостью $f(x)$ сечения фотоионизации от частоты. При $\beta^* \gg 1$ в знаменателе подинтегрального выражения можно пренебречь единицей, тогда при $\tau \ll 1$

$$\mathcal{S}_k^f(\beta, \beta^*, \tau) \approx E_k(\beta + \beta^*).$$

Используя асимптотику интегральной экспоненты при $\beta^* \gg 1$, и учитывая первые два члена в разложении $E_q(\beta)$ по степеням $1/\beta$, получаем связь между скоростями потери энергии на спонтанную и вынужденную фоторекомбинации:

$$L_i^{\text{st}}(T_e, T_*) = \frac{T_*^2}{(T_e + T_*)^2} e^{-\beta_i^*} L_i(T_e). \quad (39)$$

Для первых уровней HI и HeII условие $\beta_1^* \gg 1$ обычно выполняется, что означает, во-первых, что скорость охлаждения при вынужденной рекомбинации на первый уровень из-за наличия множителя $e^{-\beta_i^*}$ в соотношении (39) много меньше соответствующей величины для спонтанной рекомбинации и, во-вторых, мала по сравнению со скоростями охлаждения в результате вынужденной рекомбинации на возбужденные уровни. Таким образом в полной скорости охлаждения вследствие вынужденной рекомбинации –

$$R^{\text{st}}(T_e) = W \cdot L^{\text{st}}(T_e) = W \sum_{i=1}^\infty L_i^{\text{st}}(T_e) \quad (40)$$

вклад рекомбинаций на первый уровень мал (не более 1%) и полная скорость охлаждения определяется рекомбинациями на уровни $i \geq 2$. Как уже отмечалось ранее, атмосферы звезд ранних спектральных классов оптически тонки в континуумах этих уровней. Таким образом полная скорость рекомбинационного охлаждения практически не зависит от оптической толщины атмосферы в L_c континуумах HI и HeII.

2.4.3 Полные скорости рекомбинационного охлаждения

Полная скорость рекомбинационного охлаждения складывается из вклада рекомбинационного охлаждения в результате спонтанной фоторекомбинации и охлаждения при вынужденной фоторекомбинации:

$$L^{tot}(T_e) = L(T_e) + W \cdot L^{st}(T_e, T_*) . \quad (41)$$

Как отмечалось в предыдущем разделе, зависимость L^{st} от τ_i^0 можно не учитывать. Из этой формулы видно, что в газовых туманностях, в которых ионизирующее излучение сильно дилутировано ($W \approx 10^{-14} - 10^{-9}$) вклад вынужденной рекомбинации пренебрежимо мал. В условиях, характерных для атмосфер звезд ранних спектральных классов, вынужденная рекомбинация, как можно видеть на рис. 10, вносит значительный вклад в полную скорость рекомбинационного охлаждения.

Для расчета полной скорости охлаждения можно воспользоваться данными табл. 9. Для промежуточных значений T_e и T_* величины $L(T_e)$ и $L^{st}(T_e, T_*)$ легко могут быть найдены интерполяцией.

Таблица 9. Полные скорости охлаждения при спонтанной и вынужденной рекомбинациях H I и He II в единицах 10^{-25} эрг см³/с.

H I					
T_e K	Спонтанная	Вынужденная			
	$T_*/10^4 K :$	1.00	2.00	5.00	10.00
5000	3.78	1.48	2.03	2.81	3.48
10000	4.49	1.40	2.07	3.10	4.02
15000	4.90	1.30	2.03	3.20	4.30
20000	5.18	1.22	1.96	3.23	4.47
25000	5.39	1.14	1.89	3.23	4.57
30000	5.55	1.08	1.82	3.21	4.64
He II					
5000	20.26	6.03	8.30	11.56	13.98
10000	24.95	5.67	8.43	12.75	16.06
15000	27.96	5.26	8.25	13.15	17.08
20000	30.33	4.93	7.97	13.27	17.68
25000	31.98	4.63	7.67	13.25	18.03
30000	33.48	4.38	7.45	13.16	18.24

2.4.4 Масштабные соотношения для скоростей рекомбинационного охлаждения

Используя масштабные соотношения для сечений фотоионизации и энергий уровней, рассмотренные в пункте 2.3.2. и подставляя их в формулы (36) и (37) и в аналогичные формулы, приведенные в параграфе 2.1 получим соотношения между скоростями спонтанной фоторекомбинации и рекомбинационного охлаждения:

$$\alpha_i(T_e) = \alpha_i(Z, T_e) = Z \cdot \alpha_i(1, T_e/Z^2) , \quad (42)$$

а также

$$L_i(T_e) = L_i(Z, T_e) = Z^3 \cdot L_i(1, T_e/Z^2) . \quad (43)$$

Рис. 10. Зависимость скорости рекомбинационного охлаждения HI от температуры.

Аналогичные соотношения легко могут быть получены и для вынужденной фоторекомбинации:

$$\alpha_i^{\text{st}}(T_e, T_*) = \alpha_i^{\text{st}}(Z, T_e) = Z \cdot \alpha_i^{\text{st}}(1, T_e/Z^2, T_*/Z^2), \quad (44)$$

и

$$L_i^{\text{st}}(T_e, T_*) = L_i^{\text{st}}(Z, T_e, T_*) = Z^3 \cdot L_i^{\text{st}}(1, T_e/Z^2, T_*/Z^2). \quad (45)$$

Такие же соотношения справедливы и для полных скоростей рекомбинации и рекомбинационного охлаждения.

Вышеприведенные формулы показывают, что скорость рекомбинационного охлаждения растет с ростом заряда ядра не так быстро, как скорость фотоионизационного нагрева. Это означает, что вклады рекомбинаций H I и He I в охлаждение электронного газа в атмосферах звезд ранних спектральных классов и газовых туманностях, сравнимы по порядку величины.

2.5 Сравнение с результатами других авторов

Сравнение рассчитанных в настоящей работе скоростей фоторекомбинации с полученными в работе Seaton [176] показало, что для всех рассматриваемых в статье [176] температур различие скоростей для уровней с главным квантовым числом $n \leq 10$ не превышает 2-3%. В то же время для значений $N > 10$ расхождения могут достигать 5-10%. Так как применяемая в настоящей работе аппроксимация фактора Гаунта более точна, чем используемая в [176], то для больших значений n рекомендуется использовать данные настоящей работы.

Рассчитанные скорости фотоионизации и вынужденной фоторекомбинации при $N < 10$ близки к полученным в работе Ильмас и Нугиса [10]. В то же время расчеты скоростей фотонагрева и рекомбинационного охлаждения при произвольном значении τ отсутствуют в доступной автору литературе и включение этих данных представляется весьма важным.

Отметим, что использование полученных в данной главе результатов позволяет, во-первых, уточнить скорости фотопроцессов, используемые при построении моделей атмосфер, и, во-вторых, существенно уменьшить трудоемкость расчета этих величин.

3 Ионизационная и тепловая структура атмосфер звезд типа Вольфа-Райе

3.1 Модель атмосферы

На первом этапе атмосферу будем считать водородно-гелиевой сферически-симметричной расширяющейся оболочкой, окружающей непрозрачное ядро (фотосферу) звезды. Спектр излучения ядра – планковский. Излучение ядра ослаблено и дилутировано в оболочке.

3.1.1 Пространственная структура и кинематика

В данной главе будем использовать *облачную* модель атмосферы описанную в главе 1: оболочка состоит из областей с высокой плотностью вещества (*облаков*), и разреженной *межоблачной* среды, а крупномасштабные движения газа происходят только в радиальном направлении. В этом случае облако будет все время находиться внутри конуса с углом раствора Ω с вершиной в центре звезды, ось которого составляет угол θ с осью z . В дальнейшем, будем использовать стандартную систему отсчета с осью z направленной от наблюдателя (Рис. 11).

Предположим, что максимальная плотность газа в *облаке* достигается на расстоянии r_{cl} от центра звезды. Концентрацию частиц внутри *облака* на расстоянии r от ядра звезды представим следующей формулой

$$n^{cl}(r) = Dn^{ic}(r)e^{-\left(\frac{r-r_{cl}}{\delta r_{cl}}\right)^2} + n^{ic}(r). \quad (46)$$

Здесь $n^{ic}(r)$ – плотность газа в *межоблачной* среде, D – отношение плотности газа в *облаке* к плотности газа в *межоблачной* среде, δ – параметр, характеризующий размеры *облака* в единицах радиуса звезды R_* . Задавая разные законы изменения величин D и δ , можно моделировать различные законы изменения плотности газа в *облаке* и его размеров. Будем полагать, что скорость движения *облака* как целого соответствует средней скорости ветра в точке, соответствующей его центру.

Скорость движения газа в любом месте атмосферы (как в *облаке*, так и в *межоблачной* среде) можно представить формулой:

$$V_{tot}(r) = V(r) + V_{th}(r) + V_{turb}(r),$$

где $V(r)$ – скорость крупномасштабного движения ветра в радиальном направлении, $V_{th}(r)$ – тепловая скорость, определяемая кинетической температурой газа в данной точке, а $V_{turb}(r)$ – скорость турбулентного движения газа в данной области ветра. Оценки (например, [121]) показывают, что $V_{turb}(r) \approx 0.1V_\infty$.

Регулярная компонента скорости $V(r)$ может быть описана так называемым модифицированным β -законом [73]:

$$V(r) = V_0 + (V_\infty - V_0) \left(1 - \frac{1}{r}\right)^\beta, \quad (47)$$

где для атмосфер горячих звезд $\beta \sim 1$, V_∞ – терминальная скорость, которая определяется из анализа профиля линий, $V_0 = V(R_*)$ – скорость на границе атмосферы, является параметром. Закон скорости движения газа внутри *облака* неизвестен, однако результаты одномерных газодинамических расчетов показывают, что в *облаке* существуют сверхзвуковые движения [158], а скорость движения газа в облаке может существенно превышать скорость движения газа в окружающей *межоблачной* среде.

Рис. 11. Используемая система координат и положение *облака* в атмосфере.

Опишем закон движения газа в *облаке* следующим соотношением:

$$V^{\text{cl}}(r) = V(r) + \frac{n^{\text{cl}}(r)/n^{\text{ic}}(r) - 1}{D - 1} \Delta V^{\text{cl}}, \quad (48)$$

где $\Delta V^{\text{cl}} \sim V_0$ – разность между скоростью движения вещества в *облаке* и в *межоблачной* среде, $V(r)$ определяется по формуле (47). Соотношение (48) составлено таким образом, что в периферийных областях *облака* $V^{\text{cl}} \approx V(r)$. Формула (48) весьма приближенна, однако, данные расчетов [12] показывают, что вид закона изменения скорости в *облаке* слабо влияет на ионизационную структуру как атмосферы в целом, так и отдельного *облака*.

В работе [12] предложено качественное объяснение подобного закона движения газа. Значения параметра D для *облаков* в атмосфере звезды составляют от 10 до 100. При таких значениях D давление газа в конденсации значительно превосходит давление газа в *межоблачной* среде. При этом газ движется из центральных областей *облака* к его краям со сверхзвуковой скоростью, что и описывается (хотя и весьма приближенно) формулой (48).

Для исследования зависимости профилей от времени необходимо найти зависимость положения центра *облака* r^{cl} от времени. Пусть в момент времени t_0 *облако* находилось на расстоянии $r^{\text{cl}} = r^0$ от ядра звезды. Если зависимость скорости движения *облака* как целого в атмосфере описывается законом $V^{\text{cl}}(r)$, то значение r_1^{cl} в момент времени $t_1 = t_0 + \Delta t$ определяется условием:

$$\int_{r_0^{\text{cl}}}^{r_1^{\text{cl}}} \frac{dr}{V(r)} = \Delta t \quad (49)$$

Важные заключения о физических свойствах *облаков* в атмосферах WR звезд по данным наблюдений были получены в работах [51, 125]. Отметим, что в зависимости от принятого значения R_* плотность газа в *облаке* может превосходить плотность ветра в целом примерно на 2 порядка. Масса *облака* может быть определена для каждого значения характерного размера облака ΔR и отношения D .

3.1.2 Основные обозначения. Элементарные процессы

Введем следующие обозначения: T_* – эффективная температура ядра (фотосферы) звезды, R_* – радиус ядра, r – безразмерное расстояние до центра звезды, измеряемое в радиусах ядра $r = R/R_*$, M – скорость (темп) потери массы звездой. Обозначим через

$$\bar{J}_\nu = \bar{J}_\nu^r + \bar{J}_\nu^d$$

– среднюю интенсивность ионизирующего излучения в частоте ν . Здесь $\bar{J}_\nu^r + \bar{J}_\nu^d$ – интенсивности прямого (фотосферного) и диффузного (рассеянного в атмосфере) излучения соответственно. Интенсивность прямого ионизирующего излучения уменьшается с увеличением расстоянием в W раз, где W – фактор *дильюции*:

$$W = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{r^2}} \right),$$

Пусть $\chi_i = -E_i$ – потенциал ионизации атома с уровня i , g_i – статистический вес уровня i . Обозначим через n_i концентрацию атомов в состоянии i , n^+ – число ионизованных атомов в 1 см^3 , n_e – электронную концентрацию. При составлении уравнений стационарности, определяющих населенности уровней, будем учитывать следующие процессы:

- Спонтанное и вынужденное излучение и поглощение в линиях.
- Фотоионизацию, спонтанную и вынужденную фоторекомбинацию.
- Возбуждение и деактивацию электронным ударом.
- Ударную ионизацию и тройную рекомбинацию.

Кратко обсудим значение неучитываемых элементарных процессов:

Возбуждения при столкновениях с протонами и положительными ионами эффективны только при температурах ($T_e \sim 10^6 K$) существенно больших, чем температуры, характерные для атмосфер звезд типа WR ($T_e \sim 10^4 K$).

Процессы, связанные с автоионизационными состояниями: автоионизация и диэлектронная рекомбинация, Оже-процессы. Роль диэлектронной рекомбинации для атмосфер звезд типа WR, видимо, невелика, так как очень высоко возбужденные состояния ($n \sim 100$), через распад которых она, в основном происходят, в плотной ($N_e \sim 10^{12}$) плазме оболочек не осуществляются. Автоионизация и Оже-процессы возможно имеют некоторое значение как дополнительный источник ионизации, однако для них требуются высокоэнергетичные рентгеновские кванты.

Такие кванты несомненно присутствуют в атмосферах горячих звезд из-за наличия в них областей с высокой ($\approx 10^7 K$) температурой газа (см. Главу 4), однако, как показано в работе Baum et al. [37] учет рентгеновского излучения этих областей не оказывает существенного влияния на ионизационную и тепловую структуры атмосферы звезды. Это связано с тем, что светимости исследуемых нами звезд в рентгеновском диапазоне $L_X \propto 10^{32}$ эрг/сек в диапазоне (0.2 – 10 кэВ) примерно в 10^7 раз меньше их болометрических светимостей $L_{bol} \propto 10^{39}$ эрг/сек.

В дилутированном планковском поле излучения вынужденными рекомбинациями на низкие уровни HeI можно пренебречь. В работе [19] приведены значения $\hat{n}$ такие, что при $n \geq \hat{n}$ вклад вынужденной рекомбинации становится существенным:

$$T_e \cdot 10^4 \dots 1 \ 2 \ 5$$

$$\hat{n} (HeI) \dots 4 \ 3 \ 2$$

Для уровней i и k ($i < k$) обозначим:

q_{ik} , q_{ki} – скорости возбуждения и деактивации электронным ударом, A_{ki} , B_{ik} , B_{ki} – эйнштейновские коэффициенты,

α_i – скорость фоторекомбинации на уровень i ,

B_{ic} – скорость фотоионизации с уровня i ,

q_i , q_i – скорости ударной ионизации и тройной рекомбинации,

σ_i – сечение фотоионизации с уровня i .

При расчетах будем учитывать от 5 до 30 уровней атома водорода и ионизованного гелия и пять уровней нейтрального гелия. При моделировании системы энергетических уровней атома гелия мы следуем в общих чертах соображениям Михаласа и Стоуна [136]. Список учитываемых энергетических уровней HeI приведен в Таблице 10. Рассматриваются пять дискретных уровней с главным квантовым числом $n \leq 2$. Сечения фотоионизации в пороге уровней σ_i вычислены с применением аппроксимаций, предложенных в работе [147]

Таблица 10.

Номер уровня	Уровень	$\chi_i(eV)$	g_i	n_{eff}	$\sigma_i(Mbn)$
1	1^1S	0.0000	1	...	7.6
2	2^3S	19.8139	3	1.69	5.2769
3	2^1S	20.6099	1	1.85	8.9908
4	2^3P^0	20.9581	9	1.94	8.3987
5	2^1P^0	21.2120	3	2.00	13.4850

При расчетах населенностей уровней гелия, используем введенные в работе [147] поправки за счет влияния вышележащих уровней. Аппроксимируем, основываясь на результатах главы 2, скорости рекомбинации на уровни с $n \gg 1$ HeII и HeI выражением:

$$\alpha_n \sim \frac{\alpha_{n-1}(n-1)^3}{n^3}.$$

Заменяя сумму интегралом, получим:

$$\sum_{k=n+1}^{\infty} \alpha_n \approx \int_{n+1}^{\infty} \alpha_n dn.$$

Используя это соотношение учтем рекомбинации на уровни с $n \gg 1$, добавив к скорости рекомбинации на последний из учитываемых уровней $n = N$ величину

$$\alpha_{cor} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_N N^3}{(N + 1/2)^2}.$$

Как показали результаты расчетов, при использовании введенных таким образом поправок за влияние вышележащих уровней рассчитанные относительные содержания H^+ , He^+ и He^{++} слабо зависят от числа $N_{ур}$ учитываемых уровней H^+ и He^{++} . При изменении $N_{ур}$ от 5 до 30 изменения в содержании указанных ионов не превышают 1%.

3.1.3 Уравнения стационарности и поле излучения

Распределение атомов и ионов по энергетическим уровням находится из уравнений стационарности, выражающих равенство скоростей заселения и опустошения уровней:

$$\sum_{i \neq k} n_i \mathcal{R}_{ik} = n_k \sum_{i \neq k} \mathcal{R}_{ik}. \quad (50)$$

Здесь $\mathcal{R}_{ik}$ - полная скорость переходов с уровня i на k за счет как радиативных, так и ударных процессов. В данной системе уравнений предполагается, что индексы i и k пробегают все связанные и свободные состояния рассматриваемых атомов и ионов. Использование уравнений стационарности вместо более общих уравнений баланса, учитывающих изменение населенностей уровней со временем, оправдано тем, что в плотных атмосферах звезд типа WR (так же как и звезд спектрального класса O) время установления равновесного распределения атомов и ионов по уровням мало по сравнению со временем характерных изменений параметров атмосферы.

Представим уравнения статистического равновесия в виде:

$$\mathfrak{R}_i + \mathfrak{S}_i = 0; \quad (51)$$

где $\mathfrak{R}_i$, $\mathfrak{S}_i$ – разности скоростей заселения и опустошения уровней i , обусловленных радиативными и ударными процессами соответственно.

Тогда

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_i = & \sum_{k>i} [n_k(A_{ki} + B_{ki}\bar{J}_{ik}) - n_i B_{ik}\bar{J}_{ik}] + \sum_{k<i} [n_k B_{ki}\bar{J}_{ik} - n_i(A_{ik} + B_{ik}\bar{J}_{ik})] + \\ & n_i \frac{1}{b_i} 4\pi \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma_i(\nu) B_{\nu}(T_e) (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \frac{d\nu}{h\nu} - n_i 4\pi \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma_i(\nu) J_{\nu} (1 - \frac{1}{b_i} e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \frac{d\nu}{h\nu}; \end{aligned} \quad (52)$$

$$\mathfrak{S}_i = n_e [\sum_{k>i} (n_k q_{ki} - n_i q_{ik}) + \sum_{k<i} (n_k q_{ki} - n_i q_{ik}) + (n_e n^+ q_{ci} - n_i q_{ic})]. \quad (53)$$

В формуле (52) b_i – так называемый мензеловский параметр [9], связанный с населенностью уровня n_i уровня i через соотношение:

$$n_i = \frac{b_i n_e n^+ g_i h^3}{4(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}} = b_i n_e n_1^+ z_i. \quad (54)$$

Коэффициент b_i показывает во сколько раз отношение $n_i/n_e n^+$ отличается от его значения при термодинамическом равновесии с температурой T_e .

При больших градиентах скорости в атмосферах О-звезд и звезд типа WR можно воспользоваться вероятностным приближением [20] для описания переноса излучения в линиях. Пусть β_{ik} – *вероятность выхода кванта в линии из среды* [20], проинтегрированная по направлениям и частотам линии. Тогда можно полагать (см., например, [55]):

$$\bar{J}_{ik}(r) = (1 - \beta_{ik}) S_{ik} + \beta_c I_c, \quad (55)$$

где S_{ik} – функция источников в линии. Параметр β_c представляет собой вероятность проникновения излучения интенсивности $I_c = W B_{\nu}(T_*)$, испускаемого ядром, в рассматриваемую точку [55]. Можно полагать $\beta_c \approx W \beta_{ik}$. Для функции источников в линии используем стандартное выражение [9]:

$$S_{ik} = \frac{n_k A_{ki}}{n_i B_{ik} - n_k B_{ki}}$$

Воспользовавшись формулой (55), найдем скорость радиационных переходов между уровнями k и i :

$$n_k(A_{ki} + B_{ki}\bar{J}_{ik}) - n_i B_{ik}\bar{J}_{ik} = [n_k A_{ki} - (n_i B_{ik} - n_k B_{ki}) W B_{\nu}(T_*)] \beta_{ik}, \quad (56)$$

При выводе этой формулы было использовано приближенное равенство $\beta_c \approx W \beta_{ik}$.

Рассмотрим излучение в линии $i \rightarrow k$. Для величин β_{ik} согласно [20] справедливо соотношение:

$$\beta_{ik} = \int (1 - e^{-\frac{1}{\beta_{ik}^0}}) \beta_{ik}^0 \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (57)$$

где

$$\beta_{ik}^0 = \frac{1}{2un_i \chi_{ik}} \left| \frac{\partial V_s}{\partial s} \right|. \quad (58)$$

Здесь n_i – населенность состояния i , $u = \sqrt{2kT_e/m}$ – тепловая скорость движения атомов (m – масса атома) и χ_{ik} – сечение поглощения излучения в линии, рассчитанное на один атом, V_s – проекция скорости крупномасштабного движения газа в рассматриваемой области атмосферы в направлении s :

$$\chi_{ik} = \frac{\pi e^2}{m c} f_{ik} \left(n_i - \frac{g_i}{g_k} n_k \right) \cdot \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (59)$$

где f_{ik} – сила осциллятора рассматриваемой линии, $\Delta\nu = \nu_0 u/c$ – доплеровская ширина профиля линии, ν_0 – частота центра линии, c – скорость света.

Для оболочки, расширяющейся в радиальном направлении со скоростью $V = V(r)$:

$$\frac{\partial V_s}{\partial s} = \frac{dV}{dr} \cos^2 \vartheta + \frac{V}{r} \sin^2 \vartheta, \quad (60)$$

где ϑ – угол между направлениями s и радиусом-вектором, проведенным из центра звезды в рассматриваемую точку в атмосфере.

Рассмотрим те слагаемые в выражении (52), которые описывают связанно-свободные переходы. Первое слагаемое описывает фоторекомбинацию с поправкой $(1 - e^{-h\nu/kT})$ на вынужденное излучение.

Второе слагаемое в этом выражении описывает процессы фотоионизации и вынужденной фоторекомбинации. Скорость фотоионизации

$$B_{ic} = \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma_i(\nu) (J_{\nu}^* + J_{\nu}^d) \frac{d\nu}{h\nu}. \quad (61)$$

Здесь $\sigma_i(\nu)$ – сечение фотоионизации с уровня i , $J_{\nu}^* = W B_{\nu} e^{-\tau_c}$ – прямое ионизирующее излучение, дилутированное и ослабленное поглощением в непрерывном спектре, J_{ν}^d – рассеянное в атмосфере диффузное излучение.

Относительные вклады прямого и диффузного излучения в скорость фотоионизации с рассматриваемого уровня i зависят от оптического расстояния между источником ионизирующего излучения и ионизуемым атомом в частоте соответствующего порога ионизации:

$$\tau_{ic} = \int_1^r n(r) \sigma_i(\nu_{ic}) dr, \quad (62)$$

где $\sigma_i(\nu_{ic})$ – сечение в пороге ионизации.

В таблице 11 приведены рассчитанные нами оптические толщины в частотах порогов ионизации с уровней HeII. Принятые значения параметров таковы: $T_e = 10000 K$, $\dot{M} = 10^{-5}/\text{год}$, $T_* = 60000 K$. Рассматривалась чисто гелиевая атмосфера. Если относительное содержание водорода в атмосфере (по числу атомов) – x , то приведенные в Табл. 3 значения оптических толщин следует умножить на $1 - x$.

Как видно из таблицы, при температурах, характерных для рассматриваемых звезд, поглощение непрерывного излучения в частотах ионизации атомов в возбужденных состояниях можно не учитывать.

Таблица 11. Оптическая толщина в пороге ионизации с уровня $i - \tau_{ic}^0$

i	τ_{ic}^0
1	$6.36 \cdot 10^4$
2	0.86
3	0.19
4	0.12
5	0.10
6	0.10
7	0.10

Для учета поглощения ионизирующего излучения в континууме воспользуемся методом Занстра (см., например, [20]) в модификации, предложенной в [3]. В выражении (61) учтем ионизацию диффузным излучением, умножив скорость рекомбинаций на первый уровень на первый уровень на множитель $e^{-\tau_{1c}}$.

Составим систему уравнений статистического равновесия (51) для среды, состоящей из гелия и водорода. С учетом (56) и (61) получим:

$$\begin{aligned}
 n_k \left\{ \sum_{i=1}^{k-1} [\beta_{ik}(A_{ki} + B_{ki}W B_\nu) + n_e q_{ki}] + \sum_{i=k+1}^{R_m} (B_{ki}\beta_{ki}W B_\nu + n_e q_{ki}) + B_{kc}W B_\nu e^{-\tau_{kc}} + n_e b_{kc} \right\} - \\
 - \sum_{i=k+1}^{R_m} \{n_i[\beta_{ik}(A_{ik} + B_{ik}W B_\nu) + n_e q_{ik}]\} - \sum_{i=1}^{k-1} n_i(B_{ik}\beta_{ik}W B_\nu + n_e q_{ik}) - \\
 n_e n^+(B_{ck}W B_\nu + \alpha_k e^{-\tau_{kc}} + n_e q_{ck}) = 0, \quad (63)
 \end{aligned}$$

где R_m – число учитываемых уровней для каждой стадии ионизации m рассматриваемого элемента, $\tau_{kc} = 0$ если $k > 1$.

3.1.4 Полная система уравнений

Для атома в какой-либо определенной стадии ионизации система уравнений (63) для населенностей уровней является нелинейной системой R_m уравнений с R_{m+1} неизвестными: населенностями R_m учитываемых уровней данного иона и концентрацией ионов данного атома в следующей стадии ионизации. Для нахождения всех неизвестных требуется привлечь дополнительное физическое условие сохранения полного числа частиц в элементарном объеме. Система уравнений будет замкнута, если потребовать, чтобы полная концентрация $n_i(r)$ любого из рассматриваемых элементов (i – номер элемента) на произвольном расстоянии r от центра звезды была бы равно сумме концентраций всех атомов и ионов этого элемента во всех рассматриваемых состояниях:

$$n_i(r) = \sum_{jk} n_i^{jk}(r), \quad (64)$$

где $n_i^{jk}(r)$ – населенность состояния k иона j рассматриваемого элемента.

Предположим также, что относительные содержания Н и He (α и β) в атмосфере постоянны, тогда

$$n_{\text{He}}(r) = \alpha n(r), \quad n_{\text{H}}(r) = \beta n(r), \quad n(r) = n_{\text{He}}(r) + n_{\text{H}}(r), \quad (65)$$

где $n(r)$ – суммарная концентрация всех элементов в атмосфере.

Закон изменения полной концентрации $n(r)$ с расстоянием может быть получен из уравнения неразрывности. В случае установившегося течения

$$4\pi r^2 \rho v = const = \dot{M}.$$

Здесь $\dot{M}$ – полная скорость потери массы, v – скорость крупномасштабного движения газа. Полная плотность газа

$$\rho(r) = \mu m_{\mathrm{H}} \cdot n(r),$$

где μ – средний атомный вес, m_H – масса атома водорода.

Для определения электронной концентрации n_e в рассматриваемой области атмосферы систему уравнений стационарности необходимо дополнить уравнением сохранения заряда. Тогда

$$n_e(r) = \sum_{ij} n_j(r) \cdot (j - 1).$$

В этой формуле суммирование распространяется на все ионизационные состояния j всех рассматриваемых элементов i .

Полная система уравнений, описывающая баланс населенностей всех уровней ионов всех элементов, имеет следующий вид:

$$\mathcal{R}_{\mathbf{n}} = \vec{B}, \quad (66)$$

где через $\mathbf{n}$ обозначен вектор, компонентами которого являются все населенности уровней и электронная концентрация, $\mathbf{R}$ – матрица скоростей переходов между уровнями и $\vec{B}$ – вектор, у которого отличны от нуля, только две компоненты, соответствующие правым частям уравнений (65): полные содержания водорода и гелия.

Решение системы уравнений (66) определяет распределение населенностей основных и возбужденных состояний HI , HeI и HeII в атмосфере. Параметрами задачи являются величины, которые возможно определить из наблюдений: T_* , $\dot{M}$ и химический состав атмосферы. В данном параграфе мы будем полагать, что электронная температура в атмосфере постоянна. Более точный закон распределения электронной температуры в атмосфере будет получен в следующем параграфе данной главы.

Рассмотрим водородно-гелиевую атмосферу с отношениями содержаний $\text{He}:\text{H} = \alpha : \beta$. Будем предполагать, что гелий может находиться в ионизационных состояниях: He^0 , He^+ , He^{++} , и положим, что для этих ионов учитываются L_0 , L_+ и 1 уровень соответственно. Обозначим $L_{\text{He}} = L_0 + L_+ + 1$ – полное число состояний всех типов атома и иона He. Аналогично будем рассматривать L_{H} дискретных состояний водорода, что дает всего $L_{\text{H}} + 1$ состояний (с учетом состояния H^+). Тогда, если обозначить через $D = L_{\text{H}} + L_{\text{He}}$, число дискретных уровней H и He, то матрица переходов $\mathcal{R}$ имеет вид:

$$\left(\begin{array}{ccccccccccccccccc} \mathcal{R}_{11} & \dots & \mathcal{R}_{1L_0} & \mathcal{R}_{1L_0+1} & & & & & & & & & & & \\ \mathcal{R}_{21} & \dots & \mathcal{R}_{2L_0} & \mathcal{R}_{2L_0+1} & & & & & & & \circ & & & & \\ \vdots & & \ddots & \vdots & & & & & & & & & & & \\ \mathcal{R}_{L_0 1} & \dots & \mathcal{R}_{L_0 L_0} & \mathcal{R}_{L_0 L_0+1} & & & & & & & & & & & \\ & & & \mathcal{R}_{L_0+1 L_0+1} & \dots & \mathcal{R}_{L_0+1 L_{He}} & \mathcal{R}_{L_0+1 L_{He}+1} & & & & & & & & \\ & & \circ & \vdots & & \ddots & \vdots & & & & & & \circ & & \\ & & & \mathcal{R}_{L_{He} L_0+1} & \dots & \mathcal{R}_{L_{He} L_{He}} & \mathcal{R}_{L_{He} L_{He}+1} & & & & & & & & \\ 1 & \dots & 1 & 1 & \dots & \dots & 1 & & & & & & & & \\ & & & & & & & & & & \mathcal{R}_{L_{He}+2 L_{He}+2} & \dots & \mathcal{R}_{L_{He}+2, D+1} & \mathcal{R}_{L_{He}+2, D+2} & \\ & & & & & & & & & & \vdots & & \vdots & \vdots & \\ & & & & & & & & & & \mathcal{R}_{D+1, L_{He}+2} & \dots & \mathcal{R}_{D+1, D+1} & \mathcal{R}_{D+1, D+2} & \\ & & & & & & & & & & 1 & & \dots & 1 & \\ 0 & \dots & 0 & 1 & \dots & 1 & 2 & 0 & \dots & 0 & & & 1 & -1 \end{array} \right)$$

Коэффициенты $\mathcal{R}_{ik}$ – коэффициенты уравнений (50). Первые L_0 строк соответствуют системе уравнений (63) для He^0 , следующие L_+ строк дают систему (63) для He^+ , $L_{\text{He}} + 1$ строка – это равенство (65), описывающее содержание гелия в атмосфере, последующие L_H строк дают уравнение (51) для водорода, $D + 2$ строка – это равенство (65) для водорода, и последняя строка выражает условие сохранения заряда.

Вектор $\mathbf{n}$ имеет компоненты

$$\mathbf{n} = [n_1(\text{He}^0), \dots, n_{L_0}(\text{He}^0), n_{L_0+1}(\text{He}^+), \dots, n_{L_{\text{He}}}(\text{He}^+), n_{L_{\text{He}}+1}(\text{He}^{++}), n_{L_{\text{He}}+2}(\text{H}^0), \dots, n_{D+1}(\text{H}^0), n_{D+2}(\text{H}^+), n_{D+3}(\text{N}_e)]^T, \quad (67)$$

а

$$\vec{B} = (0, \dots, 0, b_{L_{\text{He}}+1}, 0, \dots, 0, b_{D+2}, 0)^T, \quad (68)$$

где $b_{L_{\text{He}}+1} = N_{\text{He}}$ и $b_{D+2} = N_H$.

3.2 Ионизационная структура атмосфер

3.2.1 Метод решения уравнений стационарности

При заданных значениях T_*, T_e, α, β уравнение (63) есть нелинейная алгебраическая система относительно компонентов вектора $\mathbf{n}$, которую можно решить стандартными численными методами. Заметим, что общее число неизвестных $\mathbf{N} = D + 3 = L_H + L_{\text{He}} + 3$. Представим уравнение (66) в виде

$$\begin{cases} f_1(n_1, n_2, \dots, n_{\mathbf{G}}) = 0 \\ f_2(n_1, n_2, \dots, n_{\mathbf{G}}) = 0 \\ \dots \\ f_m(n_1, n_2, \dots, n_{\mathbf{G}}) = 0 \end{cases},$$

или в векторной форме:

$$F(x) = (f_1(\mathbf{n}), f_2(\mathbf{n}), \dots, f_{\mathbf{G}}(\mathbf{n}))^T = 0. \quad (69)$$

Для решения нелинейной системы уравнений (69) будем использовать метод Ньютона. Пусть приближение $n^{(k)} = (n_1^{(k)}, n_2^{(k)}, \dots, n_{\mathbf{N}}^{(k)})^T$ известно. Приближение $(k+1)$ для населенностей уровней определяется из решения системы линейных уравнений:

$$F'(\mathbf{n}^k)(\mathbf{n}^{k+1} - \mathbf{n}^k) + F(\mathbf{n}^k) = 0, \quad k = 0, 1, \dots, n^0, \quad (70)$$

где матрица $F'(\mathbf{n})$:

$$F'(\mathbf{n}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1(\mathbf{n})}{\partial n_1} & \frac{\partial f_1(\mathbf{n})}{\partial n_2} & \dots & \frac{\partial f_1(\mathbf{n})}{\partial n_{\mathbf{G}}} \\ \frac{\partial f_2(\mathbf{n})}{\partial n_1} & \frac{\partial f_2(\mathbf{n})}{\partial n_2} & \dots & \frac{\partial f_2(\mathbf{n})}{\partial n_{\mathbf{G}}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_{\mathbf{G}}(\mathbf{n})}{\partial n_1} & \frac{\partial f_{\mathbf{G}}(\mathbf{n})}{\partial n_2} & \dots & \frac{\partial f_{\mathbf{G}}(\mathbf{n})}{\partial n_{\mathbf{G}}} \end{pmatrix}$$

Для сходимости метода Ньютона необходимо существование обратных матриц $(F'(x^k))^{-1}$. Метод имеет квадратичную сходимость при хорошем выборе начального приближения.

Обсудим вопрос выбора начального приближения для населенностей уровней. При локальном термодинамическом равновесии населенности уровней и ионизации атомов определяются формулами Больцмана и Саха. Согласно [7] для уровней с главным квантовым числом $n \geq n_0$, где

$$n_0 = \left[\frac{7.4 \cdot 10^{18} z^6}{n_e} \left(\frac{kT_e}{\chi_H} \right)^{1/2} \right]^{2/17}.$$

населенность уровня будет отличаться не более чем на 10% от равновесного значения. Здесь χ_H - потенциал ионизации водорода. Например, для HeI при $T_e = 2 \cdot 10^4$ и $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ это уравнение дает $n_0 \sim 8$. В качестве первого приближения мы использовали значения населенностей уровней, вычисленные при значениях $b_i^0 = 1$ для $i = 1, \dots, N$. При высоких температурах, характерных для О-звезд и звезд типа WR, можно полагать, электронную концентрацию равной полной концентрации частиц $n_e^0 = n(r)$

3.2.2 Ионизация в сферически-симметричных оболочках с монотонно убывающей плотностью газа

Мы выполнили модельные расчеты распределения атомов и ионов H и He по уровням в расширяющейся водородно-гелиевой оболочке звезды, ионизуемой фотосферным излучением с планковским спектром. При решении системы уравнений (66) использовались аппроксимации скоростей фотопроцессов, полученные в главе 2. Были получены распределения атомов и ионов по энергетическим уровням в зависимости от расстояния от ядра звезды для различных значений параметров T_* , T_e , $\dot{M}$. Некоторые из полученных зависимостей $n_i(r)$ приведены на рис. 12.

3.2.3 Ионизационная структура неоднородных атмосфер звезд типа WR

На рис. 13 приведены результаты расчетов ионизационной структуры атмосфер звезд типа WR в рамках *облачной* модели.

Результаты наших расчетов показывают, что в холодных и плотных *облаках* ионы находятся в более низких стадиях ионизации, по сравнению с разреженной *межоблачной* средой, даже на близких расстояниях от ядра звезды. Как показывают результаты расчетов, степень ионизации гелия быстро падает при переходе от *межоблачной* среды к *облаку*.

Так как оптические толщины *облака* в частотах ионизации с основных состояний HeI и HeII много больше единицы, ионизация гелия в *облаке* производится с возбужденных состояний. Так как оптическая толщина *облака* в частотах ионизации со второго и вышележащих уровней существенно меньше единицы, то интенсивность ионизирующего излучения в *облаке* меняется незначительно.

Рис. 12. Населенности уровней $n=1$ и $n=2$ HeI в водородно-гелиевой атмосфере с $T_* = 30000\text{ K}$ и постоянной скоростью расширения $v(r) = 2000\text{ км/с}$ в зависимости от расстоянии до центра звезды (в долях фотосферного радиуса R_*). Скорости потери массы $\dot{M}$ (в массах Солнца в год) указаны у соответствующих кривых.

Рис. 13. Концентрация иона HeI в случае, когда *облако* находится на луче зрения на расстоянии $R_{\text{cl}} = 5 R_{\odot}$, параметр $\delta = 0.05$. Параметры звезды: $T_{*} = 39000 \text{ K}$, $R_{*} = 5 R_{\odot}$, $T_{\text{e}} = 36000 \text{ K}$, $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}$, $V_0 = 0.42$, $V_{\infty} = 2350 \text{ км/с}$, $\beta = 1.0$.

3.3 Тепловая структура атмосфер звезд типа Вольфа-Райе

При расчетах ионизационной структуры атмосфер звезд типа WR, в том числе и при учете наличия плотных *облаков* в атмосфере, как правило, используются эмпирические законы изменения электронной температуры с расстоянием от ядра звезды. Считается, что температура в атмосфере меняется монотонно в зависимости от расстояния от ядра звезды R. Так, например, в работе [3] принят следующий закон изменения электронной температуры: $T_e = (T_* - 1.2 \cdot 10^4 K)/(R/R_*) + 1.2 \cdot 10^4 K$, где T_* – планковская температура фотосферы, R_* – её радиус. Однако, присутствие в атмосфере, кроме ионов H и He, ионов других химических элементов существенно сказывается на тепловой структуре атмосферы, даже при справедливости предположения об однородности атмосферы.

Как показано в работе [92] электронная температура в атмосферах звезд подтипа WC быстро падает с увеличением содержания углерода. Основная причина этого – потери энергии электронами на возбуждение линии CIV $\lambda 1549$ и линии CIII $\lambda 1909$. Аналогичный эффект уменьшения T_e с ростом содержания металлов характерен для звезд типа P Cygni и звезд спектрального класса O [73, 74]. Электронная температура в атмосфере может быть найдена из уравнения теплового баланса для электронного газа:

$$H(T_*, r) = L(T_e(r), \dot{M}, r), \quad (71)$$

где скорость нагрева электронного газа $H(T_*, R)$ (эрг·см⁻³·с⁻¹) зависит от расстояния до центра звезды r и определяется, эффективной температурой фотосферы (ядра) звезды. Скорость охлаждения $L(T_e, \dot{M}, r)$ является функцией локальной электронной температуры $T_e(r)$ в рассматриваемой области атмосферы, полной плотности газа (или связанной с ней скорости потерей массы $\dot{M}$), химического состава атмосферы и распределения атомов по стадиям ионизации.

Для определения зависимости $T_e(r)$ в атмосфере требуется совместное решение уравнений ионизационного и теплового равновесия. Рассмотрим эту задачу отдельно для чисто гелиевой атмосферы и для атмосферы, содержащей и более тяжелые элементы.

3.3.1 Чисто гелиевая атмосфера

В первом приближении атмосферы звезд типа WR можно полагать чисто гелиевыми. В таких атмосферах поступление энергии к электронному газу происходит при фотоионизациях с уровней HeI и HeII, а его охлаждение – при свободно-свободных переходах и ударных возбуждениях уровней нейтрального и ионизованного He.

Скорость нагрева электронного газа при фотоионизациях с уровня i представим в виде:

$$H_{ic}(T_*) = n_e n_i \epsilon k T_* B_{ic}, \quad (72)$$

где B_{ic} – скорость фотоионизации с уровня i . Средняя энергия, приобретаемую электронами при фотоионизациях с уровня i :

$$\epsilon = \phi k T_* = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \sigma_{\nu} J_{\nu} (h\nu - h\nu_0) d\nu / h\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \sigma_{\nu} J_{\nu} d\nu h\nu} = \frac{H_{ic}}{B_{ic}}, \quad (73)$$

где $\sigma_{ic}(\nu)$ – сечение фотоионизации с уровня i . Следуя [92] будем полагать, что величина $0.67 \times T_*$ – начальная температура свободных электронов сразу после их фотоотрыва.

Скорость охлаждения электронного газа при фоторекомбинациях на уровень j :

$$N_e N_j \mu_j k T_e, \quad (74)$$

где $\mu_j \approx 1$. Для водорода и ионизованного He $\mu_j \sim 0.7\phi_j$, как показано в главе 2. Для оценки будем считать, что и для других атомов это значение можно использовать. Это допущение не сильно скажется на конечном результате, так как ионы H^+ и He^{++} дают основной вклад в полную скорость рекомбинационного охлаждения при характерных для звезд типа WR степенях ионизации водорода и гелия.

Скорость охлаждения за счет свободно-свободных переходов представим, следуя [74]:

$$1.42 \times 10^{-27} \bar{Z}^2 T_e^{1/2} N_e N_i, \quad (75)$$

где N_i – полная концентрация ионов, $\bar{Z}^2$ – среднеквадратичный ионный заряд. Для упрощения расчетов, примем значения факторов Гаунта для всех уровней равными единице.

Скорость охлаждения за счет возбуждения перехода $i \rightarrow k$ ($i < k$) электронным ударом

$$h\nu_{ik} N_e (N_i C_{ik} - N_k C_{ki}). \quad (76)$$

Для получения полной скорости охлаждения за счет столкновения какого-либо атома (иона) с электронами необходимо просуммировать выражение (76) по всем рассматриваемым для данного атома (иона) уровням. Населенности возбужденных уровней n_k оценим в двухуровневом приближении, предположив, что скорость возбуждения данного уровня электронным ударом больше скорости заселения этого уровня за счет рекомбинаций. Это приближение верно для нижних ($n=2-4$) уровней ионов H и He. Те же уровни, для которых оно не выполняется, не дают вклад в охлаждение электронным ударом.

В среде с градиентом скорости крупномасштабных движений скорость охлаждения электронного газа ударными процессами

$$\sum_{ik} h\nu_{ik} N_k A_{ki} \beta_{ik}, \quad (77)$$

где β_{ik} – вероятность выхода кванта из среды, а суммирование распространяется на все уровни, заселяемые при столкновениях атомов и ионов электронами.

Значение N_k согласно [91]

$$N_k = \frac{N_i (g_k/g_i) e^{-h\nu_{ik}/kT_e}}{1.0 + \beta_{ik} N_c/N_e}, \quad (78)$$

где N_c – критическая плотность, определенная как

$$N_c = 1.159 \times 10^5 g_k T_e^{1/2} \frac{A_{ki}}{\gamma_{ik}}, \quad (79)$$

где γ_{ik} – эффективная сила столкновений для перехода $i \rightarrow k$.

Полное уравнение теплового баланса для He можно записать согласно [92]:

$$\begin{aligned} & \sum_j N_e N_j \left(\frac{\phi_j}{10^{-12}} \right) (T_{Ij} - 0.7 T_e) = \\ & = 10.3 T_e^{1/2} \bar{Z}^2 N_e N_i + \sum_i 4.14 \times 10^{11} \left(\frac{\nu_{ik}}{10^{15}} \right) \left(\frac{\gamma_{ik}}{g_i T_e^{1/2}} \right) \times \\ & \quad \times \left(1.0 + \frac{N_e}{\beta_{ik} N_c} \right)^{-1} e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT_e}} N_e N_i. \end{aligned} \quad (80)$$

Обратим внимание, что поскольку величины $\gamma_{ik} \sim 1$, и так как населенности уровней N_i и N_k по порядку величины одинаковы, из выражения (80) сразу следует, что скорость

охлаждения будет определяться столкновительными процессами. На рис. 14 приведена рассчитанная в работе [88] зависимость электронной температуры в чисто гелиевой атмосфере от расстояния.

Из приведенного рисунка видно, что в чисто гелиевой атмосфере электронная температура слабо меняется с расстоянием и составляет в среднем $\approx 2/3$ от значения эффективной температуры звезды T_* .

Реальная тепловая структура атмосферы может значительно отличаться от описываемой этим законом, особенно это относится к конденсациям (*облакам*), в которых значения $T_e(r)$ могут быть существенно ниже, чем в окружающей *межоблачной* среде.

Сделанные нами оценки показывают, что скорость установления ионизационного и теплового равновесия в плотных атмосферах звезд типа не превышает 1 минуты. По этой причине для получения теоретической зависимости T_e в *облачной* атмосфере звезды WR необходимо решить систему уравнений ионизационного и теплового равновесия. Будем считать атмосферу сферически-симметричной, а при описании конденсаций предполагать, что ионизационная и тепловая структура конденсаций такая же, как в сферическом слое толщиной δR , находящемся на расстоянии R_c от центра звезды. Размер конденсаций δR полагается равным $0.1R_\odot$, а отношение их плотности к плотности окружающей среды считается постоянным и равным p [3].

Приведем используемые в данной главе соотношения для скорости потери энергии при столкновениях какого либо атома (иона) X^{+n} с электронами. Будем считать, что рассматриваемый атом (ион) находится в состоянии i . Тогда скорость ударного возбуждения перехода $i \rightarrow k$ ($i < k$) определяется соотношением:

$$q_{ij}(T_e) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_j T_e^{1/2}} \gamma_{ij} e^{\Delta E_{ij}/kT_e}. \quad (81)$$

где g_j - статистический вес уровня j , $\gamma_{ij} = \gamma_{ij}(T_e)$ - эффективная сила столкновения рассматриваемого перехода, Δ_{ij} разность энергий уровней j и i [6].

Для иона HeII будем использовать приближение Ван Регемортера (см., например, [9]):

$$q_{ij}(T_e) = 3.2 \cdot 10^{-7} f_{ik} \left[\frac{Ry}{\Delta E_{ik}} \right]^{3/2} e^{-\beta} \beta^{1/2} p(\beta), \quad (82)$$

где f_{ik} - сила осциллятора перехода $i \rightarrow k$, $p(\beta) \approx 0.2$.

Для простоты будем рассматривать переходы только из основного состояния. Тогда скорость потери энергии (без учета деактивации):

$$L(T_e) = n_1 \sum_{k=2}^{\infty} (q_{1k} \Delta E_{1k}). \quad (83)$$

Представим $L(T_e)$ в форме:

$$L(T_e) = l_{12}(T_e) q_{12}(T_e) kT_e. \quad (84)$$

В рассматриваемом приближении

$$l_{12}(T_e) = \frac{L(T_e)}{q_{12}(T_e) kT_e} = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{q_{1k}}{q_{12}} \beta_{1k}, \quad (85)$$

где $\beta_{ik} = \beta_i - \beta_k = \Delta E_{ik}/kT_e$.

Рис. 14. Электронная температура в чисто гелиевой атмосфере.

Подставляя в это соотношение формулу (81), получим:

$$l_{12} = \sum_{k=2}^{\infty} \left[\frac{\gamma_{1k}}{\gamma_{12}} \cdot \frac{g_1}{g_k} \right] e^{(\beta_1 - \beta_k)} \beta_{1k} \quad (86)$$

Для иллюстрации приведем в Табл. 12 рассчитанные нами скорости возбуждения электронным ударом иона He^+ и соответствующие значения функций $l_{12}(T_e)$ и $L(T_e)$ (эрг $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$) для характерных для атмосфер звезд типа WR значений от электронной температуры.

Таблица 12. Скорость ударного возбуждения электронным ударом $q(T_e)$ HeII и скорость охлаждения электронным ударом $L(T_e)$ при температуре $T_* = 60000$

$T_e \times 10^4$	$q(T_e) \times 10^{-11}$	$l_{12} \times 10^{-1}$	$L(T_e) \times 10^{-22}$
1.2	0.02	1.82	$6.17 \cdot 10^{-4}$
2.0	0.82	3.89	$8.81 \cdot 10^{-2}$
3.0	4.82	4.89	$9.76 \cdot 10^{-1}$
4.0	11.2	5.04	3.12
5.0	18.1	4.88	6.09
6.0	24.5	4.62	9.37
7.0	30.1	4.34	12.6
8.0	34.7	4.06	15.6

3.3.2 Распределение электронной температуры в атмосфере

Мы выполнили расчеты теплового состояния атмосфер звезд подтипа WN, основными компонентами которых являются гелий и азот. Расчеты проводились как для чисто гелиевой атмосферы так и для атмосферы содержащей долю q (по числу атомов) азота и $1 - q$ атомов гелия. Считалось, что $q = 0.004 - 0.02$ [149], при этом предположено, что присутствие в атмосфере ионов азота не меняет степень ионизации атомов гелия.

По наблюдательным данным [185] азот в *межоблачной* среде находится в основном в состоянии N^{4+} , а в *облаках* - в состоянии N^{3+} . При этом отношения концентраций N^{3+}/He в *облаках* и N^{4+}/He в *межоблачной* среде можно считать постоянными и равными $q/(q-1)$. Используем для He^+ упрощенную модель атома: два дискретных уровня и континуум. Обозначим: n^+ - концентрация ионов He^{2+} , n_1 и n_2 - населенности уровней $n = 1$ и $n = 2$ иона He^+ .

Уравнение ионизационного равновесия, в предположении, что ионизация производится прямым излучением ядра и диффузным излучением оболочки для каждого из рассматриваемых ионов, можно записать так:

$$4\pi \sum_1^2 n_i \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma_{ic}(\nu) (J_{\nu}^r + J_{\nu}^d) \frac{d\nu}{h\nu} = n_e n^+ \sum_1^{\infty} (\alpha_i^{ph} + \alpha_i^{di}). \quad (87)$$

Здесь $\sigma_{ic}(\nu)$ - сечение фотоионизации с уровня i , n_i - населенность уровня i , J_{ν}^r и J_{ν}^d - средние интенсивности прямого и диффузного излучения, соответственно, α_i^{ph} и α_i^{di} - скорости фото и диэлектронной рекомбинаций на уровень i соответственно.

Обозначим $b = \alpha_1^{ph} / (\alpha_1^{ph} + \alpha_1^{di})$. Скорость диэлектронной рекомбинации для HeIII и HeII равна нулю, а для HeI ею можно пренебречь по сравнению со скоростью фоторекомбинации. Поэтому, можно считать, что $b = 1$.

Для учета вклада диффузного излучения J_ν^d мы использовали модифицированное приближение Занстра [3]. Введем функцию $\mathcal{F}(\tau)$ так, что

$$4\pi n_1 \int_{\nu_i}^{\infty} \sigma(\nu) \frac{J_\nu^d}{h\nu} d\nu = (1 - \mathcal{F}(\tau))(\alpha_1^{ph} + \alpha_1^{di})n_e n^+. \quad (88)$$

Здесь $\tau = \tau(\nu = \nu_{ic}^0)$, где ν_{ic}^0 – частота излучения, соответствующая порогу ионизации рассматриваемого атома из состояния i .

При этом в уравнении (87) сделаем замену:

$$\sum_i (\alpha_i^{ph} + \alpha_i^{di}) = \frac{(1 - p + p\mathcal{F}(\tau))\alpha_1^{ph}}{p b},$$

множитель $\mathcal{D}(\tau) = 1 - p + p\mathcal{F}(\tau)$ – поправка, учитывающая ионизацию диффузным излучением. Здесь $p = p(T_e)$ – отношение скорости рекомбинации на первый уровень к полной скорости рекомбинации, рассчитанное главе 2.

Возможны следующие приближения для $\mathcal{F}(\tau)$:

1. $\mathcal{F}(\tau) = 1$ (тогда $J_\nu^d = 0$ – диффузное излучение не учитывается) и $\mathcal{D}(\tau) = 1$,
2. $\mathcal{F}(\tau) = 0$ – известное приближение "On the spot" Занстра, $\mathcal{D}(\tau) = 1 - p$,
3. $\mathcal{F}(\tau) = e^{-\tau}$ – (модифицированное приближение Занстра [3]) – интерполяция между приближениями (1) и (2).

В дальнейшем мы будем использовать приближение (3). Применимость этого приближения объясняется тем, что в зоне, близкой к фотосфере, $\tau \approx 0$ и вклад диффузного излучения мал ($\mathcal{F}(\tau) \approx 0$), а для $\tau \gg 1$ справедливо приближение (2).

Состояние ионизации в данной точке можно найти, написав уравнение (87) для всех элементов среды, а также воспользовавшись уравнениями сохранения числа частиц и зарядов. Нейтральных атомов He в атмосферах звезд типа WR практически нет (см. результаты предыдущей главы), поэтому уравнения стационарности для каждого из рассматриваемых уровней, уравнения ионизационного равновесия, сохранения заряда и полного числа атомов и ионов He будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} n_i(B_{ic} + \sum_{k < i} A_{ik} + \sum_{i \neq k} [B_{ik}\bar{J}_{ik} + n_e q_{ik}]) &= \sum_{k \neq i} n_k(B_{ki}\bar{J}_{ik} + n_e q_{ki}) + n_e n^+ \alpha_i, \\ \sum_k n_k B_{kc} &= \mathcal{D}(\tau) n_e n^+ \alpha_1 / p, \\ n_e &= n + n^+, \\ n &= \sum_i n_i + n^+, \end{aligned} \quad (89)$$

где B_{ic} – скорость фотоионизации с уровня i с учетом вкладов дилутированного прямого и диффузного излучения, A_{ik} , B_{ik} и B_{ki} эйнштейновские коэффициенты, q_{ik} и q_{ki} – скорости возбуждения и дезактивации электронным ударом соответственно, α_i – скорость рекомбинации на уровень i , при этом принимается, что $\alpha_2 = \sum_{i > 2} \alpha_i$, n_e – электронная концентрация, n – полная концентрация атомов и ионов He, $\bar{J}_{ik}$ – средняя интенсивность излучения в линии i - k . Излучение фотосферы (ядра) звезды считается планковским с температурой T_* . Система уравнений (89) дополняется уравнением теплового баланса:

$$\Gamma = L_{ff} + L_{fb} + L_{coll}. \quad (90)$$

Здесь Γ - скорость приобретения энергии электронным газом за счет ионизации ионов He, L_{ff} и L_{fb} - скорости потери энергии на их свободно-свободное и рекомбинационное излучение, L_{coll} - на возбуждение ионов He и N электронным ударом. Представим эти величины в следующем виде:

$$\begin{aligned}\Gamma &= \left(\sum_i n_i B_{ic} \phi_i \right) \cdot kT_*, \\ L_{ff} + L_{fb} &= n_e n^+ \sum_i \alpha_i \mu kT_e, \\ L_{coll} &= kT_e \sum_{He^+, N^+} l_{12}(T_e) q_{12}(T_e),\end{aligned}\tag{91}$$

где ϕ_i , μ и α_i - определенные в главе 2 безразмерные параметры, близкие по порядку величины к 1 и слабо зависящие от T_e и T_* . Будем считать, что значения Γ , L_{ff} и L_{fb} определяются только ионами He, так как содержание ионов азота мало (см. выше), тогда как функция L_{coll} определяется как возбуждением He^+ , так и ионов N^{3+} и N^{4+} .

Перед решением совместной системы уравнений теплового баланса и ионизационного равновесия выберем параметры задачи. Для эффективной температуры звезды примем значение $T_* = 90000$ согласно [92]. В качестве параметров звезды типа WR возьмем их значения для звезды WN5 в системе V444 Cyg : $R_* = 2.9R_\odot$, $n(r) = n_0/r^3$ ($n_0 = 4.66 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ - концентрация атомов и ионов He на уровне фотосферы).

Значения γ_{12} для ионов He и N взяты из компиляции [83]. Используя выражения для параметров ϕ , полученные в главе 2, а для L_{ff} , L_{fb} - приведенные в [2] и [21] получим значения констант в уравнениях (91) при $T_e \approx 10^4$: $\phi_1 = 0.73$, $\phi_2 = 0.6$, $\mu = 0.93$.

Для решения системы уравнений ионизационного и теплового равновесия атмосфера разбивалась на слои толщиной $\Delta r = \Delta(R/R_*) = 0.01$. Система (91) интегрировалась методом, описанным в работе [25], средняя интенсивность излучения в линиях вычислялась в приближении Соболева (см. пункт 3.1.3).

Результаты расчетов показывают, что чисто гелиевая атмосфера при эффективной температуре фотосферы (ядра) звезды типа WR порядка 90 000 K будет иметь почти постоянную электронную температуру $T_e \approx 60\,000 - 70\,000 \text{ K}$ как в *облаках*, так и вне них. В то же время при наличии в атмосфере ионов азота температура *межоблачной* среды почти не меняется, а в *облаках* понижается примерно до "небулярного" значения $T_e \approx 10^4 \text{ K}$.

Отметим, что нагрев электронного газа в *облаках* происходит только при фотоионизации с возбужденных уровней He^+ , так как оптическая толщина *облаков* в континууме первого уровня ионизованного гелия $\tau_{1c} \geq 1$. Наличие в *облаках* ионов азота (для звезд WC - ионов углерода) сильно понижает электронную температуру за счет потерь энергии на возбуждение этих ионов электронным ударом.

Зависимость $T_e(r)$ в *облаке*, находящемся на расстоянии $R_c = 5R_*$ от центра звезды приведена на рис. 15. Крутой спад электронной температуры у границы *облака* является следствием допущения, что плотность вещества скачком возрастает от значения n внутри *облака* до значения pn внутри него. Электронная температура во внутренней области *облака* практически постоянна, так как его оптическая толщина в континууме уровня $n = 2$ $\tau \gg 1$, поэтому плотность ионизирующего излучения в *облаке* не меняется. Общий ход электронной температуры в атмосфере звезды типа WR с учетом возможности попадания отдельных *облаков* на луч зрения показан на рис. 16.

Таким образом можно сделать вывод, что *облака* в атмосферах звезд типа WR представляют собой плотные и относительно "холодные" ($T_e \approx 12000 \text{ K}$) образования. В то же

время исходя из только из этого факта нельзя сделать вывод о том, что атмосферы звезд типа WR являются в целом холодными. Обнаружение сильного рентгеновского излучения от этих звезд указывает на присутствие в атмосферах не только "холодных", но и очень горячих ($T \approx 10^7$ K) областей (см. главу 4).

Наличие в атмосферах областей горячего газа повышает температуру всей атмосферы. Кроме того следует отметить, что рентгеновское излучение этих областей, поглощаясь в более холодных частях атмосферы (*облаках* и *межоблачной* среде) нагревает газ в них и приводит к увеличению температуры этих компонент атмосферы.

Возможен альтернативный по отношению к рассматриваемого в данной работе подход для описания тепловой структуры атмосферы звезд ранних спектральных классов (модель "горячего" ветра). В работе [23] предположено, что атмосферы звезд спектрального класса O имеют температуры существенно большие эффективных температур самих звезд. Предполагается, что электронная температура в атмосфере может достигать значения $1.5 \cdot 10^5$ K. В рамках такого подхода (как и в *облачной модели*) можно объяснить присутствие в атмосферах ионов высоких и низких стадий ионизации и воспроизвести наблюдаемые профили линий иона OVI, присутствие линий которого в спектрах O звезд долго считалось загадочным.

Применимость модели "горячего" ветра для атмосфер звезд типа Вольфа-Райе остается пока открытой. На основании сравнительного анализа моделей "холодного" и "горячего" ветра можно сделать вывод, что пока нет оснований для однозначного выбора той или иной модели. "Горячий" ветер эффективно излучает в рентгеновском диапазоне, поэтому можно надеяться, что увеличение чувствительности и спектрального разрешения детекторов рентгеновского излучения позволит решить этот вопрос.

3.3.3 Влияние немонотонности распределения электронной температуры в атмосфере на ионизационную структуру атмосфер

Учет изменения электронной температуры в *облачной* атмосфере по сравнению с атмосферой, не содержащей *облаков*, изменяет ионизационную структуру атмосферы. Как показывают результаты наших расчетов, ионизационная структура однородной компоненты атмосферы (*межоблачной* среды) при учете рассчитанной зависимости $T_e(r)$ не слишком отличается от получаемой при использовании эмпирической зависимости $T_e(r)$ в работе [3]. Однако ионизационная структура *облаков*, что ясно видно из рис. 17, меняется весьма существенно. Учет понижения электронной температуры в *облаках* ведет к увеличению содержания ионов более низких стадий ионизации по сравнению с атмосферой с одинаковыми значениями T_e в *облаках* и *межоблачной* среде.

Результаты проведенных нами расчетов тепловой структуры атмосфер можно использовать для аналитического описания распределения электронной температуры во всей атмосфере. Пусть $T_e^{\text{cl}}(r)$ – электронная температура в *облаке*, $T_e^{\text{ic}}(r)$ – в *межоблачной* среде. Изменение электронной температуры в оболочке можно представить таким законом:

$$T_e(r) = \frac{T_e^{\text{cl}}(r)n(r)^{\text{cl}} + T_e^{\text{ic}}(r)n(r)^{\text{ic}}}{n(r)^{\text{cl}} + n(r)^{\text{ic}}}, \quad (92)$$

где $n^{\text{cl}}(r)$, – концентрация вещества в *облаке*, $n^{\text{ic}}(r)$ – в *межоблачной* среде соответственно. Для величины $T_e^{\text{cl}}(r)^{\text{cl}}$, как показывают данные наших расчетов, можно принять значение $(2/3) \cdot T_*$ тогда как для $T_e(r)^{\text{cl}}$ – величину 12 000 K для звезд подтипа WN и 10 000 K для звезд подтипа WC.

Рис. 15. Зависимость $T_e(r)$ в *облаке*, находящемся на расстоянии $R_c = 5R_*$ от центра звезды. Использованы отношения плотностей $p = 30$ (сплошная линия) $p = 100$ (пунктирная линия).

Рис. 16. Изменение электронной температуры в среде с плотными *облаками* на луче зрения. Пунктир – зависимость $T_e(r)$ в статье [3].

Рис. 17. Ионизация гелия в *облаке* с учетом уменьшения электронной температуры в *облаке*. Сплошная линия - электронная температура в *облаке* такая же, как в *межоблачной* среде. Пунктир - ниже чем в *межоблачной среде*. Значение $T_* = 60000$ К, остальные параметры атмосферы и облака такие же, как приведенные на рис. 13.

3.4 Роль *облачной* компоненты атмосферы в формировании спектров звезд типа WR

Изменения ионизационной и тепловой структуры атмосфер звезд типа WR, вызываемые наличием плотных и холодных *облаков* в атмосфере, сказываются на спектрах звезд. Отметим, что уменьшение электронной температуры *облачной* компоненты атмосферы приводит не только к изменению ионизационной структуры атмосферы, но и к увеличению полного излучения звезды в ИК и радиодиапазонах, так как с уменьшением температуры коэффициент свободно-связанного и свободно-свободного излучения возрастает. Уменьшение температуры *облаков* до значения $\simeq 10^4 K$ приводит к увеличению коэффициентов излучения в непрерывном спектре и эффективных коэффициентов рекомбинации ионов He^+ , C^{2+} , N^{3+} и др., находящихся в *облаках*, в 2 – 3 раза. Тем самым полная энергия, излучаемая *облаками* в непрерывном спектре и в линиях, в 2 – 3 раза больше, чем в модели атмосферы с одинаковыми температурами *облаков* и *межоблачной* среды.

Обсудим также влияние формирования плотных *облаков* в атмосферах звезд типа WR и связанного с этим эффектом увеличения содержания ионов низких стадий ионизации и уменьшения электронной температуры в *облаках* на профили линий в спектре таких звезд. Это влияние складывается из двух факторов. Первый из них связан с тем, что при уменьшении температуры в каком-либо месте атмосферы уменьшается ширина профиля линии и, как следствие, увеличивается коэффициент поглощения в центре линии. Однако, как хорошо известно (например [20]), в расширяющихся атмосферах звезд ранних спектральных классов, в которых градиент скорости крупномасштабных движений многократно превышает тепловые скорости движения газа, профиль линии мало чувствителен к форме коэффициента поглощения в линии.

Кроме того в атмосферах таких звезд профиль коэффициента поглощения определяется главным образом турбулентными движениями в атмосфере, скорости которых превышают тепловые [106] и слабо связаны со значениями локальной электронной температуры.

Существенно большее влияние на профили линий оказывает второй фактор: увеличение содержания ионов более низких стадий ионизации в плотных холодных *облаках* в атмосфере, иллюстрированное на рис. 13. При этом основное влияние на ионизационное состояние газа в *облаке* оказывают поглощение ионизирующего излучения в плотном веществе *облака* и увеличение роста скорости рекомбинации из-за роста электронной концентрации n_e . Уменьшение электронной температуры в *облаке* является уже эффектом второго порядка и вносимое им изменение ионизационной структуры *облака* видно на рис. 17.

Влияние образования плотных *облаков* в атмосфере на профили линий в спектрах звезд типа WR проиллюстрировано на рис. 18. Расчеты профилей были выполнены W.R. Hamann [90] по программе расчета моделей атмосфер, описанной в работе [89] с использованием результатов расчета ионизационной и тепловой структуры атмосфер звезд подтипа WN, описанных в настоящей главе. Как видно на рисунке, учет присутствия плотных облаков в атмосфере приводит к увеличению интенсивностей линий HeI и HeII в спектрах. Отметим также, что без учета образования плотных облаков в атмосферах звезд подтипа WC невозможно объяснить появление в их спектрах сильной эмиссионной линии $\text{CIII } \lambda 5696$ (см., например, [13]).

Из результатов главы 3 можно сделать **вывод** о немонотонности распределения степеней ионизации He и других ионов, а также электронной температуры в атмосферах звезд типа WR при предположении о наличии в них областей повышенной по отношению к средней плотности вещества (облаков). Эта немонотонность существенно влияет на профили линий в спектрах звезд.

Рис. 18. Верхний рисунок: профили линий HeII λ 5411 и HeI λ 5875 рассчитанные для водородно-гелиевой атмосферы, содержащей 1.5% азота (по массе) [90]. Сплошной линией показаны профили для однородной атмосферы, пунктиром - для атмосферы с *облаками* с отношением плотности вещества в *облаках* к средней плотности вещества в атмосфере $D = \rho_{\text{cl}}/\bar{\rho} = 4$. Параметры модели: $T_{\text{eff}} = 39800$ K, $L = 2 \cdot 10^5 L_{\odot}$, $R_* = 9.4 R_{\odot}$, $M = 8 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. Нижний рисунок: то же, что на верхнем рисунке, но для модели атмосферы с $T_{\text{eff}} = 50100$ K. Наблюдаемый спектр звезды WR123 (WN8) (толстая линия на верхнем рисунке) взят из атласа спектров звезд подтипа WN [87].

4 Рентгеновское излучение одиночных звезд ранних спектральных классов и звезд типа Вольфа-Райе

4.1 Излучение и поглощение рентгеновского излучения атмосферами звезд спектральных классов О и В

Одним из величайших сюрпризов, преподнесенных в результате работы рентгеновской обсерватории EINSTEIN, было открытие того, что горячие ОВ звезды являются яркими рентгеновскими источниками. Излучение этих звезд в мягком (в области 1 кэВ) рентгеновском диапазоне является весьма заметным (см., например, [180]). В отличие от более холодных звезд поздних типов, рентгеновское излучение которых показывает корреляции с периодом вращения звезды, наблюдаемая рентгеновская светимость (L_X) горячих звезд прямо пропорциональна болометрической светимости: $L_X \sim 10^{-7} L_{\text{bol}}$, как было получено из анализа уже самых первых наблюдений. Наблюдения с последующих рентгеновских спутников-обсерваторий, наиболее информативными из которых были наблюдения со спутника ROSAT, подтвердили полученные ранее результаты лишь с незначительными поправками. Например, из наблюдений 42 О-звезд со спутника ROSAT Kudritzki et al. [114] установили, что $\lg L_X/L_{\text{bol}} \approx -6.7 \pm 0.35$ и, и обнаружили слабую зависимость светимости от характерной плотности ветра $\dot{M}/v_\infty$: ($L_X \sim [\dot{M}/v_\infty]^{-0.38} L_{\text{bol}}^{1.34}$).

Еще до получения достоверной информации о рентгеновской светимости горячих звезд, существование рентгеновского излучения тонких звездных “корон” было постулировано для того, чтобы объяснить суперионизацию, видимую в ультрафиолетовых спектрах ОВ звезд [53]. В дальнейшем было показано, что такая корональная модель не может объяснить наблюдаемый рентгеновский поток из-за ограничений, накладываемых на протяженность и температуру “корон”. Гораздо более предпочтительной является гипотеза о формировании рентгеновского излучения в результате образования в атмосферах ударных волн вследствие неустойчивости радиационно ускоряемого звездного ветра [126, 156].

L Lucy & White [127] предложили феноменологическую модель, в которой ускоренные давлением излучения неоднородности (*облака*) движутся быстрее вещества окружающей *межоблачной* среды, формируя ударные волны. Ударные волны, в рамках этой модели, движутся вперед (от звезды), ускоряя и нагревая вещество звездного ветра до температур, необходимых для формирования излучения в рентгеновском диапазоне.

Однако, численное моделирование нелинейной эволюции неустойчивостей радиационно ускоряемого звездного ветра выявило отличную от описываемой данной феноменологической моделью структуру ветра. Было показано, что при обтекании разреженным, двигающийся с большей скоростью *межоблачным* газом более плотных неоднородностей формируются обратные (распространяющиеся в направлении к центру звезды) ударные волны, тормозящие разреженный газ. На границе взаимодействия образуются сжатые, плотные и горячие “оболочки”, излучающие в рентгеновском диапазоне [155].

В то же время, рассчитанные в такой модели рентгеновские потоки, оказались существенно ниже наблюдаемых, так как, только небольшая часть вещества атмосферы нагревается описанным выше способом. Для согласования с наблюдениями в последующих численных моделях формирования рентгеновского излучения в атмосферах звезд спектрального класса О (см., например, [78]) была использована гипотеза о существовании хаотических сверхзвуковых турбулентных движений в основании ветра в околосферной области.

При наличии в атмосфере таких турбулентных движений в ней формируется большое число плотных оболочек с существенно различающимися скоростями. Столкновения таких оболочек друг с другом приводят к формированию ударных волн, распространяющихся по

веществу оболочек и нагревающих их до температур в миллионы градусов. Предложенная гипотеза позволяет согласовать наблюдаемые и рассчитанные рентгеновские светимости звезд спектрального класса О. Тем не менее, модели подобного рода не объясняют наблюдаемую в широком диапазоне спектральных подклассов пропорциональность рентгеновской светимости и болометрической светимости звезд.

Для того, чтобы обеспечить надежное понимание общих свойств рентгеновского излучения горячих звезд необходимо использовать подход, не связанный с конкретными моделями образования горячего газа в атмосферах исследуемых звезд. Такой подход позволит четко определить какими общими свойствами должны обладать численные модели для того, чтобы воспроизвести наблюдаемые характеристики всего класса объектов (звезд спектрального класса О) в рентгеновском диапазоне. В качестве рабочего инструмента для реализации подобного подхода используем феноменологическую модель формирования рентгеновского излучения горячих звезд, описанную в статье Owocki & Cohen [159]. Описание модели дано в пунктах 4.1.1 и 4.2.2.

4.1.1 Формальное решение уравнения переноса для оболочки, расширяющейся с постоянной скоростью

Допустим, что излучение и поглощение рентгеновского излучения происходит в сферически-симметричной, расширяющейся с постоянной скоростью оболочке. В данном параграфе рассмотрим монохроматическое излучение, оставляя исследование спектра излучения на следующий параграф.

Определим обычным образом (p, z) -координатную систему, так, что z – это координата вдоль луча зрения и p – прицельное расстояние (см. рис. 11). Согласно формальному решению уравнения переноса интенсивность излучения, распространяющегося в направлении оси z в областях атмосферы, находящихся на прицельных расстояниях p при $z \gg 1$

$$I_p \approx \int_{-\infty}^{\infty} j(r) e^{-\tau(p, z)} dz, \quad (93)$$

где $r = (p^2 + z^2)^{1/2}$ – расстояние от центра звезды до точки с координатами p, z , $j(r)$ – коэффициент излучения в рассматриваемой частоте в данной точке.

Полная рентгеновская светимость определяется интегрированием по всем значениям p :

$$L_X = 8\pi^2 \int_0^{\infty} I_p p dp. \quad (94)$$

Здесь оптическая толщина атмосферы для прицельного расстояния p

$$\tau(p, z) = \int_z^{\infty} \kappa_X[r(p, z')] \rho[r(p, z')] dz', \quad (95)$$

где ρ — плотность, и κ_X — коэффициент поглощения в рентгеновском диапазоне, рассчитанный на единицу массы. Непрозрачность в рентгеновском диапазоне определяется, главным образом, относительно холодными областями атмосферы ($T_e < 10^5$ К), не разогретыми при прохождении ударных волн. При этом рентгеновские кванты поглощаются, в основном, при фотоотрыве электронов с К-оболочек атомов и ионов He, C, N, O, Ne, Na, Mg и Si.

В современных моделях атмосфер горячих звезд ударные волны формируются из-за неустойчивости радиационно ускоряемого звездного ветра, а появление нагретого до высоких температур газа, излучающего в рентгеновской области спектра, предсказывается

только в той части атмосферы, которая достигла скорости, составляющей существенную долю ($\geq 50\%$) терминальной скорости v_∞ [77].

Для простоты изложения, будет считать, что скорость истечения постоянна (случай непостоянной скорости истечения рассмотрен в пункте 4.1.5). Кроме того, так как ионизационная структура оболочки мало меняется на расстояниях, где скорость расширения атмосферы больше $0.5v_\infty$, предположение о постоянстве коэффициента поглощения в области атмосферы, излучающей в рентгеновском диапазоне, является достаточно хорошим. С учетом приведенных допущений оптическая толщина атмосферы для рассматриваемой энергии рентгеновских квантов вдоль луча зрения (параметр $p = 0$)

$$\tau(0, z) = \frac{\kappa_X \dot{M}}{4\pi v_\infty} \int_r^\infty \frac{dr'}{r'^2} = \frac{r_1}{r}, \quad (96)$$

где

$$r_1(E) \equiv \frac{\kappa_X \dot{M}}{4\pi v_\infty} - \quad (97)$$

радиус сферы единичной оптической толщины (для рассматриваемой энергии рентгеновских квантов), т.е. расстояния, на котором $\tau(0, r_1) \equiv 1$. Для других направлений ($p > 0$):

$$\begin{aligned} \tau(p, z) &= r_1 \int_z^\infty \frac{dz'}{p^2 + z'^2} = \frac{r_1}{p} \arccos \left(\frac{z}{\sqrt{p^2 + z^2}} \right) \\ &= \frac{r_1}{p} \theta(p, z), \end{aligned} \quad (98)$$

где θ — угол между лучом зрения и радиус-вектором. Выражение (93) можно переписать, заменив интегрирование по z на интегрирование по θ :

$$I_p = p \int_0^\pi \frac{j[r(p, \theta)]}{\sin^2 \theta e^{r_1 \theta/p}} d\theta. \quad (99)$$

Так как рентгеновское излучение возникает, преимущественно, благодаря бинарным процессам — рекомбинации и возбуждению уровней электронным ударом, объемный коэффициент излучения j (эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-3} \text{стерадиан}^{-1}$) пропорционален квадрату плотности:

$$j(r) = (4\pi)^{-1} f_X \Lambda(T_X) n_e n_i, \quad (100)$$

где мы ввели параметр f_X — рентгеновский фактор заполнения: безразмерная величина, определяемая отношением мер эмиссии горячей и холодной компонент ветра. Величина $\Lambda(T_X)$ — функция охлаждения горячего газа, излучающего в рентгеновской области спектра. В условиях, типичных для атмосфер горячих звезд, можно положить, что $\Lambda(T_X)$ не зависит от плотности (по крайней мере при обсуждении результатов, полученных с использованием современных низкочувствительных детекторов, этой зависимостью можно пренебречь) и определяется, в основном, электронной температурой газа, излучающего в рентгеновском диапазоне.

При предположении, что множитель $[f_X \Lambda(T_X)]$ постоянен во всей части атмосферы, дающей вклад в рентгеновское излучение для рассматриваемой энергии квантов, для интеграла (99) может быть получено аналитическое выражение:

$$I_p = 2f_X \Lambda(T_X) \frac{r_1}{\kappa_X^2} \left(\frac{1 - e^{-\pi r_1/p}}{r_1^2 + 4p^2} \right). \quad (101)$$

Тогда полная рентгеновская светимость L_X может быть получена подстановкой выражения (101) в формулу (94):

$$\begin{aligned} L_X &= 4\pi^2 f_X \Lambda(T_X) \frac{r_1}{\kappa_X^2} \int_0^\infty \frac{1 - e^{-2\pi x}}{x(1+x^2)} dx \approx \\ &\approx 9.76\pi^2 f_X \Lambda(T_X) \frac{r_1}{\kappa_X^2} = 2.44\pi \frac{f_X \Lambda(T_X)}{\kappa_X} \frac{\dot{M}}{v_\infty}, \end{aligned} \quad (102)$$

Численные значения коэффициентов получены прямым численным интегрированием. Заметим, что несмотря на то, что коэффициент излучения пропорционален квадрату плотности, рентгеновская светимость только *линейно* пропорциональна плотности ветра (параметру $\dot{M}/v_\infty$), из-за поглощения рентгеновского излучения холодной компонентой вещества атмосферы.

4.1.2 Экзосферное приближение

В данном параграфе мы будем использовать введенное в работе Owocki & Cohen [159] так называемое "экзосферное приближение". В этом приближении полагается, что все наблюдаемое рентгеновское излучение приходит из внешней области атмосферы $r > r_1$, где r_1 — введенный в уравнении (97) радиус *экзосферы* — сферы единичной оптической глубины для рассматриваемой энергии рентгеновских квантов, тогда как излучение из более глубоких слоев ($r < r_1$) полностью поглощается в атмосфере. При этом считается, что любой рентгеновский квант, излученный в области $r > r_1$ выходит из атмосферы *без рассеяния*. Радиус r_1 зависит от энергии рентгеновских квантов.

Используя экзосферное приближение можно оценить полную рентгеновскую светимость, проинтегрировав коэффициент излучения в рентгеновской области спектра по объему $r > r_1$:

$$L_X(E) \approx 8\pi^2 \int_{r_1}^\infty j(r) r^2 dr = \frac{2\pi f_X \Lambda(T_X)}{\kappa_X} \cdot \frac{\dot{M}}{v_\infty}, \quad (103)$$

Светимости, получаемые с использованием выражения (103), близки к более точным значениям, даваемым соотношением (102) и полученным точным численным интегрированием. Численный коэффициент 2.0 в уравнении (103) отличается от точного значения 2.44 лишь на 20%. Поэтому, простое аналитическое выражение (103) равно как и используемое при его выводе "экзосферное приближение" полезно использовать для оценки рентгеновской светимости L_X в тех случаях, когда трудно произвести требуемое формулами (93) и (94) численное интегрирование.

Воспользуемся формулой (103) для того, чтобы оценить светимость L_X в общем случае, когда рентгеновский фактор заполнения f_X меняется с увеличением расстояния от центра звезды r по степенному закону, начиная с некоторого граничного радиуса R_0 — наименьшего расстояния, на котором возможно возникновение рентгеновского излучения:

$$\begin{aligned} j(r) &= \rho^2(f_X)_0 \frac{\Lambda}{4\pi\mu_i\mu_e} \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^s, & r > R_0 \\ j(r) &= 0, & r < R_0 \end{aligned} \quad (104)$$

где $(f_X)_0$ — объемный рентгеновский фактор заполнения на расстоянии $r = R_0$. В отличие от специального случая $R_0 = R_*$ и $s = 0$, вычисление L_X требует, в общем, двойного

численного интегрирования по p и z . Однако, применение экзосферного приближения (103) позволяет получить простое аналитическое выражение для рентгеновской светимости:

$$L_X \approx \frac{(f_X)_0 \Lambda / 4\pi \mu_i \mu_e}{2(1-s)} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^2 R_0^{-s} [\max(R_0, r_1)]^{s-1}. \quad (105)$$

Перепишем уравнение (105), выразив рентгеновскую светимость L_X через скорость потери массы звездой $\dot{M}$ и терминальную скорость ветра v_∞ :

$$L_X \approx \frac{(f_X)_0 \Lambda / 4\pi \mu_i \mu_e}{2(1-s)R_0} \left(\frac{4\pi R_0}{\kappa_X} \right)^{1-s} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^{1+s}, \quad (106)$$

в случае оптически толстой оболочки ($R_0 < r_1$).

Для оптически тонкой оболочки:

$$L_X \approx \frac{(f_X)_0 \Lambda / 4\pi \mu_i \mu_e}{2(1-s)R_0} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^2, \quad (107)$$

где $R_0 > r_1$. Заметим, что рентгеновская светимость пропорциональна $\left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^2$ в случае оптически тонкой (для рассматриваемой частоты рентгеновских квантов) атмосферы, а для оптически плотной атмосферы ($R_0 < r_1$) светимость пропорциональна $\left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^{1+s}$.

При предположении о постоянстве коэффициента излучения ($s = 0$) в атмосфере для оптически толстой для рентгеновских квантов (рентгеновски толстой) атмосферы, подставив значение $s = 0$ в выражение (106), получим уже известную нам формулу (103), тогда как для рентгеновски тонкой атмосферы

$$L_X \approx \frac{(f_X)_0 \Lambda / 4\pi \mu_i \mu_e}{2R_0} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^2. \quad (108)$$

Итак, мы получили монохроматические рентгеновские светимости рентгеновски тонких и рентгеновски толстых атмосфер при специальном предположении о пространственном распределении излучающего в рентгеновском диапазоне вещества (степенной закон для изменения фактора заполнения в атмосфере). Как будет показано в следующем параграфе, атмосфера одной той же звезды может быть оптически тонкой при одних энергиях рентгеновских квантов и оптически толстой при других.

4.1.3 Особенности рентгеновских спектров ОВ звезд

Рентгеновские спутники-обсерватории, которые обеспечивают до сегодняшнего дня информацию о рентгеновском излучении горячих звезд (например, EINSTEIN, ROSAT, ASCA), имеют чувствительность в диапазоне до двух порядков величины по энергии и, несмотря на их крайне скромное спектральное разрешение, обеспечили некоторую информацию о распределении энергии в рентгеновском спектре горячих звезд.

Сглаженная зависимость коэффициента поглощения в рентгеновском диапазоне от энергии (не принимая во внимание нескольких скачков при пороговых энергиях К-оболочек разных атомов и ионов), может быть представлена степенным законом:

$$\kappa_\nu(E) \approx \frac{\kappa_0}{E_X^\gamma}. \quad (109)$$

Hillier et al. [94] нашли, что $\gamma \approx 2$ для ζ Pup (O4If) в слоях, где гелий остается дважды ионизованным и $\gamma \approx 2.8$ в областях, где He^{++} рекомбинирует в He^+ . Для звезды ϵ CMa (B2II), точные расчеты дают $\gamma \approx 1.8$ для энергий от 0.1 кэВ и 1 кэВ [61]. Для звезд типа WR можно использовать значения γ в пределах 2 – 3 [99]. Атмосфера звезды может быть оптически тонкой на одних энергиях и оптически толстой на других. Полагая $r_1 = R_0$, можно найти критическую энергию, которая разделяет части спектра, на оптически плотную ($E_X < E_1$) и оптически тонкую ($E_X > E_1$) области.

$$E_1 = \left(\frac{\kappa_0 \dot{M}}{4\pi v_\infty R_0} \right)^{1/\gamma}, \quad (110)$$

Для того, чтобы определить форму спектра, необходимо знать вид энергетической зависимости коэффициента излучения. Для простоты, предположим, что коэффициент излучения также, как коэффициент поглощения имеет степенную зависимость от энергии:

$$\Lambda(E_X) = \frac{\Lambda_*}{E_X^\delta}, \quad (111)$$

и, таким образом, уравнение (104) может быть переписано в виде

$$j(r) = \rho^2 (f_X)_0 \frac{\Lambda_*}{4\pi \mu_i \mu_e E_X^\delta} \cdot \left(\frac{r}{R_0} \right)^s, \quad r > R_0. \quad (112)$$

При низкой разрешающей способности инструментов, обеспечивающих до сегодняшнего дня информацию о рентгеновских спектрах звезд, распределение энергии в рентгеновском спектре, в котором доминируют спектральные линии, может быть аппроксимировано гладкой функцией. Используя уравнение (112), получим:

$$\begin{aligned} \frac{dL_X}{dE_X} &= L_1 \left(\frac{E_X}{E_1} \right)^{\gamma(1-s)-\delta}, \quad E_X < E_1 \\ \frac{dL_X}{dE_X} &= L_1 \left(\frac{E_X}{E_1} \right)^{-\delta}, \quad E_X > E_1, \end{aligned} \quad (113)$$

где $L_1 \equiv L_X(E_1)$ – светимость на энергии, в которой оптическая глубина оболочки равна единице:

$$L_1 = \frac{(f_X)_0 \Lambda_* / 4\pi \mu_i \mu_e}{2(1-s)R_0} \left(\frac{4\pi R_0}{\kappa_0} \right)^{\delta/\gamma} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^{2-\delta/\gamma}. \quad (114)$$

Рис. 19. Сечения поглощения (см^2) σ_w холодных атмосфер $T_e < 10^5 \text{ К}$ в функции энергии. На верхней, средней и нижней частях рисунка показаны сечения поглощения для солнечного, и среднего для звезд типов WN и WC химического состава. Предположено, что звезды спектрального класса O обладают солнечным химическим составом. На верхнем рисунке, сплошная линия показывает сечение поглощения для вещества, в котором водород нейтрален; точками обозначено сечение для вещества атмосфер O звезд, в атмосферах которых водород ионизован и пунктирная линия — это сечения для вещества атмосфер тех O звезд, в которых и водород и гелий полностью ионизованы. Как для звезд подтипа WN, так и для звезд подтипа WC, водород предполагается или полностью ионизованным, или совершенно отсутствующим. Сплошная, точечная и пунктирная линии на всех рисунках обозначают сечения в случаях, когда гелий в атмосферах нейтрален, однократно или двукратно ионизован соответственно.

Уравнения (113) удобны для представления формы спектра, перепишем их в виде, раскрывающем зависимость энергии, излучаемой в заданном энергетическом диапазоне, от параметров истечения вещества $\dot{M}$ и v_∞ :

$$\begin{aligned}\frac{dL_X}{dE_X} &= \frac{(f_X)_0 \Lambda_* / 4\pi\mu_i\mu_e}{2(1-s)R_0} \left(\frac{4\pi R_0}{\kappa_0} \right)^{1-s} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^{1+s} E_X^{\gamma(1-s)-\delta}, \quad E_X < E_1 \\ \frac{dL_X}{dE_X} &= \frac{(f_X)_0 \Lambda_* / 4\pi\mu_i\mu_e}{2(1-s)R_0} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^2 E_X^{-\delta}, \quad E_X > E_1\end{aligned}\quad (115)$$

где представлены выражения для оптически тонкой и плотной областей спектра соответственно.

Как видно из соотношений (115), энергетическая зависимость рентгеновской светимости в двух различных областях спектра характеризуется разными наклонами. Если для оптически тонкой области спектра показатель $\gamma(1-s) - \delta > 0$, тогда $E_X = E_1$ является энергией, на которой рентгеновский поток максимален, а абсолютная величина этого максимального потока определяется *только* абсорбционными свойствами ветра. В случае $\gamma(1-s) - \delta \leq 0$ при энергии $E_X = E_1$ будет виден излом в спектре выходящего рентгеновского излучения.

Из анализа уравнения (110) можно было бы заключить, что наблюдаемые значения энергий E_1 должны были бы значительно отличаться между атмосферами звезд класса В, с их низкими плотностями, и значительно более плотными атмосферами звезд класса О. Однако, хотя некоторые отличия между этими двумя классами и наблюдаются, они значительно меньше, чем предсказывают модельные расчеты. Кроме того, относительные наклоны оптически тонкого и плотного участков спектров, полученные из наблюдений, по-видимому, отличаются намного больше чем на $\gamma(1-s)$, при любых возможных значениях γ и s .

Таким образом, ясно, что предположение об универсальной степенной зависимости коэффициента излучения от энергии является слишком простым допущением. Очевидный недостаток такого предположения состоит в том, что оно допускает существование плазмы со сколь угодно высокой температурой. Поэтому разумно рассмотреть ограничение справедливости степенного закона изменения коэффициента излучения описываемого уравнением (111) некоторой максимальной энергией, такой что при энергиях рентгеновских квантов выше этой энергии коэффициент излучения резко падает.

Перепишем, в соответствии с этим, выражение для коэффициента излучения:

$$\Lambda(E_X) = \frac{\Lambda_*}{E_X^\delta} e^{-E_X/E_{\max}}, \quad (116)$$

где упомянутое выше значение энергии $E_{\max}$ — ограничивает максимальную температуру плазмы, достигаемую при прохождении по веществу атмосферы звезды наиболее сильных ударных волн. В этом случае уравнения (113) должны быть заменены следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}\frac{dL_X}{dE_X} &= L_1 \left(\frac{E_X}{E_1} \right)^{\gamma(1-s)-\delta} e^{-E_X/E_{\max}}, \quad E_X < E_1 \\ \frac{dL_X}{dE_X} &= L_1 \left(\frac{E_X}{E_1} \right)^{-\delta} e^{-E_X/E_{\max}}, \quad E_X > E_1,\end{aligned}\quad (117)$$

где L_1 имеет то же определение, что и ранее. Экспоненциальное уменьшение светимости при $E > E_{\max}$ приводит к лучшему согласию с наблюдаемыми данными для ОВ звезд.

Таким образом, существуют две возможных формы спектра. Если $E_{max} > E_1$, тогда экспоненциальное падение рентгеновского потока наступает при энергиях больших E_1 , при которых интенсивность уже убывает по степенному закону. Как и при простом степенном распределении, такой спектр имеет пик, определяемый значением E_1 . Следовательно, основное изменение в спектре, связанное с введением экспоненциального множителя состоит в более медленном падении в области высоких энергий. С другой стороны, если $E_{max} < E_1$, тогда пик в спектральном распределении выходящего рентгеновского излучения находится на меньших энергиях (при значениях энергии, определяемых в большей степени величиной E_{max} , а не энергией E_1) и падение интенсивности в спектре с увеличением энергии фотонов начинается значительно раньше.

Обратимся к моделям, описывающим спектры О и В звезд. В работе Hillier [94] рассчитан рентгеновский спектр звезды O4f θ Puppis, в рамках двухтемпературной модели. Было предположено, что в рентгеновском диапазоне излучают “равномерно” распределенные источники в звездном ветре, при R больших некоего минимального радиуса R_0 . Эти источники характеризуются температурой T_X и фактором заполнения f_X . Из сравнения теоретического и наблюдаемого спектров, была определена температура вещества горячей компоненты, как находящаяся в области 5×10^6 К и не превышающая 10^7 К.

Даже у более холодных В звезд температура горячего компонента, полученная из сравнения наблюдаемого и теоретического рентгеновских спектров, имеет значение около 5×10^6 К [54]. Можно предположить, что величина E_{max} должна быть относительно постоянной для горячих звезд со средним значением в области 0.5 кэВ. И, наоборот, значения E_1 меняются больше, чем на порядок величины при переходе от промежуточных подтипов звезд спектрального класса В к ранним подтипам О звезд. Поэтому то, какая из двух рассмотренных выше возможностей: $E_{max} > E_1$ или $E_{max} < E_1$ осуществляется для каждой конкретной звезды, зависит главным образом от значения E_1 , определяемого, в основном, скоростью потери массы.

Случай $E_{max} < E_1$ подходит для О звезд, с их оптически плотным ветром, в то время как вариант с $E_{max} > E_1$ относится скорее к ранним В звездам, с их менее плотными ветрами. Для В звезд с относительно небольшими скоростями потери массы, энергия, на которой рентгеновский поток максимален, определяется значением E_1 , в то время, как для более плотных, оптически толстых атмосфер, положение спектрального максимума относительно постоянно и определяется универсальным значением энергии $E_{max} \sim 0.5$ кэВ.

4.1.4 Соотношение между рентгеновской и болометрической светимостями

Для звезд спектрального класса О и звезд спектрального класса В ранних подтипов, наблюдается пропорциональность рентгеновской L_X и болометрической светимостей L_{bol} . Эти звезды имеют оптически плотные атмосферы, для которых $E_{max} < E_1$ и, таким образом, вклад оптически тонкой части ветра ($E_X > E_1$) в полную рентгеновскую светимость пренебрежимо мал. Поэтому мы можем рассматривать только то из уравнений (117), которое описывает оптически плотные среды. Более того, из-за крайне малого вклада высокоэнергетической части спектра в полную светимость, возможно произвести интегрирование по всем энергиям, пользуясь первым из соотношений (117) без значительного изменения конечного результата. Тогда полная рентгеновская светимость от звездного ветра горячей

$$L_X \approx \frac{(f_X)_0 \Lambda_* / 4\pi \mu_i \mu_e}{2(1-s)R_0} \left(\frac{4\pi R_0}{\kappa_0} \right)^{1-s} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^{1+s} \times \int_0^\infty E_X^{\gamma(1-s)-\delta} e^{-E_X/E_{max}} dE_X. \quad (118)$$

Интеграл в уравнении (118) вычисляется аналитически и равен $E_{max}^{1+\gamma(1-s)-\delta} \Gamma(\gamma - \gamma s - \delta)$.

Таким образом, из приведенного анализа следует пропорциональность рентгеновской светимости и характерной плотности вещества атмосферы $\dot{M}/v_\infty$, а не болометрической светимости, как это обычно предполагается. Далее рассмотрим, возможно ли объяснить наблюдаемую зависимость L_X и L_{bol} , предполагая пропорциональность плотности ветра и болометрической светимости.

Стандартная теория звездного ветра, порождаемого излучением (Castor, Abbot & Klein [56], здесь и далее САК), предсказывает, что скорость потери массы пропорциональна болометрической светимости звезды:

$$\dot{M} \propto L_{bol}^{1/\alpha'} M_{eff}^{1-1/\alpha'}, \quad (119)$$

где M_{eff} — эффективная масса звезды [$M_{eff} = M_*(1 - \Gamma_{Edd})$], и $\alpha' = \alpha - \beta$ комбинация параметров линии — α и β определенных в САК, которые описывают, соответственно, распределение непрозрачности в линии и ее зависимость от состояния ионизации, Γ_{Edd} — эддингтоновский множитель.

Как впервые было отмечено Kudritzki, Lennon & Puls [113], эта теоретическая зависимость находится в хорошем согласии с эмпирически полученным соотношением “светимость — ветер”:

$$\dot{M} v_\infty R_*^{1/2} \sim L_{Bol}^{1/\alpha'}, \quad (120)$$

где связь с САК формулой (119) следует из связи терминальной скорости ветра с поверхностной скоростью убегания:

$$v_\infty \sim \sqrt{M_{eff}/R_*}, \quad (121)$$

хорошо известной теоретически (например, САК) и подтвержденной наблюдательно (например, [122]). Для О сверхгигантов, в обширном анализе Puls et al. [168], была эмпирически получена зависимость “светимость — ветер” с $\alpha' = 0.57$, что дает:

$$\frac{\dot{M}}{v_\infty} \propto \frac{L_{Bol}^{1.75} R_*^{0.5}}{M_*(1 - \Gamma_{Edd})}. \quad (122)$$

Зависимость от эддингтоновского множителя Γ_{Edd} значительна только для звезд очень высокой светимости. У ранних звезд спектрального класса В, таких как λ Sco, и О сверхгигантов типа ζ Pup, множители $1 - \Gamma_{Edd}$ отличается только в 2 раза, в то время как болометрические светимости отличаются на 3 порядка!

Для того, чтобы преобразовать уравнение (122) таким образом, чтобы получить зависимость только от светимости, мы можем пренебречь слабой зависимостью от радиуса звезды, но учесть зависимость масса — светимость: $L_{Bol} \sim M_*^{2.5}$. Вследствие этого $\dot{M}/v_\infty \sim L_{Bol}^{1.35}$. Наблюдаемое соотношение $L_X \sim L_{Bol}$ может быть воспроизведено в случае оптически плотного ветра из соотношения (106) если положить $s \approx -0.25$.

С другой стороны, если просто пренебречь зависимостью между массой и светимостью звезды, наблюдаемое соотношение $L_X \sim L_{Bol}$ может быть воспроизведено при степенной зависимостью фактора заполнения от расстояния с индексом $s \approx -0.40$.

Оба значения показателя степени находятся в качественном согласии с точными численными вычислениями для динамических моделей неустойчивого радиационного звездного ветра, которые показывают постепенное падение коэффициента излучения в рентгеновском диапазоне с увеличением расстояния от поверхности звезды, в области формирования сильных ударных волн. Однако, по-видимому, в такой модели формирования ударных волн, наличие наблюдаемого соотношения $L_X \sim L_{\text{Bol}}$ обусловлено специфическим соотношением между коэффициентами излучения и поглощения рентгеновского излучения в звездном ветре.

Обратимся к случаю оптически тонких в рентгеновском диапазоне атмосфер. Согласно соотношению (107), рентгеновская светимость независима от показателя степени s и изменяется как

$$L_X \sim \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^2 \sim L_{\text{Bol}}^{2.7} \text{ и } L_{\text{Bol}}^{3.5}, \quad (123)$$

где показатель степени меняется в зависимости от того, учитывается или нет систематическая зависимость светимости от массы звезды. Любая из этих зависимостей находится в согласии с эмпирически полученными соотношениями для рентгеновских светимостей звезд, которые показывают, что зависимость рентгеновской светимости от болометрической становится значительно слабее для звезд спектрального класса В ранних подтипов, атмосферы которых становятся оптически тонкими [62].

4.1.5 Экзосферное приближение для β -закона изменения скорости

Хотя предположение о том, что рентгеновское излучение возникает, в основном, в тех областях атмосферы, в которых скорость ветра близка к терминальной, кажется вполне правдоподобным, возможно, не используя этого предположения, аналитически получить выражение для рентгеновскую светимости в экзосферном приближении при не зависящем от радиуса объемным числе заполнения. Тогда для так называемого β -закона изменения скорости в атмосфере в форме $v(r) = v_\infty(1 - R_*/r)^\beta$ оптическая толщина вдоль луча зрения

$$\tau(0, r) = \frac{\kappa_X \dot{M}}{4\pi v_\infty} \int_r^\infty \frac{dr'}{r'^2 (1 - R_*/r')^\beta}, \quad (124)$$

При замене переменной $y = (1 - R_*/r)$ интегрирование может быть легко выполнено аналитически, тогда

$$\tau(0, r) = \frac{\kappa_X \dot{M}}{4\pi v_\infty R_* (1 - \beta)} \left[1 - \left(\frac{1 - R_*}{r} \right)^{1-\beta} \right]. \quad (125)$$

Положим $\tau = 1$ и получим выражение для радиуса единичной оптической толщины

$$r_1 = R_* \left(1 - \left[1 - R_*(1 - \beta) \cdot \left(\frac{\kappa_X \dot{M}}{4\pi v_\infty} \right)^{-1} \right]^{1/(1-\beta)} \right)^{-1}. \quad (126)$$

Используя ту же, что и раньше, замену переменной в выражении для рентгеновской светимости, получим:

$$L_X = \frac{(f_X)_0 \Lambda / 4\pi \mu_i \mu_e}{2R_*(1 - 2\beta)} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^2, \left(1 - \left[1 - R_*(1 - \beta) \cdot \left[\frac{\kappa_X \dot{M}}{4\pi v_\infty} \right]^{-1} \right]^{(1-2\beta)/(1-\beta)} \right) \quad (127)$$

Отношение значений светимости R_β при постоянной скорости и скорости задаваемой β -законом показывает, насколько предположение о постоянной скорости истечения сказывается на точности результатов:

$$R_\beta = \frac{r_1}{R_*(1-2\beta)} \left(1 - \left[1 - R_*(1-\beta) \cdot \left[\frac{\kappa_X \dot{M}}{4\pi v_\infty} \right]^{-1} \right]^{(1-2\beta)/(1-\beta)} \right). \quad (128)$$

Возьмем $r_1 = 1.5R_*$ – минимальный радиус возникновения радиационно-индуцированных ударных волн, тогда, при $\beta = 2$, предположение о постоянной скорости истечения приведет к недооценке рентгеновской светимости на 20%. Таким образом, при небольших значениях r_1 следует учитывать изменения скорости расширения атмосферы с расстоянием от центра звезды.

4.1.6 Выводы

Несмотря на сделанные упрощающие предположения, описанный анализ обеспечивает понимание основных процессов излучения и поглощения рентгеновского излучения, которые определяют наблюдаемый рентгеновский спектр атмосфер горячих звезд. Обобщим ниже основные результаты параграфа 4.1:

1. Экзосферное приближение, в котором вклад в полную светимость вносит только излучение, приходящее с расстояния, превышающего радиус r_1 единичной оптической толщины, позволяет произвести учет эффектов поглощения рентгеновского излучения в случае допущения $v \approx v_\infty$. Допущение $v \approx v_\infty$ является физически обоснованным. Если рентгеновское излучение формируется недалеко от основания ветра, в тех районах, где скорость истечения не может считаться постоянной, экзосферное приближение переоценивает светимость не более чем на 50%.
2. Для оптически тонких атмосфер, рентгеновская светимость пропорциональна $(\dot{M}/v_\infty)^2$, как и можно ожидать, принимая во внимание чувствительность процессов тепловой эмиссии к квадрату плотности. Однако, зависимость рентгеновской светимости от плотности значительно слабее в случае оптически плотных оболочек, с $L_X \sim (\dot{M}/v_\infty)^{1+s}$, где объемный фактор заполнения вещества, излучающего в рентгеновском диапазоне имеет степенную зависимость от расстояния $f_X \sim r^s$.
3. В экзосферном приближении рентгеновская светимость зависит от характерной плотности звездного ветра, $(\dot{M}/v_\infty)$, а не от глобальных характеристик звезды, таких, как болометрическая светимость. Однако, если допустить изменение объемного фактора заполнения с расстоянием в атмосфере по степенному закону, тогда полученное из анализа наблюдений соотношение $L_X \sim L_{\text{bol}}$ может быть получено при предположении, что параметр s изменяется в промежутке от $s \approx -0.25$ до $s \approx -0.4$.
4. Зависимость радиуса сферы единичной оптической толщины r_1 от энергии играет важнейшую роль в определении формы энергетического спектра. Благодаря этому, максимум излучения в рентгеновском спектре звезд спектрального класса В приходится на энергию E_1 , при которой вещество становится оптически тонким для рентгеновского излучения. При более высоких энергиях рентгеновский поток начинает уменьшаться из-за степенного уменьшения коэффициента излучения. Для звезд спектрального класса О положение спектрального максимума определяется максимальной температурой в области формирования ударных волн.

5. Рентгеновское излучение, наблюдаемое рентгеновскими обсерваториями, особенно в случае звезд с оптически плотными атмосферами является только частью полного излучения в рентгеновском диапазоне, производимого в атмосфере. Значительная часть его поглощается в веществе самого звездного ветра. Кроме того, часть генерируемого в атмосфере рентгеновского излучения может находиться в диапазоне за пределами чувствительности телескопов, особенно, в области мягкого рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения.

4.2 Рентгеновское излучение звезд типа Вольфа-Райе

Более проэволюционировавшие звезды типа Вольфа-Райе отличаются от звезд спектральных классов О и В, в частности, тем, что момент звездного ветра WR звезд $\dot{M}v_\infty$ обычно превышает предел однократного рассеяния L_*/c на порядок величины (например, [36]).

В настоящее время наиболее приемлемой является модель, объясняющая ускорение ветра WR звезд с высокими скоростями потери массы эффектами многократного рассеяния в линиях [129, 188, 81]. Важной вехой явилась работа [82], в которой было показано, что даже с учетом многократного рассеяния радиационная неустойчивость звездного ветра, которая приводит к формированию ударных волн в $ОВ$ звездах (звездах с меньшей скоростью потери массы), должна действовать также и в атмосферах звезд типа WR , таким образом, может быть потенциально ответственна за их наблюдаемое рентгеновское излучение.

Первая количественная информация о рентгеновском излучении звезд типа WR звезд была получена Imaging Proportional Counter (IPC), обладающим чувствительностью в диапазоне 0.2–4.0 кэВ, который находился на борту EINSTEIN Observatory (High Energy Astrophysics Observatory [HEAO]). Рентгеновские наблюдения туманности Carina в окрестностях звезды η Киля обнаружили, среди пяти индивидуальных О звезд и самого пекулярного объекта η Киля, звезду HD 93162 (WR 25, спектральный подтип WN 7 abc) как точечный, необычно яркий, источник рентгеновского излучения.

Всего, у около одной трети всех Галактических звезд типа WR , которые были специально наблюдаемы обсерваторией EINSTEIN, или случайно оказались в поле зрения IPC, был зафиксирован поток рентгеновского излучения. Pollock [164] обобщил результаты наблюдений 48 звезд типа WR , которые почти полностью состояли из широкополосных измерений с низким отношением сигнал/шум. Он обратил внимание на то, что WN звезды, в среднем, более ярки в рентгене, чем WC звезды и предложил, как потенциальное объяснение, разницу в химическом составе атмосфер этих двух подклассов.

Следующий рентгеновский спутник Röntgen Satellite (ROSAT), оснащенный the Position Sensitive Proportional Counter (PSPC), обладающим чувствительностью в диапазоне 0.2–2.4 кэВ обеспечил увеличение чувствительности, вместе со скромным спектральным разрешением (4–5 независимых энергетических полос). С помощью ROSAT были измерены широкополосные рентгеновские потоки почти для всех галактических WR звезд [165] (Pollock et al. 1995).

Однако из-за того, что рентгеновский счетчик на спутнике ROSAT был чувствителен в более мягком рентгеновском диапазоне, были получены только немногочисленные наблюдения, относящиеся к рентгеновскому излучению одиночных звезд типа WR , связанному с формированием и распространением ударных волн в их атмосферах, причем рентгеновские спектры были получены только для двойных WR звезд.

Тем не менее, данные ROSAT показали, что в отличие от О звезд (например, [114]), рентгеновские светимости L_X одиночных WN звезд не коррелируют с болометрической светимостью L_{Bol} , моментом ветра $\dot{M}v_\infty$, кинетической энергией ветра $0.5\dot{M}v_\infty^2$ или спек-

тральным подтипом [195]. Также не была обнаружена корреляция между L_X и остальными физическими параметрами атмосфер для 17 одиночных WC звезд.

Рентгеновская обсерватория ASCA, запущенная в 1997 году и все еще действующая, имеет более высокую чувствительность и большее спектральное разрешение, чем ROSAT или EINSTEIN, но до сих пор с помощью этой обсерватории проведены наблюдения всего *четырёх* WR звезд: WR 6, WR 139, WR 140 и WR 147. Из них WR 6 (HD 50896) имеет наблюдаемый стабильный период 3.766 дня по оптическим и УФ наблюдениям и может быть двойной.

Остальные три звезды это, определенно, двойные (WR+O), в которых взаимодействие ветров двух звезд является важным фактором в производстве рентгеновского излучения. Аналогичным образом только двойные WR звезды будут наблюдаться рентгеновской обсерваторией CHANDRA, выведенной на орбиту летом 1999, в течение первого цикла наблюдений. Таким образом, мало что было сделано последними рентгеновскими обсерваториями для изучения одиночных звезд Вольфа-Райе. Например, рентгеновские спектры существуют только для звезд WR1 и WR6.

Наблюдаемое рентгеновское излучение (предполагая его тепловое происхождение) должно генерироваться веществом, нагретым ударными волнами до нескольких миллионов градусов Кельвина. В двойных WR звездах с массивным компонентом ударные волны могут возникать в сталкивающихся ветрах, в то время как в системах с компактным спутником, они могут быть вызваны аккрецией вещества звезды типа WR на компактный объект.

Рассмотрим интерпретацию наблюдений одиночных WR звезд в рентгеновском диапазоне по данным ROSAT.

4.2.1 Экзосферное приближение для WR звезд: конкретизация модели

Мы рассматриваем стационарный сферически-симметричный звездный ветер, состоящий из смеси "холодного" и "горячего" газа как описано в параграфе 4.1. Мы считаем, что рассмотренные в главе 3 изменения ионизационной структуры "холодного" компонента ветра, вызываемые присутствием плотных *облаков* в "холодной" компоненте ветра относительно слабо влияют на поглощающие свойства ветра в рентгеновском диапазоне и их присутствие можно в первом приближении не учитывать (см ниже пункт 4.2.2). Будем предполагать, что "холодный" компонент имеет постоянную температуру $T \approx 30000 - 50000$ К. Горячий газ представляет собой оптически тонкую плазму, характеризующуюся объемным фактором заполнения, так, что

$$dL_X(E) = 4\pi j_\nu dV = f_X n_e n_i \Lambda_\nu(T_X) dV, \quad (129)$$

где все обозначения имеют тот же смысл, что и в предыдущем параграфе. Введенное таким образом определение объемного фактора f_X совпадает с использованным в работе Kudritzki et al. [114].

Заметим, что, в принципе, величины f_X , T_X , n_e , и n_i являются функциями радиуса. Однако, имеются только широкополосные наблюдения одиночных WR звезд и мы можем, поэтому, полагать f_X и T_X постоянными вдоль радиуса. Полная светимость ветра дается интегралом по всему объему излучающей в рентгеновском диапазоне оболочки:

$$L_X(E) = \int_V f_X n_e n_i \Lambda_\nu(T_X) e^{-\tau_w} dV, \quad (130)$$

где τ_w — оптическая толщина части атмосферы звезды между местом, где был излучен рентгеновский квант и наблюдателем ($z \gg 1$). Поглощение рентгеновских фотонов ве-

ществом горячей компоненты, как и ранее, не учитывается. Тогда:

$$\tau_w = \tau_w(p, z) = \int_z^\infty \kappa_w \rho dz \quad (131)$$

где κ_w — коэффициент поглощения в точке с координатами (p, z) , а плотность $\rho = \rho(\sqrt{p^2 + z^2})$ определяется уравнением неразрывности:

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_r(r)}. \quad (132)$$

предполагаем, что скорость истечения газа в атмосфере меняется согласно стандартному β -закону:

$$v_r(r) = v_\infty \left(1 - \frac{bR_*}{r}\right)^\beta, \quad (133)$$

где безразмерная константа $b < 1$ и R_* — полагается равным радиусу звезды. Однако, как показано в предыдущем параграфе, достаточно предположить, что излучение приходит только из тех удаленных областей оболочки, где скорость истечения достигает своего терминального значения $v_r(r) \approx v_\infty$.

Как было показано в предыдущем параграфе, объемные числа заполнения f являются критически важными для описания и изучения свойств горячей, излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы. Ими описывается распределение излучающего материала и его доля в полном объеме атмосферы. Однако, если для O звезд объемные числа заполнения были определены по наблюдениям ROSAT (см., например, [114]) 1996), подобного исследования для WR звезд до сих пор не проводилось.

Интегрируя уравнение (129), получаем для полной рентгеновской светимости:

$$L_X(E) = f_X \Lambda_\nu(E, T_X) EM_{cold} \text{ [эрг/с кэВ]}, \quad (134)$$

где

$$EM_{cold} = \int_V n_e n_N dV$$

есть мера эмиссии "холодной" компоненты ветра. Здесь n_N — концентрация нуклонов, n_e — электронная концентрация "холодной" компоненты. Интегрирование производится по объему всей наблюдаемой оболочки. Применяя экзосферное приближение (103), т.е. считая, что излучающий в рентгене газ находится только в сферической области, ограниченной снизу радиусом r_1 , запишем выражение для меры эмиссии в виде:

$$EM_{cold} = 8\pi^2 \int_{r_1}^\infty n_e(r) n_N(r) r^2 dr. \quad (135)$$

Тогда, болометрическая светимость

$$L_X = f_X EM_{cold} \int_0^\infty \Lambda_\nu(E, T_X) dE. \quad (136)$$

Из этого соотношения следует, что

$$f_X = \frac{L_X^{obs}}{EM_{cold} \int_0^\infty \Lambda_\nu(E, T_X) A(E) dE / \int_0^\infty A(E) dE}, \quad (137)$$

где $A(E)$ (см^2) — зависимость эффективной площади детектора излучения от энергии. Зависимая от частоты функция охлаждения Λ_ν , вычислялась с использованием последней версии кода Raymond-Smith [169] (здесь и далее RS) и была модифицирована для аномального химического состава WR звезд.

4.2.2 Непрозрачность холодной компоненты ветра

Преобладающим источником непрозрачности на энергиях рентгеновских фотонов является фотовозбуждение и ионизация электронов К-оболочек атомов и ионов металлов. Коэффициент поглощения можно представить в виде:

$$\kappa_w(E) = \frac{1}{\mu_N m_H} \sum_j \frac{n_j}{n_N} \sigma_j(E), \quad (138)$$

- суммы по сечениям поглощения элементами j , взвешенными по относительному содержанию n_j/n_N . Множитель μ_N – средний молекулярный вес на нуклон, но так как в атмосферах горячих звезд нейтральный газ практически отсутствует, концентрация нуклонов та же самая, что и концентрации ионов, поэтому $n_N = n_i$ and $\mu_N = \mu_i$.

Химический состав атмосферы оказывает существенный эффект на рентгеновскую светимость, как при рассмотрении излучения фотонов, так и их поглощения. Используя приведенные выше выражения, рассмотрим влияние существенно не-солнечного химического состава атмосфер WR звезд на различные факторы, определяющие рентгеновскую светимость.

Как было подчеркнуто ранее, поглощение рентгеновского излучения в ветре определяется электронами К-оболочек. Вклад от данного элемента пропорционален четвертой степени заряда ядра, таким образом даже незначительное возрастание содержания металлов (например, CNO группы) может изменить ход зависимости непрозрачности ветра от энергии излучения. В Табл. 13 типичный химический состав атмосфер звезд подтипов WC и WN звезд сравнивается с солнечным (данные работы [97]).

Табл. 13. Типичные параметры атмосфер звезд типов WN и WC

Параметр	WN тип	WC тип
<i>Химический состав^a</i>		
He	~ 100%	~ 62%
C	0.012%	~ 25%
N	0.585%	–
O	0.027%	~ 13%
$N_Y/(N_Y)_\odot$	12.5	7.8
$N_Z/(N_Z)_\odot$	3.2 ^b	250
<i>Молекулярный вес</i>		
$(\mu)_i$	4	7.6
$(\mu_e)_x$	2.0	2.0
<i>Металличность</i>		
$\tilde{A}$	≈ 1	≥ 1

^a Из работы van der Hucht et al. [194] ^b Содержание металлов пренебрежимо мало при вычислении среднего молекулярного веса, но важно при вычислении непрозрачностей в ветре

На Рис. 19 представлены зависимости фотоэлектрических сечений поглощения $\sigma_w(E)$ в единицах см^2 для звезд с различным содержанием металлов в атмосфере и различными степенями ионизации водорода и гелия. Эти зависимости были получены при использовании программы Balucińska-Church & McCammon [34] в которой химический состав

является входным параметром. Значительные скачки, которые видны на энергиях 0.28, 0.40, и 0.53 кэВ, соответствуют К-оболочкам атомов С, N, и О.

Отметим, что положение порога смещается в зависимости от степени ионизации только на несколько процентов. Однако, элемент, который является полностью ионизованным, очевидно, не вносит какого-либо вклада в κ_w . Это относится к водороду и, возможно, гелию в холодной компоненте звездного ветра от звезд ранних типов.

В верхней части Рис. 19 представлены три кривые: сплошной линией обозначено сечение поглощения для среды с солнечным химическим составом, точками — для О звезд с их солнечным химическим составом, но полностью ионизованным водородом, и пунктиром — для тех атмосфер О звезд, в которых полностью ионизован гелий. Резкое падение на низких энергиях аналогично найденному Hillier и др. [94] при изучении ζ Puppis (O4f) и вызвано эффектами, связанными с ионизацией гелия.

Средняя часть Рис. 19 показывает сечения фотопоглощения для вещества звезд типа WN с дефицитом водорода. При сравнении кривых, обозначенных сплошными линиями, для О и WN звезд, сечения поглощения последних больше примерно на 0.5 dex. Заметим, однако, что средний ионный молекулярный вес $\mu_i(\text{WN}) \approx 3\mu_i(\text{O})$, таким образом коэффициент поглощения κ_w для этих двух типов звезд приблизительно одинаков. Большее поглощение рентгеновского излучения ветрами WN звезд по сравнению с О звездами есть, фактически, следствие большей плотности звездного ветра.

Нижняя часть Рис. 19 показывает сечения фотопоглощения для атмосфер WC звезд, степень ионизации гелия в которых отлична от той, что в атмосферах О и WN звезд. Представленные зависимости относительно не чувствительны к ионизации гелия. Скачок сечения в пороге ионизации углерода является весьма значительным, а, сечения превосходят аналогичные сечения для вещества атмосфер звезд типа WN в области энергий 1 кэВ на 1.5 dex (заметим, что как ясно видно из рисунка, разность сечений сильно зависит от энергии). Средний ионный молекулярный вес гораздо значительнее в атмосферах WC звезд — примерно в 2 раза больше, чем в WN звездах и в 6 раз больше, чем для О звезд. Таким образом, атмосферы WC звезд, более непрозрачны, чем атмосферы других горячих звезд с меньшими содержаниями тяжелых элементов.

В нашем анализе предполагается, что объемный фактор заполнения есть постоянная величина для каждого данного ветра, но его значение может изменяться от звезды к звезде. Прежде всего, оно зависит от химического и ионизационного состава атмосферы:

$$f_X \propto (\mu_e \mu_i)_w / (\mu_e \mu_i)_X = (\mu_e)_w / (\mu_e)_X.$$

Заметим, что отношение $(\mu_e)_w / (\mu_e)_X \leq 2$ для холодной (w) и горячей (X) компонент атмосферы при различных предположениях о ионизационном состоянии холодного и горячего компонентов звездного ветра и, поэтому, изменения этой величины не объясняют значительных вариаций f_X между звездами. Объемный фактор заполнения f_X может считаться обратно пропорциональным характерной плотности атмосферы ([114] см., также пункт 4.2.7). Таким образом

$$f_X \propto \frac{(\mu_e)_w}{(\mu_e)_X} \left(\frac{\dot{M}}{v_\infty} \right)^{-1}. \quad (139)$$

Отметим, что для объяснения наблюдательных особенностей рентгеновского излучения О звезд Owocki & Cohen [159] рассмотрели объемные числа заполнения, как меняющиеся вдоль радиуса в атмосфере по степенному закону (см. пункт 4.2.1). Однако они не учитывали изменения величины f_X от звезды к звезде. Учитывая гораздо более бедный

наблюдательный материал для одиночных звезд типа WR звезд, наблюдательные особенности рентгеновского излучения WR звезд возможно объяснить, предполагая объемный фактор заполнения постоянным в атмосфере каждой конкретной звезды, но меняющимся от звезды к звезде (см. пункт 4.3.3).

4.2.3 Анализ методом линейной регрессии данных наблюдений Rosat

Опишем кратко метод взвешенной линейной регрессии, который был использован в нашем анализе. Мы использовали обозначения работы [201]

Для выборки, состоящей из N значений $\{x_i\}$ и $\{y_i\}$, корреляция между которыми изучается, определим набор весовых функций $\{w_i\}$, где

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2 + \sigma_0^2}. \quad (140)$$

Стандартные отклонения $\{\sigma_i\}$ есть наблюдательные ошибки величин $\{y_i\}$, в то время как величина σ_0 определяется каким-либо другим источником ошибок. Возможно, также, что $\sigma_0 = 0$.

Предполагая линейную зависимость данных в виде $y = mx + b$, введем следующие обозначения:

$$d_i = y_i - m x_i - b, \quad (141)$$

$$W = \sum w_i, \quad (142)$$

$$(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{1}{W} \left(\sum w_i x_i \cdot \sum w_i y_i \right), \quad (143)$$

$$D = \sum w_i (x_i - \bar{x})^2. \quad (144)$$

При использовании введенных обозначений, параметры m и b , а также их среднеквадратичные ошибки определяются следующими соотношениями:

$$m = \frac{1}{D} \sum w_i (x_i - \bar{x}) y_i, \quad (145)$$

$$\sigma_m = \frac{1}{D} \frac{\sum w_i d_i^2}{N - 2}, \quad (146)$$

$$b = \bar{y} - m \bar{x}, \quad (147)$$

$$\sigma_b = \left(\frac{1}{W} - \frac{\bar{x}^2}{D} \right) \frac{\sum w_i d_i^2}{N - 2}. \quad (148)$$

$$(149)$$

Для определения уровня значимости корреляции величин x_i и y_i использовался стандартный критерий хи-квадрат χ_ν^2 , где ν — число степеней свободы (в нашем случае $\nu = N - 2$):

$$\chi_\nu^2 = \frac{\sum w_i d_i^2}{N - 2}. \quad (150)$$

При $\sigma_0 = 0$, дисперсия данных определяется исключительно ошибками наблюдений. Для $\sigma_0 \gg \sigma_i$ для всех i и дисперсия данных наблюдений не связана с ошибками наблюдений. Заметим, что в этом случае $w_i \approx \text{const}$ для всех i , так что все члены рассматриваемой выборки имеют равный вес.

4.2.4 Определение факторов заполнения горячим газом f_X атмосфер звезд типа WR по наблюдениям ROSAT

Рассмотрим данные наблюдений ROSAT. Хотя одиночные и двойные звезды типа WR наблюдались несколькими рентгеновскими телескопами, наиболее полный обзор был выполнен в рамках ROSAT All-Sky Survey. Мы выбрали одиночные звезды из компиляции Pollock et al. [165] и дополнили данные этих широкополосных ROSAT наблюдений параметрами звезд, полученными Hamann & Koesterke [89] для WN и [112] для WC звезд соответственно. Общий список приведен в Таблице 14 для WN и в Таблице 15 для WC звезд. В таблицах $L_\odot$ - болометрическая светимость Солнца ($3.826 \cdot 10^{33}$ эрг/с).

Рентгеновские светимости, приведенные Pollock et al. [165], были пересчитаны, в соответствии с расстояниями, которые использовались в работах [89] и [112]. Звезда WR25 была исключена из рассмотрения, так как, во-первых, рентгеновская светимость, указанная в работе [165], должна быть исправлена в соответствии с новым значением числа сцинтилляций для детектора ROSAT [195] и во-вторых, межзвездное покраснение в направлении WR25 является аномальным, что влечет неопределенности в определении расстояния, а, следовательно, и светимости. Кроме того существуют свидетельства того, что WR25 – двойная звезда с компактным компаньоном [146].

В Таблице 16 помещен список одиночных звезд, для которых а) имеются только верхний предел наблюдений, и поэтому не были включены в наш анализ, б) указано только число сцинтилляций, но не светимость и в) отсутствует соответствующая информация о $\dot{M}$, v_∞ . В последнем случае, значения L_X были использованы при вычислениях средней светимости WN и WC подтипов, но не для анализа объемных факторов заполнения, что требует знания параметров атмосферы.

В случае многократных наблюдений использовались средние арифметические, однако, предпочтение отдавалось индивидуальным наблюдениям. Предполагается, что наша выборка состоит только из одиночных звезд, но мы включили в список несколько звезд, которые имеют в спектре абсорбционные линии, не будучи надежно подтвержденными двойными. По этой причине необходимо помнить, что наша выборка, возможно, не вполне однородна в смысле двойственности.

Усредненные по подтипам данные ROSAT представлены в табл. 17. Из этой таблицы видно, что средние рентгеновские потоки звезд подтипа WN примерно в 3 раза выше, чем для звезд подтипа WC. Обращает на себя внимание тот факт, что отношение $\sigma_x / \langle L_X \rangle$ для звезд подтипа WN (0.16) более чем в два раза меньше соответствующей величины для звезд подтипа WC (0.34). Это означает, как ясно видно и из прямого анализа таблиц 14 и 15, что разброс рентгеновских потоков для звезд подтипа WN существенно ниже, чем для звезд подтипа WC.

Табл. 14. Параметры атмосфер и характеристики рентгеновского излучения звезд типа WN

WR	$\lg L_X/L_\odot$	$\sigma(\lg L_X/L_\odot)$	$\lg L_*/L_\odot$	$\lg \dot{M},$ $M_\odot/\text{год}$	$v_\infty,$ км/с	$T_*,$ кК	$R_*,$ $R_\odot$	$M_*,$ $M_\odot$	E_{b-v}	$D,$ кпк	Под- тип
1	-0.63	0.01	5.3	-4.1	2000	100.0	1.5	13	0.59	2.6	WNE
2	-1.63	0.07	5.0	-4.5	3100	141.3	0.5	9	0.49	2.5	WNE
3	-1.67	0.31	5.6	-5.1	2500	89.1	2.5	18	0.33	3.0	WNE
6	-0.87	0.03	5.4	-4.1	1700	100.0	1.8	16	0.03	1.8	WNE
7	-1.20	0.15	5.3	-4.4	1600	89.1	1.9	13	0.46	5.8	WNE
10	-1.19	0.23	5.9	-5.0	1500	63.1	7.5	28	0.60	4.6	WNE
12	-0.09	0.23	5.8	-3.6	1100	35.5	19.9	23	0.65	11.0	WNL
16	-1.16	0.28	5.8	-3.8	900	31.6	25.1	23	0.50	4.4	WNL
18	-1.22	0.14	5.7	-4.0	2100	100.0	2.4	22	0.64	4.6	WNE
22	-1.12	0.26	6.0	-4.4	1000	35.5	26.5	33	0.31	2.6	WNL
24	-1.54	0.33	5.9	-4.5	1200	35.5	23.6	28	0.26	2.6	WNL
25	0.10	0.008	5.4	-4.9	1200	35.5	13.3	15	0.40	2.6	WNL
34	0.18	0.43	5.4	-4.5	1200	63.1	4.5	16	0.97	9.1	WNE
35	-0.11	0.43	5.4	-4.3	1100	39.8	11.2	16	1.01	11.0	WNE
36	-0.84	0.43	5.3	-4.2	2100	89.1	2.0	14	0.95	5.2	WNE
37	-1.02	0.43	5.1	-4.6	2150	79.4	1.9	10	1.70	2.6	WNE
44	-0.94	0.46	5.6	-4.9	1400	70.8	4.0	18	0.61	7.6	WNE
46	-1.34	0.15	5.4	-4.9	2300	89.1	2.2	16	0.0	3.2	WNE
49	-0.37	0.26	5.7	-4.7	1450	70.8	4.7	22	0.9	7.9	WNE
51	-0.32	0.36	5.5	-4.8	1300	63.1	4.7	17	1.45	3.6	WNE
54	-0.89	0.23	5.5	-4.8	1300	70.8	3.7	17	0.8	5.2	WNE
62	-1.28	0.27	5.4	-3.8	1800	44.7	8.9	16	1.9	2.4	WNE
66	-0.37	0.21	5.8	-3.6	1500	31.6	25.1	23	1.0	7.9	WNL
67	-0.54	0.23	5.1	-4.4	1500	39.8	7.5	10	0.97	3.6	WNE
74	-0.58	0.22	5.9	-3.7	1300	39.8	18.8	28	1.9	4.0	WNL
75	-0.50	0.18	5.8	-3.7	2300	56.2	8.4	25	1.0	4.0	WNE
82	-0.35	0.43	5.9	-3.8	1100	39.8	19.9	31	1.07	9.5	WNL
84	-0.26	0.93	5.5	-4.2	1100	39.8	11.9	17	1.50	3.8	WNE
89	-0.68	0.28	6.3	-4.1	1600	35.5	35.4	47	1.65	2.9	WNL
100	-0.77	0.24	5.3	-3.7	1600	44.6	7.9	14	1.4	4.4	WNE
105	-1.31	0.34	5.8	-4.2	700	31.6	26.6	25	2.13	1.6	WNL
108	-0.96	0.24	5.8	-4.6	900	31.6	26.6	25	1.01	3.5	WNL
110	-0.71	0.04	5.9	-3.7	2300	89.1	4.0	30	0.90	2.6	WNE
115	-1.50	0.23	5.6	-4.3	1280	39.8	12.6	18	1.50	2.2	WNE
116	-0.93	0.26	5.8	-3.7	800	31.6	25.1	23	1.69	2.6	WNL
120	-0.85	0.28	5.9	-3.8	1020	35.5	23.6	28	1.35	5.2	WNL
123	-0.55	0.35	5.7	-3.7	1020	31.6	23.7	22	0.71	11.0	WNL
128	-1.83	0.65	5.5	-5.2	1500	63.1	4.7	17	0.32	4.2	WNE
134	-1.93	0.21	6.0	-3.9	1900	89.1	4.2	33	0.47	2.1	WNE
136	-2.31	0.18	6.1	-3.9	1600	70.8	7.5	38	0.5	1.8	WNE
148	-1.14	0.23	6.0	-4.5	1000	35.5	26.5	30	0.90	5.2	WNL
149	-0.49	0.27	5.7	-4.1	1100	50.1	9.4	22	1.50	9.5	WNE
152	-1.71	0.25	5.4	-5.2	1800	79.4	2.7	22	0.5	3.5	WNE
157	-1.22	0.22	5.9	-4.4	1500	39.8	19.9	30	0.85	3.6	WNE
158	-0.65	0.20	5.9	-4.3	900	35.5	23.6	28	1.05	6.3	WNL

Табл. 15. Параметры атмосфер и характеристики рентгеновского излучения звезд типа WC

WR	$\lg L_X/L_\odot$	$\sigma(\lg L_X/L_\odot)$	$\lg L_*/L_\odot$	$\lg M$, $M_\odot/\text{год}$	v_∞ , км/с	T_* , кК	R_* , $R_\odot$	M_* , $M_\odot$	E_{b-v}	D , кпк	Под- тип
4	-2.21	0.76	5.00	-4.20	1900.00	74.10	1.80	—	0.47	2.9	WCE
5	-2.47	1.27	5.10	-4.30	1600.00	93.30	1.40	—	0.75	2.1	WCE
13	-0.38	0.17	5.10	-4.30	1700.00	97.70	1.20	—	1.14	3.8	WCE
14	-1.68	0.18	4.90	-4.20	1800.00	85.90	1.30	—	0.42	2.0	WCE
17	-1.34	0.34	5.10	-4.20	1800.00	97.70	1.20	—	0.31	5.1	WCE
23	-1.46	0.24	4.90	-4.10	2200.00	79.60	1.50	—	0.31	2.7	WCE
39	-1.66	0.43	5.10	-4.70	3600.00	49.00	4.70	—	1.49	2.2	WCE
68	-0.67	0.22	5.50	-3.90	2050.00	95.50	2.00	—	1.36	4.9	WCL
86	-1.86	0.24	5.50	-4.40	2300.00	47.80	8.00	—	0.75	2.0	WCL
111	-2.51	0.11	5.00	-4.30	2000.00	62.50	2.70	—	0.25	1.6	WCE
114	-1.17	0.19	4.70	-4.30	1900.00	63.10	2.00	—	1.18	2.2	WCE
125	-1.09	0.18	5.20	-4.00	2800.00	48.00	6.00	—	1.49	2.8	WCL
126	-0.91	0.26	5.20	-4.80	2500.00	59.30	4.00	—	0.85	5.0	WCE
132	-0.83	0.27	5.10	-4.20	2000.00	95.50	1.30	—	0.97	4.4	WCE
135	-2.74	0.68	5.30	-4.10	1300.00	75.90	2.60	—	0.35	2.1	WCL
143	-2.36	0.23	5.00	-4.50	3200.00	50.70	4.30	—	1.48	0.8	WCE
154	-1.39	0.25	4.90	-4.20	2050.00	70.80	1.90	—	0.63	3.4	WCE

Табл. 16. Список предположительно одиночных звезд типа WR, исключенных из анализа методом линейной регрессии

WR #	Подтип	$L_X/L_\odot$	$\sigma(L_X)/L_\odot$	Комментарий
28	WN	1.28	0.67	Данные не проанализированы в [89]
63	WN	0.049	0.036	Данные не проанализированы в [89]
71	WN	0.052	0.043	Данные не проанализированы в [89]
91	WN	—	—	Не получены потоки L_X в [165]
94	WN	0.046	0.085	Данные не проанализированы в [89]
109	WN	—	—	Не получены потоки L_X в [165]
129	WN	0.0098	0.084	$\sigma(L_X)/L_X \approx 9$
155	WN	0.0013	0.025	$\sigma(L_X)/L_X \approx 19$
20	WN	< 2.03	0.68	только верхний предел на уровне 3σ
29	WN	< 0.63	0.21	только верхний предел на уровне 3σ
40	WN	< 0.043	0.014	только верхний предел на уровне 3σ
55	WN	< 0.92	0.31	только верхний предел на уровне 3σ
58	WN	< 0.18	0.060	только верхний предел на уровне 3σ
61	WN	< 0.95	0.32	только верхний предел на уровне 3σ
78	WN	< 0.021	0.0070	только верхний предел на уровне 3σ
87	WN	< 0.17	0.056	только верхний предел на уровне 3σ
107	WN	< 1.45	0.48	только верхний предел на уровне 3σ
124	WN	< 0.23	0.078	только верхний предел на уровне 3σ
33	WC	< 0.22	0.074	только верхний предел на уровне 3σ
52	WC	< 0.071	0.024	только верхний предел на уровне 3σ
150	WC	< 0.14	0.047	только верхний предел на уровне 3σ

Таблица 17. Средние значения и среднеквадратичные отклонения рентгеновских потоков звезд подтипов WN и WC по данным ROSAT

	$\langle L_X/L_\odot \rangle$	$\sigma_X \langle L_X \rangle / L_\odot$	Доля в выборке
WN (с измеренными потоками)	0.11	± 0.018	52/64
WN (только верхние пределы)	0.55	–	12/64
WC (с измеренными потоками)	0.038	± 0.013	17/20
WC (только верхние пределы)	0.14	–	3/20

Был рассмотрен набор взвешенных линейных регрессий для выборок зависимостей L_X от L_* и $\dot{M}/v_\infty$. Метод вычисления описан в пункте 4.2.3, а полученные параметры приведены в Таблице 18.

Отдельно следует описать каким образом был получен параметр σ_0 , используемый в соотношении 140. Его величина обусловлена двумя факторами:

1. Мы предполагали стандартный химический состав для WN и WC звезд, но, естественно, химический состав каждой данной звезды не абсолютно точно соответствует стандартному. Вариации в химическом составе влияют на величину излученного рентгеновского потока и вводят дополнительный разброс в данные.
2. Кинетическая температура горячего газа не установлена надежно и может меняться от звезды к звезде. Вполне вероятно, что горячий газ не является изотермичным, и каждый индивидуальный звездный ветер характеризуется набором температур в некоторых пределах (см., например, [77]). Этот фактор также может вносить дополнительный разброс в данные.

На сегодняшний день, мы располагаем данными низкой точности при практически полном отсутствии какой-либо спектральной информации и не достаточно надежно установленным химическим составом индивидуальных звезд для того, чтобы учитывать приведенные факторы 1 и 2 индивидуально для каждой звезды. Поэтому они были учтены статистическим путем, через введение параметра σ_0 . Мы определили наиболее вероятные значения σ_0 из требования, чтобы величина χ^2_ν была бы равна единице.

Мы рассматривали как отдельно WN и WC звезды, так и смешанные группы. Для WN звезд рассмотрены отдельно случаи для выборок, включающих или не включающих WR25. По видимому, величины L_X и L_* не обладают сколько нибудь значимой статистической зависимостью; в то время как можно выдвинуть предположение, что возможно

$$L_X \sim (\dot{M}/v_\infty)^\alpha,$$

где показатель степени $\alpha \approx 0.3 - 0.35$.

Таблица 18. Результаты анализа методом линейной регрессии

Корреляция	χ^2_ν	m	$\sigma(m)$	b	$\sigma(b)$	σ_0
$\log L_X/L_\odot$ и $\log L_{\text{Bol}}/L_\odot$ (WN)						
с WR25	1.0	-0.24	0.28	0.44	1.60	0.50
без WR25	1.0	-0.17	-0.28	-0.02	1.56	0.48
(WC)						
	1.0	0.39	0.81	-3.46	4.15	0.625
(WN и WC)						
с WR25	1.0	0.33	0.21	-2.86	1.18	0.555
$\log L_X/L_\odot$ и $\log \dot{M}/v_\infty$ (WN)						
с WR25	1.0	0.26	0.17	1.00	1.23	0.49
без WR25	1.0	0.34	0.16	1.55	1.18	0.45
(WC)						
	1.0	0.33	0.65	1.03	4.93	0.625
(WN и WC)						
с WR25	1.0	0.33	0.21	-2.86	1.18	0.555
$\log L_X/L_\odot$ и $\log \dot{M}/v_\infty$ (WN)						
с WR25	1.0	0.26	0.17	1.00	1.23	0.49
без WR25	1.0	0.34	0.16	1.55	1.18	0.45
(WC)						
	1.0	0.33	0.65	1.03	4.93	0.625
(WN и WC)						
с WR25	1.0	0.35	0.17	1.53	1.27	0.545
$\log f_X$ и $\log \dot{M}/v_\infty$ (WN и WC)						
с WR25	27.0	-1.13	0.27	-10.80	1.98	0
	1.0	-0.90	0.21	-9.17	1.55	0.69
	0.0	-0.88	0.20	-9.00	1.50	35
без WR25	19.9	-0.68	0.25	-7.47	1.84	0
	1.0	-0.83	0.20	-8.61	1.50	0.655
	0.0	-0.81	0.19	-8.52	1.45	35
(WN)						
с WR25	1.0	-0.87	0.20	-9.08	1.47	0.605
без WR25	1.0	-0.76	0.18	-8.28	1.33	0.53
(WC)						
	1.0	-0.12	0.72	-2.68	5.50	0.72

Рассмотрим, какие ограничения и на значения каких физических величин могут быть выявлены из проведенного нами анализа данных рентгеновских наблюдений одиночных звезд типа WR. В рамках нашей модели на величину потока излучения в рентгеновском диапазоне влияют следующие, подлежащие определению из анализа наблюдений, параметры: фактор заполнения атмосферы горячим газом f_X , температура горячей компоненты газа T_X и химический состав атмосферы. Остальные параметры звездного ветра и звезды полагаются известными из наблюдений. Химический состав атмосферы мы считаем постоянным для всех звезд подтипов WN и WC, используя стандартные значения из Табл. 13.

Таким образом поставленная перед нами задача состоит в анализе данных наблюдений с целью эмпирического определения параметров f_X и T_X . Результаты такого анализа могут, по нашему мнению, подтвердить, уточнить или отвергнуть имеющиеся к настоящему

времени модели ускорения звездного ветра и модели формирования горячей компоненты вещества атмосфер, излучающей в рентгеновском диапазоне.

Принимая во внимание, что используемые для анализа наблюдательные данные обладают большими ошибками, мы избрали два отличающихся подхода к их анализу, основанных на изучении свойств ансамбля изучаемых звезд типа WR в целом, а не на воспроизведении наблюдаемых свойств какого-либо одного объекта:

1. Динамика расширяющихся атмосфер О звезд, в основном, успешно объясняется теорией радиативного звездного ветра. В случае WR звезд, как и для О звезд, считается, что эффекты многократного рассеяния в линиях, являются весьма важными. Ставится задача выяснить, могут ли наблюдаемые рентгеновские свойства WR звезд быть воспроизведены с использованием методов анализа рентгеновского свечения звезд спектрального класса О, описанных в параграфе 4.1, и известных характеристик атмосфер звезд этого класса с учетом существенно не солнечного химического состава атмосфер WR звезд.
2. Ставится задача использовать имеющийся наблюдательный материал для определения температуры излучающей рентгеновское излучение плазмы и соответствующих факторов заполнения.

В рамках второго подхода мы получили нижний предел объемных факторов заполнения f_X , используя оценки максимальной излучательной способности атмосфер. Проведенный анализ данных был дополнен использованием зависимостей функций охлаждения от температуры излучающей плазмы, чувствительности обсерватории ROSAT и сечений фотопоглощения от энергии.

4.2.5 Сравнение свойств рентгеновского излучения О и WR звезд

Основываясь на данных, приведенных Kudritzki et al. [114], мы вывели следующие эмпирические соотношения между параметрами T_X и f_X для О звезд:

$$T_X^{\text{emp}} \approx 10^6 \text{ K} \left(\frac{\dot{M}_{-6} v_{\infty,3}^2}{L_{*,6}} \right)^{0.8} \quad (151)$$

и

$$f_X^{\text{emp}} \approx 2.6 \times 10^{-3} \left(\frac{\dot{M}_{-6}}{v_{\infty,3}} \right)^{-1.0}, \quad (152)$$

численные индексы показывают нормировку на степень десяти и используемые единицы: $\dot{M}$ измеряется в $M_\odot/\text{год}$, v_∞ в км/с, and L_* in $L_\odot$. Для обычной О звезды $\dot{M} = 10^{-6} M_\odot/\text{год}$, $T_X^{\text{emp}} \approx 4 \times 10^6 \text{ K}$ или $kT_X^{\text{emp}} \approx 0.4 \text{ keV}$ и $f_X^{\text{emp}} \approx 7 \times 10^{-3}$.

Используем эти соотношения, подставляя типичные для звезд типа WR параметры: $\dot{M} = 3 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$, $v_\infty = 2000 \text{ км/с}$, и $L_* = 3 \times 10^5 L_\odot$. Тогда, ожидаемая температура горячего газа есть $T_X^{\text{emp}} \approx 10^8 \text{ K}$, а фактора заполнения $f_X^{\text{emp}} \approx 2 \times 10^{-4}$. Если предположить, что соотношения (151,152) справедливы и для звезд типа WR, атмосферы этих звезд должны быть значительно горячее атмосфер О звезд, а фактор заполнения для горячего газа должен быть мал.

Для того, чтобы определить, могут ли соотношения, определенные из анализа рентгеновских наблюдений О звезд, быть использованы для объяснения наблюдаемых рентгеновских потоков звезд типа WR, предположим, что соотношение (151) для T_X пригодно

и для описания атмосфер WR звезд и, затем, определим значения f_X^{obs} , соответствующие наблюдаемым рентгеновским потокам.

Используя уравнения (136) и (137), в предположении, что значение T_X являются известным из соотношения 151, мы определили предсказанную рентгеновскую светимость и факторы заполнения. Полученные таким образом факторы заполнения, могут быть сравнены с эмпирическими величинами f_X^{emp} . Результаты этого сравнения показаны на Рис. 20. Факторы заполнения f_X , полученные из соотношений, справедливых для O звезд, оказались на два порядка величины *больше* эмпирически ожидаемых величин.

При выборе значения температуры $T_X = 10^7$ К, дающей максимальные значения функции охлаждения в диапазоне энергий ROSAT (см. пункт 4.2.6), полученные значения факторов заполнения являются минимально возможными. Во этом случае, ансамбль точек смещается вниз на порядок величины, однако, и в этом случае значения факторов заполнения выше для звезд типа WR, чем для O звезд.

Ясно видно, что каждая звезда характеризуется намного большими значениями f_X^{obs} , чем ожидалось. С достаточной степенью уверенности, можно считать эти различия существенными, несмотря на значительные ошибки индивидуальных измерений. Полученные нами большие величины объемных факторов заполнения f_X , в основном объясняются завышенной оценкой температуры ($T_X \sim 10^8$ градусов Кельвина).

При таких температурах излучение плазмы в рентгеновском диапазоне почти полностью определяется свободно-свободными переходами в поле многократно ионизованных ионов. При этом максимум излучения смещается за пределы чувствительности детекторов ROSAT. Чрезвычайно горячая плазма ($\sim 10^8$ К) охлаждается значительно менее эффективно, чем плазма при температурах $\sim 10^7 - 10^8$ К, на тех энергиях, которые могли быть зарегистрированы ROSAT.

Таким образом можно сделать вывод, что физические процессы, определяющие рентгеновскую светимость WR звезд не могут рассматриваться, как просто некоторая “масштабированный” вариант процессов, происходящих в атмосферах звезд спектрального класса O.

Рис. 20. Результаты численных экспериментов по сравнению вычисленных факторов заполнения f_X^{obs} , излучающего в рентгеновском диапазоне газа в атмосферах WR звезд, по наблюдениям ROSAT, и ожидаемых значений f_X^{emp} , получаемых из эмпирического соотношения Kudritzki et al. [114] для O звезд. На рисунке WN звезды обозначены квадратиками, WC - треугольниками. Ошибки не показаны, но значение $\sigma \approx 0.3$ является типичным. (a) Использовано эмпирическое соотношение для определения температуры горячего газа ($T_X \approx 10^8$ K) при вычислении рентгеновской эмиссии. (b) Предположено, что *все* WR звезды характеризуются значением $T_X = 10^7$ K.

Рис. 21. Иллюстрация способа выбора температуры для получения максимального значения функции охлаждения. Пунктирная линия с короткими штрихами показывает изменения проинтегрированной по энергии функции охлаждения Λ_{tot} в зависимости от температуры T_X . Пунктирная линия с длинными штрихами включает эффекты функции чувствительности ROSAT. Сплошная линия показывает, как эффекты зависимости от энергии чувствительности ROSAT и энергетической зависимости сечений поглощения, сказываются на функции охлаждения.

4.2.6 Минимальные значения факторов заполнения для атмосфер звезд типа WR

В данном пункте мы определим минимально возможные значения фактора заполнения. Приведенные выше результаты показывают, что эмпирические соотношения, выполняющиеся для O звезд, не могут быть использованы для WR звезд. Например, температурные соотношения, полученные из анализа рентгеновского свечения O звезд, не применимы для WR звезд. Даже в случае сталкивающихся ветров в двойных WR системах не существует свидетельств о существовании плазмы, нагретой до 100 миллионов градусов. Возможно, столь горячая плазма и присутствует в незначительном количестве, но основной вклад в регистрируемый поток рентгеновского излучения вносит плазма, нагретая до нескольких десятков миллионов градусов. Предположение о существовании в оболочках одиночных WR звезд вещества с температурой 10^8 К кажется и вовсе невероятным.

С другой стороны, в первом приближении, фактор заполнения меняется обратно пропорционально плотности. Из этого факта можно вывести заключение о том, что охлаждение является более эффективным для вещества большей плотности. Можно предположить, что это заключение не зависит от деталей механизма ускорения звездного ветра или образования ударных волн. Возможно, что температурные соотношения Kudritzki et al. [114] не выполняются для WR звезд, но корреляция между факторами заполнения и характерной плотностью атмосферы $f_X \propto (\dot{M}/v_\infty)^{-1}$ может, тем не менее, сохраняться. Это предположение было использовано нами в работе [99] при анализе наблюдательных особенностей WR звезд (см. пункт 4.5).

Таким образом, для того, чтобы установить нижний предел значений факторов заполнения, необходимо рассмотреть максимальные значения функции охлаждения, причем скорее не в абсолютном смысле, но в смысле чувствительности ROSAT. На Рис. 21 показаны те шаги, которые были выполнены для этого.

Пустыми квадратиками на линии, обозначенной короткими штрихами, показана проинтегрированная по спектру функция охлаждения в зависимости от температуры T_X . Заметим, что эта кривая имеет пик в районе 200 000 К и субпики на температурах 10^5 , 10^6 , и 10^7 К. Однако чувствительность детекторов ROSAT, в основном, находится в пределах 0.2–2.4 кэВ. Треугольники на линии, обозначенной длинными штрихами, показывают свертку проинтегрированной функции охлаждения и кривой чувствительности ROSAT. Детекторы ROSAT не чувствительны к излучению вещества, нагретого меньше 300,000 К и их чувствительность в области излучения горячего газа с температурами свыше 20 миллионов градусов медленно убывает с увеличением T_X . На Рис. 21 заметны два значительных пика в областях 1 и 10 миллионов кэВ.

Однако известно, что атмосферы WR звезд являются оптически плотными в рентгеновском диапазоне, с приблизительно степенной зависимостью сечений фотопоглощения от энергии (см. Рис. 19). Роль поглощения рентгеновского излучения в атмосфере проиллюстрирована на третьей кривой на Рис. 21, обозначенной черными квадратиками и сплошной линией. Данная кривая представляет собой проинтегрированную по энергии функцию охлаждения, умноженную на кривую чувствительности ROSAT и степенную функцию энергии ($E^{-2.5}$), воспроизводящую эффекты поглощения излучения в атмосфере. Хорошо заметный максимум этой кривой имеет место при температурах около 10^7 К.

Выбирая температуру $T_X = 10^7$ как фиксированную температуру излучающей рентген плазмы для *всех* WR звезд, мы пересчитали факторы заполнения f_X и нанесли их Рис. 20 (b). В целом, новые значения уменьшились на порядок величины по сравнению с представленными на Рис. 20 (a), но находятся систематически выше (на порядок величины) факторов заполнения для атмосфер O звезд.

4.2.7 Зависимость факторов заполнения от $\dot{M}/v_\infty$

Имея в распоряжении вычисленные факторы заполнения, протестируем предположение о их обратной пропорциональности характерной плотности атмосферы ($\dot{M}/v_\infty$). На Рис. 22. показаны минимальные значения факторов заполнения в зависимости от $\dot{M}/v_\infty$. Если гипотеза о обратной пропорциональности факторов заполнения и характерной плотности звездного ветра верна, точки на этом рисунке должны ложиться вдоль прямой линии с наклоном (в логарифмических осях) ≈ -1 .

Ошибки в определенных нами факторах f_X^{obs} отражают ошибки в измеренных рентгеновских потоках и весьма значительны. Обработка данных была выполнена с использованием метода, описанного в пункте 4.2.3. Полученные результаты представлены в Таблице 18 и на Рис. 22.

Три линии регрессии, нанесенные на Рис. 22, определены для всего ансамбля данных (WN и WC звезды вместе), включая WR25. Первая линия (показана пунктиром с короткими штрихами) найдена при предположении, что используемые веса $w_i = 1/\sigma_i^2$ определяются только по ошибкам наблюдений. Эта линия имеет наклон $m \approx -1.1$, немного более крутой, чем ожидаемое значение 1.0. Но необходимо принять во внимание то, что большое значение фактора заполнения пекулярной звезды WR25, при необычно высокой светимости L_X этой звезды существенно влияет на наклон этой прямой.

Нами были выполнены еще два варианта анализа данных методом линейных регрессий, с весами $w_i = 1/(\sigma_i^2 + \sigma_0^2)$, где параметр σ_0 описывает дополнительный разброс данных из-за различий в химическом составе и температуре вещества атмосфер звезд, излучающего в рентгеновском диапазоне. Две линии на Рис. 22 соответствуют значениям $\sigma_0 = 0.69$ и $\sigma_0 = 0.35$. Разница между этими прямыми не велика. При $\sigma_0 = 0.69$, веса определяются, в основном, этим значением, что приводит к практически одинаковой значимости всех анализируемых значений f_X . Наклон $m \approx -0.9$, полученный для этих линий, очень близок к ожидаемому значению -1 , особенно учитывая значительную дисперсию данных.

Мы можем сделать заключение о том, что данные ROSAT All - Sky Survey для WR звезд не противоречат эмпирическому закону об обратной пропорциональности факторов заполнения и характерной плотности звездного ветра, полученному ранее для O звезд.

Рис. 22. Зависимость фактора заполнения f_X^{obs} от характерной плотности ветра $\dot{M}/v_\infty$. Квадратиками представлены WN звезды, треугольниками WC звезды. Показанные ошибки отражают ошибки измерений рентгеновских потоков. Три линейных регрессии показаны (см. обсуждение в тексте). Сплошная линия показывает лучшее приближение. Оно основано на ошибках измерений и дополнительному, но *a priori* неизвестному разбросу, из-за вариаций в химическом составе и T_X среди представленной выборке звезд.

4.3 Объяснение наблюдаемых особенностей рентгеновского излучения WR звезд

Проанализируем особенности рентгеновского излучения в рамках описанного в пункте 4.1.2 экзосферного приближения. Величина рентгеновского потока в рентгеновской области спектра зависит от радиуса экзосферы r_1 , определяемого соотношением (97). Типичные значения r_1 в области энергий около 1кэВ составляют от радиуса звезды R_* для В и некоторых О звезд (полностью оптически тонких), до порядка $10 R_*$ для других О звезд и сотни или тысячи радиусов звезды в случае WR звезд (имеющих экстремально большую оптическую толщину атмосфер в рентгеновской области спектра). Таким образом, поглощение рентгеновского излучения ветром может играть определяющее значение в формировании спектра выходящего рентгеновского излучения.

Owoski & Cohen [159] показали, что для ветра с постоянной скоростью расширения экзосферное приближение хорошо воспроизводит результаты точного интегрирования уравнения (94), переоценивая рентгеновские светимости L_X не более чем в 2 раза. По этой причине экзосферное приближение можно применять при изучении рентгеновского излучения больших групп звезд типа WR, например, свойств звезд подтипов WN и WC. В этом случае ошибки в рассчитанных рентгеновских потоках, появляющиеся при использовании экзосферного приближения, при усреднении по всему ансамблю звезд будут невелики.

Так как радиус экзосферы $r_1 \gg R_*$ в широком диапазоне рентгеновских энергий для звезд типа WR, предположение о постоянстве скорости расширения атмосферы в области формирования рентгеновского излучения является вполне удовлетворительным приближением. Таким образом мы предполагаем, что рентгеновское излучение формируется в области $r > r_1$ сферически-симметрично расширяющейся с постоянной скоростью атмосферы с плотностью $\rho \propto r^{-2}$ и постоянным объемным числом заполнения f_X для горячего газа в атмосфере. При постоянстве объемного коэффициента заполнения f_X , равенство $(n_e n_i)_X = f_X (n_e n_i)_W$, где индексы X и W относятся к горячей и холодной компонентам газа в атмосфере звезды соответственно, выполняется для любого бесконечно малого элемента объема dV .

Рентгеновская светимость получается в результате интегрирования объемного коэффициента излучения (129) по объему $r > r_1$:

$$L_X(E) \approx \pi f_X \Lambda_\nu(T_X, E) \int_{r_1}^{\infty} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{r_1^2}{r^2}} \right) \times (n_e n_i)_W r^2 dr, \quad (153)$$

где множитель в скобках учитывает затмение части оболочки оптически толстой сферой радиуса r_1 , а множитель $1/2$ был введен для того, чтобы учесть завышение светимости в рамках экзосферного приближения. При допущении о постоянстве скорости расширения атмосферы интегрирование может быть выполнено аналитически. Тогда

$$L_X(E) = \frac{1 + \pi/4}{4} \frac{f_X \dot{M}/v_\infty}{(\mu_i \mu_e)_W m_H^2 \kappa_0} \Lambda_\nu(T_X, E), \quad (154)$$

где μ_e – средний молекулярный вес на свободный электрон вещества холодной компоненты ветра.

Существуют всего несколько важнейших факторов, которые определяют полную рентгеновскую светимость ветра: непрозрачность, функция охлаждения и объемное число заполнения.

Сечение поглощения рентгеновского излучения в атмосфере может быть представлено в виде: $\kappa(E) \approx \kappa_0 E^{-\gamma}$, где γ находится в пределе 2 – 3 и κ_0 – константа, которая зависит

от химического состава, как

$$\kappa_0 = \kappa_\nu(1\text{keV}) \propto (\mu_w^{-1}) (N_X + 16 N_Y + 2600 N_Z), \quad (155)$$

где N_X , N_Y , и N_Z относительное содержание водорода, гелия и атомов и ионов C, N и O, μ_w средний молекулярный вес вещества холодной компоненты ветра. Коэффициенты в данной формуле определены из условия, что сечение поглощения $\sigma(E)$ рентгеновских фотонов при фотовозбуждении или фотоотрыве электронов с К-оболочек пропорционален четвертой степени заряда ядра Z^4 . Коэффициент $16 = 2^4 \approx \sigma(He)/\sigma(H)$, а коэффициент $2600 = (6^4 + 7^4 + 8^4)/3$ – среднее отношение сечения фотопоглощения для CNO элементов к $\sigma(H)$.

Для температур T_X , при которых в функции охлаждения доминируют эмиссионные линии (в противоположность свободно-свободному излучению, имеющему место при более высоких температурах $\sim 10^8$ K), функция охлаждения Λ_ν может быть представлена в виде:

$$\Lambda_\nu = \sum_{k,i} P_{k \rightarrow i}(T) \frac{n_k}{n_i},$$

где $P_k(T)$ – множитель, определяемый эффективностью возбуждения верхнего уровня k рассматриваемого перехода $k \rightarrow i$ и зависящий главным образом от значения локальной температуры в рассматриваемом объеме, n_k/n_i – отношение концентраций элемента, излучающего в линии $k \rightarrow i$ к полной ионной концентрации n_i горячего газа.

Для нахождения функции охлаждения для условий атмосфер звезд типа WR, можно использовать функцию охлаждения, рассчитанную по имеющейся у нас современной версии кода, описанного в работе [169]:

$$\Lambda_\nu(E, T_X) \approx \frac{\mu_i}{\mu_{H,\odot}} \tilde{A} \Lambda_{RS}(E, T_X). \quad (156)$$

Здесь отношение $n_k/(n_k)_\odot = \tilde{A}$ – поправочный множитель, учитывающий отклонение населенностей уровня k иона какого-либо элемента к населенности того же уровня в плазме солнечного химического состава, находящейся при той же температуре. Величина $\mu_{H,\odot}$ – средний молекулярный вес газа на один протон, одинаковый для холодного и горячего газа, μ_i – ионный молекулярный вес.

Отметим, что содержания CNO элементов в атмосферах звезд типа WR существенно отличаются от их значений в солнечной атмосфере, однако в силу того, что при типичных для звезд типа WR температурах горячего газа $\approx 10^7$ K в полосу чувствительности ROSAT (0.2 - 2.4 кэВ) попадает главным образом излучение ионов элементов тяжелее кислорода, содержания которых в атмосферах звезд типа WR не слишком значительно отличаются от солнечных. Тем самым можно заключить, что значительные отклонения множителя $\tilde{A}$ для CNO элементов от единицы не слишком сильно влияют на спектр выходящего рентгеновского излучения.

Соотношение (156) получено в предположении, что отношение $n_k/(n_k)_\odot = \tilde{A}$ постоянно для всех излучающих в рентгеновской области спектра линий. В случае, когда отношение $n_k/(n_k)_\odot$ не может считаться постоянным для каждой линии $k \rightarrow i$, множитель $\tilde{A}$ характеризует общее увеличение (или уменьшение) функции охлаждения за счет отклонений от стандартного химического состава. Заметим также, что так как в данном параграфе нас интересуют только сравнение рентгеновских потоков звезд типа WR, то "стандартным" может быть принят типичный для звезд именно этого типа химсостав (см. табл. 13), отклонения от которого для индивидуальных звезд типа WR значительно меньше, чем их отклонения от солнечного химического состава.

Комбинируя уравнения (139) и (154) – (156) и интегрируя по энергии, получим общую зависимость рентгеновской светимости от химического состава и параметров истечения оболочки в виде:

$$L_X \propto \Lambda_{RS}(T_X) \cdot \frac{\tilde{A}}{(\mu_e)_X \mu_{H,\odot}} \cdot \frac{\mu_i}{(16N_Y + 2600N_Z)}, \quad (157)$$

где предположено, что $N_X = 0$ для атмосфер WR звезд и $r_1 > R_*$. В этом выражении зависимость рентгеновской светимости L_X от $\dot{M}/v_\infty$ отсутствует (хотя скрытая зависимость может существовать через температуру T_X , которая является определяющей в функции охлаждения Λ_{RS}).

Таким образом, проведенный нами простой анализ позволил воспроизвести наблюдаемое отсутствия корреляции L_X и $\dot{M}/v_\infty$ для звезд типа WR. Эта независимость является следствием того факта, что мера эмиссии пропорциональна квадрату плотности, поэтому $j_\nu \sim (\dot{M}/v_\infty)^2$, но радиус рентгеновской фотосферы (экзосферы), r_1 , и объемное число заполнения, f_X , каждое, в свою очередь, обратно пропорциональны величине $(\dot{M}/v_\infty)$.

4.3.1 Объяснение различия наблюдаемых рентгеновских светимостей WN и WC звезд

Рассмотрим, насколько хорошо масштабное соотношение (157) воспроизводит наблюдаемое отношение рентгеновских светимостей WN и WC звезд. Обратимся к Рис. 23, на котором представлены суммарные широкополосные ROSAT наблюдения рентгеновского излучения от 48 WN и 17 WC звезд (данные Pollock et al. [165]).

Используя указанные данные, мы определили, что полученные ROSAT рентгеновские светимости (0.2–2.4 кэВ) для звезд типа WN равны $L_X(WN) = 4.1 \pm 0.7 \times 10^{32}$ эрг/сек и для звезд типа WC: $L_X(WC) = 1.4 \pm 0.5 \times 10^{32}$ эрг/сек. Pollock [164] представил широкополосные измерения рентгеновских светимостей в полосе (0.2–4.0 keV) со спутника EINSTEIN нескольких звезд типа WR, со светимостями $L_X(WN) = 2.5 \pm 1.1 \times 10^{32}$ эрг/сек для 16 одиночных и двойных звезд и $L_X(WC) = 0.6 \pm 0.6 \times 10^{32}$ эрг/сек для 9 одиночных звезд. Данные EINSTEIN и ROSAT согласуются друг с другом. Сюрпризом можно считать то, что рентгеновские светимости L_X , полученные EINSTEIN, примерно в два раза меньше, чем полученные ROSAT, несмотря на более широкую энергетическую чувствительность детекторов EINSTEIN.

Из уравнения (157) (пренебрегая возможной разностью значений T_X для разных звезд) найдем отношение рентгеновских светимостей для звезд типов WN и WC:

$$\frac{L_X(WN)}{L_X(WC)} \approx \frac{[\tilde{A}/(\mu_e)_X]_{WN}}{[\tilde{A}/(\mu_e)_X]_{WC}} \cdot \frac{[(N_Y + 160N_Z)(\mu^{-1})_w]_{WC}}{[(N_Y + 160N_Z)(\mu^{-1})_w]_{WN}} \quad (158)$$

Отношение светимостей зависит главным образом от относительного содержания элементов N_Y и N_Z (множитель справа). При полной ионизации и при отсутствии водорода ($N_X = 0$) множитель $(\mu_e)_X \approx 2$.

Для рентгеновского излучения, значения $\tilde{A}$ имеют скрытую температурную зависимость. Например, если бы горячий газ имел типичную температуру 10^8 К, тогда большинство атомов были бы полностью ионизованы, поэтому процесс охлаждения определялся бы тормозным излучением и $\tilde{A} = 1$. Оценить значения $\tilde{A}$ в WC звездах, по сравнению с WN звездами, без знания температуры горячего газа T_X не очень просто, но если предположить, что состояния возбуждения и ионизации не очень разнятся между WC и

WN звездами (т.е. T_X не сильно отличается между звездами обоих типов), что является неплохим предположением, и что T_X не является чрезвычайно высокой (т.е. не намного превышает 10^7 K), тогда мы, по крайней мере, можем ожидать, что $\tilde{A}_{WC} \geq \tilde{A}_{WN}$ и, тем самым, наложить верхний предел на отношение $L_X(WN)/L_X(WC)$.

Для того, чтобы оценить значения $\tilde{A}$, заметим, что в результате эволюции O звезд в звезды типа WN во внутренних областях звезды протекают реакции CNO цикла, оставляющие содержание металлов в основном неизменным. При этом $\tilde{A}_{WN} \approx 1$. Это не совсем точно, так как содержание C и O понижено, а N – повышено. Однако, содержание более тяжелых ионов, таких как Si, S и Fe остается практически неизменным. Для звезд типа WC процесс нуклеосинтеза более сложен, но содержание ионов Si, S и Fe также не повышено. Таким образом, если в рентгеновском спектре доминируют линии этих металлов, то $\tilde{A}_{WC} \approx \tilde{A}_{WN} \approx 1$. Влияние более легких ионов, таких как O, Mg и Ne, содержание которых в среднем превышено в 200, 10 и 3 раза соответственно в атмосферах звезд типа WC может привести к увеличению $\tilde{A}_{WC}$.

С другой стороны, поглощение рентгеновского излучения ионами гелия и металлов имеют сопоставимое значение в случае WN звезд, но в атмосферах звезд типа WC, непрозрачности определяются, в основном, металлами, влияние которых, примерно, в сотни раз больше, чем влияние гелия, за счет превышения содержания C и O.

Значения величин, которые необходимы для того, чтобы вычислить отношение светимостей WN и WC звезд, определяемое уравнением (158), приведены в Таблице 13. Мы использовали работу van der Hucht et al. [194] для определения типового химического состава атмосфер WR звезд. В случае WN звезд, было предположено что атмосфера (холодная компонента ветра) состоит полностью из однократно ионизованного гелия HeII. В случае WC звезд мы предполагали, опираясь на данные наших расчетов в главе 3, что холодная компонента, состоит из 62% HeII, 25% CIII, и 13% OIII. В обоих случаях горячий газ считался полностью ионизованным.

Для атмосфер с приведенным в Табл. 13 химическим составом отношение светимостей

$$L_X(WN)/L_X(WC) \leq 15,$$

что сравнимо с наблюдаемым отношением 2.9 по данным ROSAT и 4.1 по данным EINSTEIN. Приведенный верхний предел дает правильную оценку, достигая $L_X(WN)/L_X(WC) \leq 1$, но превышает наблюдаемые значения в 4 - 5 раз. Для того, чтобы оценить величину $\tilde{A}$ более точно, необходимо лучшее знание температуры горячего газа. Линии Mg и других, относительно обильных, металлов могут вносить существенный вклад в функцию охлаждения, так что значения $\tilde{A}$ порядка нескольких единиц вполне разумны и ведут к понижению предсказанного верхнего предела и улучшению согласия с наблюдаемыми значениями.

С учетом ошибок как в наблюдательном материале, так и в модельных предположениях, наш простой анализ пригоден для объяснения основных особенностей современных наблюдений одиночных WR звезд в рентгеновском диапазоне.

4.3.2 Выводы

Основные наблюдательные особенности ROSAT и EINSTEIN широкополосных наблюдений звезд типа WR заключаются в:

- а) отсутствии корреляции между рентгеновской светимостью и любыми параметрами атмосферы или самой звезды,
- б) свидетельстве того, что звезды типа WN имеют светимость в рентгеновском диапазоне в 3 - 4 раза большую, чем звезды типа WC.

Рис. 23. Рентгеновские светимости *одиночных* галактических звезд типа WN (квадратики) и WC (треугольнички) (данные ROSAT) и болометрические светимости этих же звезд. Болометрические светимости L_* взяты из работ Koesterke & Hamann [112] для WC звезд и Hamann & Koesterke [89] для WN звезд.

Используя вычисленные значения факторов заполнения f_X , мы вывели масштабные соотношения для рентгеновской светимости звезд типа WR. Основываясь на том, что атмосферы звезд типа WR являются оптически плотными с $r_1 \gg R_*$ для рентгеновских лучей в широком диапазоне энергий, наши соотношения качественно объясняют особенность (а), если f_X меняется от звезды к звезде, как $(\dot{M}/v_\infty)^{-1}$. Заметим, что для оптически тонких оболочек $r_1 = R_*$ с постоянным значением числа заполнения f_X или для оболочек, в которых существует радиальная зависимость числа заполнения от расстояния в атмосфере, L_X , будет, в общем, иметь зависимость от отношения $(\dot{M}/v_\infty)$.

Что касается наблюдательной особенности (б), наши соотношения предсказывают, что рентгеновская светимость звезд типа WR должна существенно зависеть от относительного содержания элементов и ионизационной структуры атмосферы. Используя типичные параметры для WN и WC звезд, мы вывели верхний предел для отношения $L_X(\text{WN})$ к $L_X(\text{WC})$, который в 4 - 5 раз больше наблюдаемого. Заметим, что увеличение фактора $\dot{A}(\text{WC})$ улучшит согласие с наблюдениями.

Важным фактором, ведущим к результату $L_X(\text{WN})/L_X(\text{WC}) > 1$, является сильное влияние металлов на непрозрачность ветра, с κ_ν в примерно 30 раз большим для WC, чем для WN звезд. Несмотря на более высокую излучательную способность, тот факт, что радиус сферы единичной оптической толщины r_1 значительно больше для WC звезд (а, следовательно, мера эмиссии значительно меньше) ведет к тому, что рентгеновская светимость WC звезд меньше, чем WN звезд. Для более точного определения $\dot{A}$ необходимо уточнение температуры горячего газа, что позволило бы протестировать наши масштабные соотношения.

Совершенно очевидно, что кардинальное улучшение качества наблюдений звезд типа Вольфа-Райе в рентгеновском диапазоне крайне необходимо. Существует множество интересных вопросов, касающихся механизмов ускорения звездного ветра и его структуры, разрешение которых требует спектральных данных с хорошим отношением S/N в рентгеновском диапазоне. Особенно это касается проблемы о влиянии многократного рассеяния в линии на формирование и эволюцию ударных волн в атмосферах горячих звезд. Также, в силу того, что в рентгеновском диапазоне излучение в линиях и поглощение веществом ветра определяется металлами, рентгеновский диапазон является особенно пригодным для изучения обогащенных тяжелыми элементами атмосфер звезд типа Вольфа-Райе, путем исследования индивидуальных линий и порогов К-оболочек.

Более точные наблюдательные данные, полученные с помощью современных рентгеновских спутников-обсерваторий, касающиеся затронутых пунктов и обеспечивающих лучшее понимание природы звезд типа Вольфа-Райе, должны появиться в самом ближайшем будущем.

4.4 Переменность рентгеновского излучения в модели неоднородных атмосфер горячих звезд

В последнее время были получены наблюдения переменности рентгеновского излучения от одиночных WR и OB звезд. Так, например, Berghöfer & Schmitt [45], исследовав имеющиеся наблюдательные данные, показали, что, переменность в рентгеновском диапазоне не является общим свойством ветров OB звезд. Однако, для O сверхгиганта ζ Ori были обнаружены небольшие вариации в потоке рентгеновского излучения. Berghöfer [46] обнаружил свидетельства того, что рентгеновская переменность и переменность линии H_α звезды ζ Pup коррелируют друг с другом. Этот факт подтверждает предположение о квази-периодической переменности звездного ветра ζ Pup, связанной с нерадиальными

пульсациями фотосферы.

База данных рентгеновских наблюдений на спутнике EINSTEIN с детектором IPC [164] одиночных WR звезд в основном содержит только единичные наблюдения и, таким образом, не дает информации о переменности потоков. Подобным же образом и наблюдения на спутнике ROSAT с детектором PSPC [165] содержат мало информации о переменности источников. Тем не менее, в работе Willis & Stevens [199] даны свидетельства переменности рентгеновского потока для HD 50896 (WR6) по данным ROSAT. Была зафиксирована переменность около 30% от среднего уровня на временной шкале порядка дня.

Существуют однако свидетельства в пользу предположения, что WR6 может быть двойной звездой (с компактным спутником). Willis & Stevens [199] предположили, что переменность рентгеновского излучения не связана с процессом аккреции, но является внутренним свойством ветра звезды WR6.

В то же время, так как процесс формирования ударных волн является стохастическим (см., например, [159]), можно ожидать, что формируемый в результате нагрева вещества атмосфер звезд ударными волнами поток рентгеновского излучения будет также переменным. Изучение переменности потока в рентгеновском диапазоне — важный метод изучения динамических процессов, протекающих в расширяющихся звездных атмосферах и приводящих к образованию рентгеновского излучения. Изучение переменности рентгеновского излучения позволит наложить ограничения на параметры моделей звездных атмосфер и определить важные характеристики атмосфер, связанные с формированием рентгеновских спектров звезд: время охлаждения вещества за фронтом ударной волны, фактор заполнения атмосферы горячим газом, градиент плотностей и т. д. Важной задачей является сравнение параметров переменности одиночных ОВ звезд и WR звезд разных спектральных подтипов.

4.4.1 Описание модели

Используемое нами в предыдущих параграфах экзосферное приближение пригодно в большей степени для описания средних параметров свечения в рентгеновском диапазоне больших групп О или WR звезд, тогда как для расчета рентгеновского спектра какой-либо конкретной звезды и, тем более, для анализа переменности рентгеновского спектра, требуется использование индивидуальных моделей для конкретных звезд.

В этом параграфе мы будем использовать неоднородную модель атмосфер, подобную описанной в Гл. 3. Будем предполагать, что рентгеновское излучение производится оптически тонкими, горячими, компактными областями, *горячими облаками*, распределенными случайным образом в атмосфере. Для удобства будем представлять такие облака как части оболочек за фронтом сферических ударных волн, в которых происходит высвечивание энергии веществом, нагретым до нескольких миллионов градусов Кельвина. Будем считать, что такие горячие облака движутся в радиальном направлении независимо друг от друга, а их движение может быть описано единым законом изменения скорости.

Следует отметить, что представленная модель упрощена по сравнению с рассмотренной в главе 3. В данной модели не учитывается присутствия холодных ($T_e \approx 10^4$ К) в атмосфере. Кроме того мы предполагаем, что электронная температура в атмосфере постоянна, тогда как в рассмотренной в главе 3 модели атмосферы электронная температура в холодных облаках в 2-3 раза меньше средней электронной температуры атмосферы. Таким образом следует рассматривать трехкомпонентную модель атмосферы: холодные облака с $T_e \approx 10^4$ К, горячие облака с $T_e \approx 10^7$ К и разреженная межоблачная среда с температурой $T_e = (0.3 - 1.0) \cdot 10^4$ К.

При анализе тепловой структуры атмосферы следует учитывать и прогрев холодных облаков рентгеновским излучением горячей компоненты атмосферы. Отметим, что учет такого эффекта для холодных облаков, находящихся в окрестности активных галактических ядер [31], увеличивает электронную температуру газа в них до $\approx 2 \cdot 10^4$ К. Таким образом учет этого эффекта выравнивает температуру в холодных облаках и межоблачной среде. Для использования сложной трехкомпонентной модели атмосферы и определения характеристик ее компонент требуется получение рентгеновских спектров исследуемых звезд с высокими спектральным и временным разрешениями. Так как подобного рода наблюдений пока нет, то использование более простой двухкомпонентной модели для исследования переменности рентгеновских спектров представляется вполне оправданным.

Перейдем к описанию используемой нами двухкомпонентной модели атмосферы. Будем предполагать, что движение облаков начинается в случайные моменты времени с некоторого начального радиуса R_{in} . Начальный радиус R_{in} — это нижняя граница, на которой могут образовываться ударные волны. Так как мы предполагаем, что облака движутся только радиально, то при прохождении через атмосферу они будут находится внутри телесного угла Ω , который является параметром задачи.

Предполагаем, что атмосфера является двухкомпонентной и двухтемпературной средой: холодный однородный звездный ветер, поглощающий рентгеновские фотоны, и горячие, оптически тонкие в рентгеновском диапазоне облака. Рентгеновское излучение поглощается, в основном, благодаря фотовозбуждению электронов с К-оболочек тяжелых ионов и процессам Оже-ионизации. Таким образом, на выходящее рентгеновское излучение влияет химический и ионизационный состав атмосферы. С другой стороны, коэффициент излучения в рентгеновском диапазоне определяется физическими условиями в горячих областях ветра.

Мы предполагаем, что меры эмиссии ($EM_X^{(i)}$) одинаковы для каждого горячего облака i - номер облака и меняются с расстоянием как:

$$EM_X^{(i)} = EM_0 r^{-2},$$

где $EM_0 = \int_{\delta V} n_i n_e dV = n_i n_e$ — мера эмиссии у основания ветра, r — расстояние, n_i , n_e — ионная и электронная концентрации горячего облака, δV — объем облака. Предполагается, что температура горячей компоненты атмосферы (горячих облаков) T_X постоянна во всей атмосфере.

Энергия, излученная каждым горячим облаком в полном телесном угле 4π , есть:

$$j_\nu = n_p(r) n_e(r) \Lambda_\nu \delta V(r) = EM_X^{(i)} \Lambda_\nu(T_X) [\text{эрг/с}]. \quad (159)$$

Для вычисления функции охлаждения Λ_ν была использована имеющаяся у нас современная версия кода Raymond & Smith [169] с использованием среднего для звезд типа WR химического состава (см. Табл. 13).

Без учета поглощения излучения рентгеновская светимость каждого отдельного облака

$$\delta L_\nu^{(i)} = j_\nu \delta V = \Lambda_\nu(T_X) EM_X^{(i)}. \quad (160)$$

Полная светимость данного ансамбля облаков получается суммированием по всем горячим облакам с учетом поглощения излучения каждого облака:

$$L_{\text{tot}} = \Lambda_\nu(T_X) \cdot \sum_i^{N(t)} \frac{EM_0^{(i)}}{(r_i/R_*)^2} e^{-\tau_{w,i}}, \quad (161)$$

где полное число облаков $N(t)$ зависит от времени t , а $\tau_{w,i}(E, r, \mu, \phi)$ — оптическая толщина холодной части ветра для облака с номером i . Здесь $\mu = \cos(\theta)$, где θ — угол между направлением движения горячего облака и лучом зрения, ϕ — азимутальный угол. Величина $\tau_{w,i}(E, r, \mu, \phi)$ была вычислена с использованием разработанной автором программы моделирования ионизационной и тепловой атмосфер звезд типа WR.

4.4.2 Фактор заполнения и входные параметры

Определим фактор заполнения для горячего газа:

$$f_X = \frac{EM_X}{EM_w}, \quad (162)$$

где $EM_X = \sum_{i=1}^N(t) EM_X^{(i)}$ (i — номер облака) есть мера эмиссии горячего вещества, которая определяет рентгеновскую светимость и EM_w — мера эмиссии холодного ветра. Заметим, что это определение, по существу, эквивалентно определению фактора заполнения, которое было использовано при рассмотрении экзосферного приближения. Рентгеновская светимость атмосферы

$$L_X = f_X \Lambda_\nu(T_X) EM_w. \quad (163)$$

Атмосферы горячих звезд становятся оптически тонкими для рентгеновского излучения на значительном расстоянии от нижней границы R_* . Если для ОВ звезд это расстояние составляет около 10^2 радиусов звезды [94], то для WN звезд — 10^4 , а для WC звезд достигает 10^5 радиусов звезды. На таких значительных расстояниях скорость истечения вещества можно рассматривать, как постоянную и достигшую предельного значения v_∞ . Мера эмиссии горячего газа в случае постоянной скорости истечения:

$$EM_X = EM_0 \sum_{i=1}^{N(t)} \frac{r_{1,i}^2}{(r_{1,i} + V_\infty i \Delta t_i)^2} \quad (164)$$

где V_∞ — безразмерная скорость, выраженная в единицах v_∞ и Δt_i — промежуток времени между двумя последовательными появлениями облаков горячего газа, выраженный в единицах R_*/v_∞ . Величина $r_{1,i}$ — это то расстояние, на котором $\tau_{w,i}(E, r_{1,i}, \mu, \phi) = 1$. В отличие от экзосферного приближения $r_{1,i}$ — это уже не постоянный для заданной энергии рентгеновских квантов радиус, но расстояние, различное для каждого рассматриваемого направления.

Фактор заполнения можно найти из следующего соотношения:

$$f_X = L_X^{\text{obs}} / \Lambda_\nu(T_X) EM_w,$$

где L_X^{obs} — наблюдаемая рентгеновская светимость звезды.

Для получения рентгеновской светимости в данный момент времени из уравнения (163) необходимо определить меру эмиссии горячего облака EM_0 . Это может быть сделано с помощью уравнения (164) при известных значениях факторов заполнения. Оценки факторов заполнения для звезд спектрального класса О получены Kudritzki et al. [114].

Авторы обнаружили эмпирическую корреляцию между T_X и параметрами истечения атмосферы (см. пункт 4.2.5). Значения минимальных возможных факторов заполнения для звезд типа WR получены нами в пункте 4.2.6 при использовании данных обзора ROSAT PSPC All-Sky survey [165]. Знание значений факторов заполнения позволяет ограничить возможные значения параметров Δt_i и EM_0 — входных параметров нашей модели.

4.4.3 Результаты

Результаты описанного выше моделирования рентгеновской светимости звезд типа WR представлены на рисунках 24 и 25. Рис. 24 показывает изменение светимости излучающего рентген горячего облака при его прохождении через атмосферу. Представленная кривая получена численным моделированием зависимости L_X от расстояния до центра звезды r . Характер светимости определяется двумя основными факторами: зависимостью от оптической толщины и уменьшением меры эмиссии EM с расстоянием как r^{-2} . Растущая часть кривой на Рис. 25 связана с уярчением излучающей рентген области из-за уменьшения оптической толщины в данном направлении. Падение рентгеновской светимости объясняется уменьшением меры эмиссии.

Полная рентгеновская светимость атмосферы определяется суммированием светимостей всех излучающих облаков. Для выяснения характера рентгеновской переменности ансамбль облаков задавался следующим образом: предполагалось, что в случайный момент времени в атмосфере появляется одно горячее облако на расстоянии r_1 от центра звезды, движущееся в произвольном направлении θ . Через случайный момент времени ΔT на том же расстоянии r_1 появляется второе облако, также движущееся в случайно выбранном направлении. Затем процедура генерирования распространяющихся в случайных направлениях облаков повторяется.

Так как после достижения максимума рентгеновской светимости (см. рис. 24) его мера эмиссии быстро убывает, облака, находящиеся существенно дальше этого расстояния в атмосфере дают пренебрежимо малый вклад в полную рентгеновскую светимость звезды.

Интервалы ΔT_i между появлением в атмосфере облаков с номерами i и $i + 1$ определяются по формуле: $\Delta T_i = \zeta \langle T \rangle$, где ζ – равномерно распределенное случайное число в интервале $[0.5 - 1.5]$, а $\langle T \rangle$ – средний промежуток времени между образованием горячих облаков в атмосфере.

Мы предполагаем, что промежуток времени $\langle T \rangle$ определяется механизмом формирования ударных волн в атмосфере, распространение которых ведет к формированию горячих облаков и может быть определен из анализа рентгеновских кривых блеска как средний интервал времени между появлениями пиков рентгеновской интенсивности.

В нашей модели мы рассматривали до 30000 отдельных горячих облаков в атмосфере. В качестве значения $\langle T \rangle$ была выбрана величина $1 \cdot R_*/v_\infty$, что составляет для звезд спектрального класса O и звезд типа WR ≈ 1 час. Результаты моделирования переменности рентгеновских потоков для различных значений энергий рентгеновских квантов представлены на рис. 25. Мы видим, что с уменьшением энергии возрастание потоков становится все более и более слабым. Объяснение этого в том, что значение радиуса экзосферы $r_1 = r_1(E)$ больше для меньших энергий (это не относится к случаю, когда зависимость коэффициента поглощения от энергии имеет скачок и коэффициент поглощения больше для меньших значений энергии).

Характер рентгеновской переменности определяется свойствами холодной компоненты вещества атмосферы, поглощающей рентгеновское излучение. Для меньших энергий рентгеновских квантов атмосфера становится оптически тонкой лишь на больших расстояниях от центра звезды. При этом горячие облака становятся видимыми для внешнего наблюдателя только тогда, когда мера эмиссии облака уже мала. Если облако находится на расстоянии, которое соответствует асимптотической части кривой блеска (см. рис. 24) тогда определяемые им флуктуации рентгеновской светимости будут незначительными.

Естественный характерный параметр, которым определяются светимость в рентгеновском диапазоне и вариации светимости из-за наличия отдельных горячих облаков – это

величина $r_1(E)$ — расстояние, на котором оптическая толщина атмосферы для данной энергии квантов E и данного направления в атмосфере равна единице. Можно ожидать, что характерное время переменности должно быть пропорционально $\sim r_1(E)/v_\infty$ и быть функцией энергии. Как ясно видно из рисунка 25, вариации L_X от среднего значения действительно являются функцией энергии.

Результаты нашего численного моделирования показали, что отношения среднеквадратичного отклонения σ рентгеновской светимости $L_X(E)$ к самой светимости $\sigma/L_X(E)$ зависят от энергии и растут с увеличением энергии рентгеновских фотонов.

Таким образом, мы можем выдвинуть предположения об ожидаемых особенностях рентгеновского излучения атмосфер горячих звезд.

- Поток рентгеновского излучения горячего газа, возникающего в неоднородностях и нагреваемого ударными волнами в атмосферах горячих звезд, является переменным по времени.
- Параметры переменности, такие как амплитуда, характерное время переменности, время установления стационарного режима истечения зависят от диапазона энергии, в котором производятся наблюдения.
- Поток излучения на более высоких энергиях является, в среднем, более переменным, чем на более низких.
- Зависимость параметров переменности от энергии есть следствие того, что величина r_1 — расстояние на котором достигается единичная оптической глубина для рентгеновского излучения, выходящего в направлении наблюдателя, является функцией энергии рентгеновских квантов.
- Атмосферы OB звезд, обладающие солнечным химическим составом, показывают более сильную переменность, чем обогащенные тяжелыми элементами атмосферы звезд типа WR.

В настоящее время пока еще не найдено надежных доказательств переменности в свечении горячих звезд в рентгеновском диапазоне. Однако, с запуском нового поколения рентгеновских спутников-обсерваторий (ASCA, Chandra, XMM) такая переменность вполне может быть обнаружена с использованием имеющихся на данных спутниках детекторов излучения.

Рис. 24. Зависимость рентгеновской светимости горячего облака от расстояния от центра звезды. Облако движется в радиальном направлении при значении $\theta = 45^\circ$.

Рис. 25. Зависимость рентгеновской светимости от времени. Время измеряется в единицах $1000 R_*/v_\infty$. Верхний рисунок показывает переменность излучения на различных энергиях для атмосферы с химическим составом, типичным для WN звезды. Нижний рисунок показывает переменность излучения на одной и той же энергии (1 кэВ), но для атмосфер звезд различного химического состава. Во всех вычислениях для температуры горячего газа, использовано значение $T_X = 10^7$.

5 Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

1. Вычислены скорости фотоионизации и фоторекомбинации, фотонагрева и охлаждения водородно-гелиевой плазмы в зависимости от оптической толщины среды в континууме. Получены масштабные соотношения между скоростями этих процессов.
2. Рассчитаны распределение атомов и ионов в атмосферах звезд типа WR по уровням и тепловая структура атмосфер. Сделано заключение о немонотонности распределения электронной температуры в атмосферах звезд типа Вольфа-Райе при предположении о наличии в них областей повышенной по отношению к средней плотности вещества (облаков).
3. Рассчитаны объемные факторы заполнения (f_X) атмосфер галактических звезд типа WR. Сделано заключение о справедливости предположения об обратной пропорциональности объемных факторов заполнения и характерных плотностей атмосфер (M/v_∞). Объяснено отсутствие наблюдаемой корреляции рентгеновской и болометрической светимостей звезд типа WR. Найдена зависимость рентгеновской светимости звезд типа WR от относительного содержания элементов и ионизационной структуры атмосферы. Определен верхний предел отношения рентгеновских светимостей звезд типа Вольфа-Райе азотной (WN) и углеродной (WC) последовательностей, $L_X(WN)/L_X(WC)$, согласующийся с наблюдаемым.
4. Исследовано изменение потока рентгеновского потока звезды типа WR в рамках гипотезы переменной околозвездной экстинкции. Сделано заключение о зависимости характера переменности от химического состава атмосферы и от энергии наблюдаемых рентгеновских квантов.

Литература

- [1] Александрова О.А., Бычков К.В., Астрон.Ж., в печати (2000)
- [2] Аллен К.У., Астрофизические величины., М., Наука, (1977)
- [3] Антохин И.И., Холтыгин А.Ф., Черепашук А.М., Астрон.ж., **65**, 558 (1988)
- [4] Антохин И.И., Нугис Т., Черепашук А.М., Астрон.ж., **69**, 516 (1992)
- [5] Бисноватый-Коган Г.С., Зельдович Я.В., Астрон.ж., **45**, 241 (1968)
- [6] Головатый В.В., Сапар А.А., Феклистова Т.Х., Холтыгин А.Ф., "Атомные данные для спектроскопии разреженной астрофизической плазмы. Газовые туманности.", Таллинн, Валгус (1991)
- [7] Грим Г., Спектроскопия плазмы., Атомиздат. М., с. 127 (1975)
- [8] Иванов В.В., Соболев В.В., Труды АО ЛГУ, **19**, 3 (1962)
- [9] Иванов В.В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., Наука (1969)
- [10] Ilmas M., Nugis T, Izvestiya Tartyskoi observatorii, **2**, (1972)
- [11] Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Физика межзвездной среды, М., Наука (1979)
- [12] Костенко Ф.В., Холтыгин А.Ф., Астрофизика, **41**, 423 (1998)
- [13] Костенко Ф.М., Холтыгин А.Ф., Астрофизика, **42**, 280 (1999)
- [14] Кудряшова Н.А., Холтыгин А.Ф., Астрон.ж., в печати (2000)
- [15] Нугис Т., в Сб. "Звезды типа Вольфа-Райе и родственные им объекты", Таллинн, ред. Т. Нугис и И. Пустыльник, 10 (1988)
- [16] Нугис Т.А, Вильковский Э.Я., "Звездный ветер: наблюдения и теория", ВИНТИ, Итоги науки и техники, *Астрономия*, **40**, 3, М (1990)
- [17] Оскинова Л.М., Холтыгин А.Ф., Вестник СПбГУ. Сер.1, No. 4, 82 (1993)
- [18] Оскинова Л.М., Холтыгин А.Ф., Вестник СПбГУ., Сер 1, No. 22, 91 (1996)
- [19] Рудзикас З.Б., Никитин А.А., Холтыгин А.Ф., Теоретическая атомная спектроскопия. Л., (1990)
- [20] Соболев В.В., Курс теоретической астрофизики, М., Наука (1985)
- [21] Спитцер Л., Физические процессы в межзвездной среде., М., Наука (1981)
- [22] Тамбовцева Л.В., Астрон.ж., **68**, 332 (1991)
- [23] Тамбовцева Л.В., Астрофизика, **34**, 73 (1991)
- [24] Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р., Астрон.ж., **62**, 604 (1985)
- [25] Холтыгин А.Ф., в Сб. "Звезды типа Вольфа-Райе и родственные им объекты", Таллинн, 102 (1988)
- [26] Холтыгин А.Ф., Феклистова Т.Х., Публ. Тарт. Астроф. obs., **51**, 61 (1988)
- [27] Черепашук А.М. 1990, Астрон. ж., **67**, 955 (1990)
- [28] Abbott D.C., ApJ, **263**, 723 (1982)
- [29] Abbott D.C., Lucy L.B., ApJ, **288**, 679 (1985)
- [30] Abbott D.C., Conti P.S., Ann.Rev. Astron. Astrophys., **25**, 113 (1987)
- [31] Aldrovandi S.M.V., Gruenwald R.B., A&A, **147**, 331 (1987)

- [32] Apparao K.M.V., A&A, **328**, 295 (1997)
- [33] Arthur S.L., Henney W. J., Dyson J. E., A&A, **313**, 897 (1996)
- [34] Balucińska-Church M., McCammon D., ApJ, **400**, 699 (1992)
- [35] Barba R.H., Niemela V.S., Morrell N.I., in "Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition", ASP Conf. Series., **120**, 238 (1997)
- [36] Barlow M. J., Smith L. J., Willis A. J., Month. Not. R.A.S., **196**, 101 (1981)
- [37] Baum E., et al., A&A, **226**, 402 (1992)
- [38] Beals C.S., Month. Not. R.A.S., **90**, 202 (1929)
- [39] Beals C.S., Publ. Dom. Ap. Obs. Victoria, **4**, 271 (1930)
- [40] Beals C.S., Publ. Dom. Ap. Obs. Victoria, **6**, 95 (1934)
- [41] Beals C.S., Plaskett H., Trans. Int. Astron. Union, **5**, 184 (1935)
- [42] Beals C.S., IRASC, **34**, 169 (1940)
- [43] Beck S.C., et al., AJ, **114**, 585 (1997)
- [44] Bednarek W., A&A, **322**, 523 (1997)
- [45] Berghöfer T.W., Schmitt J.H.M.M., Advances in Space Research (ISSN 0273-1177), **16**, 163 (1995)
- [46] Berghöfer T.W., Schmitt J.H.M.M., Danner R., Cassinelli J.P., A&A **322**, 167 (1997)
- [47] Bertrand J.F., St.-Louis N., Moffat A.F.J., in "Properties of Hot, Luminous Stars", Proc. Boulder-Munich Workshop II, ASP Conf. Series., **131**, 376 (1998)
- [48] Blecha A., Schaller G., Maeder A., Nature, **360**, 320 (1992)
- [49] Breysacher J., A&AS, **43**, 203 (1981)
- [50] Breysacher J. et al. A&A, **326**, 976 (1997)
- [51] Brown J.C., Richardson L.L., Antokhin I., Robert C., Moffat A.F.J., St-Lois N., A&A, **295**, 725 (1995)
- [52] Burgess A., Summers H.P., Month. Not. R.A.S., **226**, 227 (1987)
- [53] Cassinelli J.P., Olson G.L., ApJ, **229**, 304 (1979)
- [54] Cassinelli J. P., Cohen D. H., Macfarlane J. J., Sanders W. T., Welsh B. Y., ApJ, **421**, 705 (1994)
- [55] Castor J.I., Month. Not. R.A.S., **149**, 111 (1970)
- [56] Castor J.I., Abbott D.C., Klein R.I., ApJ, **195**, 157 (1975)
- [57] Cherchneff I., in "Dust and Molecules in Evolved Stars", Proc. UMIST/CCP7 Workshop, Manchester, ed. I. Cherchneff, 251 (1997)
- [58] Cherepashchuk A.M., Eaton J.A., Khaliullin, K.F., ApJ, **281**, 774 (1984)
- [59] Christian D.J., Swank J.H., ApJS., **109**, 117 (1997)
- [60] Clement M.J., in "Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars", Proc IAU Symp No. 162, 117 (1994)
- [61] Cohen D.H., Cooper, R.G., Macfarlane J.J., Owocki S.P., Cassinelli, J.P., Wang P., ApJ, **460**, 506 (1996)
- [62] Cohen D.H., Cassinelli J.P., Macfarlane, J.J., ApJ, **487**, 867 (1997)

- [63] Conti P.S, in "Ministere de l'Education National, Fonds National de la Recherche Scientifique, and Universite de Liege, Colloque International d'Astrophysique, 20th", Liege, Belgium, June 17-20, 1975), Societe Royale des Sciences de Liege, Memoires, **9**, 193 (1976)
- [64] Conti P.S., Niemela V.S., ApJ, **228**, 206 (1979)
- [65] Comeron, F., et al., Hipparcos Venice'97, ESA-SP-402, ed. Battick B., 479 (1997)
- [66] Corcoran, M.F., et al., Nature, **390**, 587 (1997)
- [67] Cox D.P., Tucker W.H., ApJ, **157**, 1157 (1969)
- [68] Cranmer S.R., Owocki S.P., ApJ, **462**, 469 (1996)
- [69] Crowther P.A., Month. Not. R.A.S., **290**, L59 (1997)
- [70] Crowther P.A., et al., Properties of Hot, Luminous Stars, Proc. Boulder-Munich Workshop II, ASP Conf. Series. **131**, 38 (1998)
- [71] Dalton, M.J., Crowther, P.A., Willis, A.J., in IAU Symp. 163, "Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding, Winds, Evolution", ed. K.A. van der Hucht, P.M. Williams (Dordrecht: Kluwer), 154 (1995)
- [72] Drissen, L., et al., ApJ, **343**, 426 (1989)
- [73] Drew J., Month. Not. R.A.S., **217**, 867 (1985)
- [74] Drew J., ApJS, **71**, 267 (1989)
- [75] Eaton J., Cherepashchuk A., Khaliullin Kh., ApJ, **297**, 266 (1985)
- [76] Eversberg T, Lépine S., Moffat A.F.J., A&A, **494**, 799 (1998)
- [77] Feldmeier A., Kudritzki R.-P., Palsa R., Pauldrach A.W.A., Puls J., A&A **320**, 899 (1997)
- [78] Feldmeier A., Puls J., Pauldrach A.W.A., A&A **322**, 878 (1997)
- [79] Friend D.B., Abbott D.C., ApJ, **311**, 701 (1986)
- [80] Gayley K.G., Owocki S.P., Cranmer S.R., ApJ, **442**, 296 (1995)
- [81] Gayley K.G., Owocki S.P., Cranmer S.R., ApJ, **442**, 296 (1995)
- [82] Gayley K.G., Owocki S.P., ApJ, **446**, 801 (1995)
- [83] Gallagher J.W., Pradhan A.K.J., JILA information center report. No. 300 (1985)
- [84] Glatzel W., Kiriakidis M., Fricke K.J., Month. Not. R.A.S., **262**, L7 (1993)
- [85] Grinin V.P., Mitskevich A.S., Astroph.Sp.Sci., **185**, 107 (1991)
- [86] Hamman W.-R., Koesterke L., Wessolowski U., A&A, **274**, 397 (1993)
- [87] Hamman W.-R., Koesterke L., Wessolowski U., A&A Suppl., **113**, 459 (1995)
- [88] Hamann W.-R., A&A, **281**, 184 (1994)
- [89] Hamann W.-R., Koesterke L., A&A, **333**, 251 (1998)
- [90] Hamann W.-R., частное сообщение (2000)
- [91] Hillier D.J., ApJ, **334**, 639 (1988)
- [92] Hillier D.J., ApJ, **347**, 392 (1989)
- [93] Hillier D.J., in IAU Symp. 143, "Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies", ed. K.A. van der Hucht & B. Hidayat, (Dordrecht: Kluwer), 59 (1992)

- [94] Hillier D.J., Kudritzki R.P., Pauldrach A.W., Baade D., Cassinelli J.P., Puls J., Schmitt J.H.M.M., A&A, **276**, 117 (1993)
- [95] Henriksen R.N., A&A, **247**, 455 (1991)
- [96] Humphreys R.M., Davidson K., ApJ, **232**, 409 (1979)
- [97] van der Hucht K.A., Cassinelli J.P., Williams P.M., A&A, **168**, 111 (1986)
- [98] Ignace R., Cassinelli J.P., Bjorkman J.E., ApJ, **459**, 671 (1996)
- [99] Ignace R., Oskinova L.M., A&A, **348**, L45 (1999)
- [100] Oskinova L.M., Ignace R., in. Proc. of Workshop "Thermal and ionization aspects of flows from hot stars: observations and theory", Tartu, August 23-27, 2000, ASP Conferences Series, **204**, 221 (2000)
- [101] Ignace R., Oskinova L.M., Foullon C., Month. Not. R.A.S., **318**, 214 (2000)
- [102] Ilmas M., Nugis T., Calculation of the emission line spectrum of HeI, Tallinn, Valgus (1982)
- [103] Johnson L.C., ApJ, **174**, 227 (1972)
- [104] Kaper L., Henrichs H., Fullerton A.W., A&A, **327**, 281
- [105] Kato M., Iben I.Jr., ApJ, **394**, 305 (1992)
- [106] de Koter A., Lamers H.J.G.L.M., Schmutz W., A&A, **306**, 501 (1996)
- [107] Khaliullin Kh.F., in "Eject. and Accret. matter binary stars Syst.", Meet. 5th. Subcom Double Stars. Tatranska Lomnica, Bratislava, 99 (1980)
- [108] Kholtygin A.F., in IAU Symp. 163, "Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding, Winds, Evolution", ed. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht: Kluwer), 160 (1995)
- [109] Kholtygin A.F., Kostenko F.V., Oskinova L.M., in. Proc. IAU Symp. No. 193 "Wolf-Rayet phenomena in massive stars and starburst galaxies", Puerto Vallarta, Mexico, 3-7 November 1998, 553 (1999)
- [110] Kholtygin A.F., Kostenko F.V., Kudryshova N.A., Oskinova L.M., in. Proc. of Workshop "Thermal and ionization aspects of flows from hot stars: observations and theory", Tartu, August 23-27, 1999, ASP Conferences Series, **204**, 227 (2000)
- [111] Kholtygin A.F., in. Proc. of Workshop "Thermal and ionization aspects of flows from hot stars: observations and theory", Tartu, August 23-27 2000, ASP Conferences Series, **204**, 231 (2000)
- [112] Koesterke L., Hamann W.-R., A&A, **299**, 503 (1995)
- [113] Kudritzki R. P., Lennon D., Puls, J., in "Science with the very large telescope", J. Walsh and I. Danziger, eds., (ESO: Garching), 4, (1995)
- [114] Kudritzki R.P., Palsa R., Feldmeier A., Puls J., Pauldrach A.W.A., in "Röntgenstrahlung from the Universe", (eds) Zimmerman, H.U., Trümper J., and Yorke H., MPE Report **263**, 9 (1996)
- [115] Kuhi L.V., ApJ, **152**, 89 (1968)
- [116] Kuhi L.V., in IAU Symp.49, "Wolf-Rayet and High Temperature Stars", eds. M.K.A. Bappu & J. Sahado (Dordrecht: Kluwer), 205 (1973)
- [117] Lamers H.J.G.L.M., de Groot M., Cassatella, A., A&A, **123**, L8 (1983)
- [118] Lamers H.J.G.L.M., Snow T.P., de Jager C., Langerwerf A., Ap.J., **325**, 342. (1988)
- [119] Lamers H.J.G.L.M., Leitherer C., ApJ, **412**, 771 (1993)
- [120] Lamers H.J.G.L.M., Fitzpatrick E. L., ApJ, **325**, 342 (1988)
- [121] Lamers H.J.G.L.M., 1994, Ap.Sp.Sci., **221**, 41, (1994)

- [122] Lamers H.J.G.L.M., Snow, T. P., Lindholm D. M., ApJ, **455**, 269 (1995)
- [123] Lépine S., Astroph.Space Sci., **221**, 371 (1994)
- [124] Lépine S, Moffat A.F.J., Henriksen R.N. (1996), Ap.J., **466**, 392
- [125] Li Q., Brown J.C., Ignace R., Cassinelli J.P., Oskinova, L. M., A&A, **357**, 233 (2000)
- [126] Lucy L.B., Solomon P.M., ApJ, **159**, 879 (1970)
- [127] Lucy L.B., White R.L., ApJ, **241**, 300 (1980)
- [128] Lucy L.B., ApJ, **255**, 286 (1982)
- [129] Lucy L.B., Abbott D.C., ApJ, **405**, 783 (1993)
- [130] Luhrs S., PASP, **109**, 504 (1997)
- [131] Maeder A., A&A, **147**, 300 (1985)
- [132] Maeder A., in "Properties of Hot, Luminous Stars", Proc. Boulder-Munich Workshop II, ASP Conf. Series. **131**, 85 (1998)
- [133] Martinez P. et al., Nature, **367**, 601 (1994)
- [134] McLean, I.S., et al., ApJ, **231**, 141 (1979)
- [135] Mendez R.H. et al., A&A, **252**, 265 (1991)
- [136] Mihalas D.M., Stone M.E., ApJ, **151**, 293 (1968)
- [137] Mitskevich A.S., Natta A., Grinin V.P., ApJ., **404**, 751 (1991)
- [138] Moffat A.F.J., Drissen L., Lamantagne R., Robert C., 1988, **334**, 1038 (1988)
- [139] Moffat A.F.J., Robert C., ASP Conf. Series., **22**, 203 (1992)
- [140] Moffat A.F.J., Lépine S., Henriksen R.N., Robert C., Astr.Space Sci., **216**, 55 (1994)
- [141] Moffat A.F.J., Robert C., ApJ, **421**, 310 (1994)
- [142] Moffat A.F.J. et al., in "Properties of Hot, Luminous Stars", Proc. Boulder-Munich Workshop II, ASP Conf. Series., **131**, 437 (1998)
- [143] Niedzielski A., in "The Atmospheres of Early-Type Stars", ed. U.Heber & C.S. Jeffrey (Berlin:Springer), 102 (1992)
- [144] Niedzielski A., A& A, **282**, 529 (1994)
- [145] Niemela V.S., in IAU Symp. 83, "Mass Loss and Evolution of O-type Stars", ed. P. Conty & C.W.H. de Loore (Dordrecht: Kluwer), 475 (1979)
- [146] Niemela V.S., Gamen R., Morrell N.I., Benitez S.G., in "Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies", Proceedings IAU Symp. No.193, K.A. van der Hucht, G. Koenigsbinger & P.R.J. Eenens (eds) (1999)
- [147] Nugis T., in "Wolf-Rayet stars: Observations, physics, evolution", Proceedings of the Symposium, Cozumel, Mexico, September 18-22, (A82-4812 24-90) Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 127 (1982)
- [148] Nugis T., in "Luminous Stars and Association in Galaxies", IAU Simp. No 116, preprint (1985)
- [149] Nugis T., in "Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution", Proc. 33rd Liege Int. Astroph. Coll. (Liege: Univ. of Liege) ed. J.-M. Vreux et al. (1996)
- [150] Nugis T., Crowther P.A., Willis A.J., A&A, **333**, 956 (1998)
- [151] Oskinova L.M., Feklistova T., Kholtygin A.F., Baltic Astronomy, **3**, 260 (1995)

- [152] Oskinova L.M, Brown J.C., Cassinelli J.P, Ignace R., in "Inhomogeneous Winds of Hot Stars", ASP Conference Series, в печати, (2001)
- [153] Oskinova L.M, Ignace R., Cassinelli J.P, Brown J.C., A&A, в печати (2001)
- [154] Osterbrock D.E., Astrophysics of Gaseous Nebulae and AGN, University Science Books (Mill Valley, CA) (1989)
- [155] Owocki S.P., Castor J.I., Rybicki G.B., ApJ, **335**, 914 (1988)
- [156] Owocki S.P., Rybicki G.B., ApJ, **284**, 337 (1984)
- [157] Owocki S.P., in IAU Symp. 163, "Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution", ed. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht: Kluwer), 345 (1995)
- [158] Owocki S.P., in "Cyclical Variability in Stellar Winds", Proc. of the ESO Workshop held at Garching, Germany, 14-17 October 1997. Edited by Lex Kaper and Alexander W. Fullerton. Publisher: Berlin, New York: Springer-Verlag, ESO Astrophysics Symposia, 325 (1998)
- [159] Owocki S.P., Cohen D.H., ApJ, **520**, 833 (1999)
- [160] Panagia N., Maccetto F., A& A, **106**, 266 (1982)
- [161] Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R.P., A&A, **164**, 86 (1986)
- [162] Poe C.H., Friend D.B., Cassinelli J.P., ApJ, **337**, 888 (1989)
- [163] Pogodin M.A., ()
- [164] Pollok A.M.T., ApJ, **313**, 384 (1987)
- [165] Pollock A.M.T., Haberl F., Corcoran M.F., in "Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution", IAU Symp. No. 163, (Dordrecht: Kluwer), 191 (1995)
- [166] Prinja R.K., Barlow M.J., Howarth I.D, ApJ, **361**, 607 (1990)
- [167] Prinja R.K., Smith L.J., A&A, **266**, 377 (1992)
- [168] Puls J. et al., A&A, **306**, 899 (1996)
- [169] Raymond J.C., Smith B.W., ApJS, **35**, 419 (1997)
- [170] Robert C., ApJ, **397**, 277 (1992)
- [171] dos Santos L.C., Jatenco-Pereira V., Opher R., ApJ, **410**, 732 (1993)
- [172] Savage B.D., Mathis J.S, Ann.Rev.Astron.Astroph., **17**, 73 (1979)
- [173] Schmutz W. et al., A&A, **210**, 236 (1989)
- [174] Schmutz W., in IAU Symp. 143, "Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies", ed. K.A. van der Hucht & B. Hidayat (Dordrecht: Kluwer), 39 (1991)
- [175] Schmutz W., in "Wolf-Rayet stars: binaries; colliding winds; evolution", Proc. IAU Symp. No. 163, La Biodola; Elba; Italia, May 2-6, 1994. Eds. Karel A. van der Hucht and Peredur M. Williams., (Dordrecht:Kluwer), 127 (1995)
- [176] Seaton M.J., Month. Not. R.A.S., **119**, 81 (1959)
- [177] Seggewiss W., in IAU Symp. No. 67, "Variable Stars and Stellar Evolution", ed. V.E. Sherwood & L.Plant (Dordrecht: Kluwer), 285 (1975)
- [178] Schaller G., et al., A&AS, **96**, 269 (1992)
- [179] Schutte W.A., van der Hucht et al., A&A, , (1998)
- [180] Seward, F.D., Forman, W.R., Giaccononi, R., Griffiths, R.E., Harden, F.R., Jr., Jones, C., Pye, J.P., ApJ, **234**, L55 (1979)

- [181] Seward F.D., Chlebowski T., ApJ, **256**, 530 (1982)
- [182] Shulte-Ladbeck R.E. et al., ApJ, **365**, L19 (1990)
- [183] Shulte-Ladbeck R.E. et al., ApJ, **387**, 347 (1992)
- [184] Shulte-Ladbeck R.E., Ap&SS, **221**, 347 (1994)
- [185] Shulte-Ladbeck R.E., Eenens P.R.J., Davis K., ApJ, **454**, 917 (1995)
- [186] Smith L.F., Aller A., ApJ, **164**, 275 (1971)
- [187] Smith L.F., Maeder A., A&A, **211**, 71 (1990)
- [188] Springmann U., A&A, **289**, 505 (1994)
- [189] St.-Louis, N. et al., ApJ, **452**, 57 (1995)
- [190] Stothers, R.B., Chao-wen Chin, ApJ, **468**, 842 (1996)
- [191] Taresch G., Kudritzki R.P., Hurwitz M., Bowyer S., Pauldrach A.W.A., Puls J., et al., A&A, **321**, 531 (1997)
- [192] Torres, A.V., Conti, P.S., ApJ, 280, 181 (1984)
- [193] Underhill A.B., ApJ, **383**, 729 (1991)
- [194] van de Hucht K.A., Cassinelli J.P., Williams P.M, A&A, **168**, 111 (1986)
- [195] Wessolowski U., MPE Report, **263**, 75 (1996)
- [196] Willis A.J., Month. Not. R.A.S., **198**, 897 (1982)
- [197] Willis A.J., in IAU Symp. No. 143, "Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies", ed. K.A. van der Hucht & B. Hidayat (Dordrecht: Kluwer), 265 (1991)
- [198] Willis A.J., Ap&SS, **237**, 145 (1996))
- [199] Willis A.J., Stevens I.R., 1996, A&A, **310**, 577 (1996)
- [200] Willis A.J. et al., Properties of Hot, Luminous Stars, Proc. Boulder-Munich Workshop II, ASP Conf. Series., **131**, 66 (1998)
- [201] Woan G., "The Cambridge Handbook of Physics Formulas", Cambridge 'University Press (2000)
- [202] Wolf C.J.E., Rayet G., Comptes Rendus, 65, 292 (1867)
- [203] Wood K., Brown J.C., Fox, G.K., A&A, **271**, 492 (1993)