



Софийски университет  
„Св. Климент Охридски“  
Физически факултет

## ОБЩА АСТРОФИЗИКА

*Лекционни записки*

(за бакалаври, специалност АМГ,  
и магистри, сп. “Астрономия и астрофизика”)

Тодор Велчев

София, 2024

# Съдържание

<b>1 Астрономията и астрофизиката като науки</b>	<b>1</b>
<b>2 Основни понятия и величини от теория на лъчението</b>	<b>5</b>
<b>3 Характерни машаби и обекти в Космоса</b>	<b>10</b>
3.1 Електромагнитен спектър . . . . .	10
3.2 Космически обекти, наблюдавани в различни диапазони. . . . .	12
<b>4 Астрофизически наблюдения и експерименти</b>	<b>15</b>
4.1 Съвременни наземни телескопи . . . . .	15
<b>5 Физично описание на идеален газ в равновесие</b>	<b>21</b>
5.1 Астрофизична приложимост на модела на идеалния газ . . . . .	21
5.2 Разпределение на Болцман . . . . .	22
5.3 Разпределение на Максуел по скорости . . . . .	23
5.4 Уравнения на състоянието на идеалния газ . . . . .	25
5.5 Формула на Болцман за топлинна населеност по възбудени нива . . . . .	26
5.6 Формула на Саха . . . . .	27
5.7 Понятие за локално термодинамично равновесие . . . . .	28
<b>6 Физика на лъчението в космоса I</b>	<b>29</b>
6.1 Абсолютно черно тяло. Закон на Планк. Закон на Вин за отместването . . . . .	29
6.2 Приближения на закона на Планк . . . . .	31
6.3 Характеристики на чернотелното излъчване . . . . .	32
6.4 Процеси на разсейване и абсорбция. Кофициент на непрозрачност . . . . .	33
6.5 Ефективна температура на звездите. Яркостна температура . . . . .	38
<b>7 Физика на лъчението в космоса II</b>	<b>41</b>
7.1 Излъчване на заредени частици във външно поле . . . . .	41
7.1.1 Спирачно излъчване . . . . .	41
7.1.2 Синхротронно излъчване . . . . .	42
7.2 Компътънови процеси и компътънизация . . . . .	48
<b>8 Пренасяне на енергия в космическите обекти</b>	<b>52</b>
8.1 Уравнение на лъчистия пренос . . . . .	52
8.2 Възникване на емисионен и абсорбционен спектър . . . . .	54
8.3 Потъмняване на звездните дискове към лимба . . . . .	55
8.3.1 Пренос на енергия чрез конвекция . . . . .	57
<b>9 Практическа астрофизика I: Астрофотометрия</b>	<b>59</b>
9.1 Скала на звездните величини . . . . .	59
9.2 Фотометрични системи. Цветови индекси . . . . .	60
9.3 Абсолютна и болометрична звездна величина . . . . .	62
9.4 Междузвездна екстинкция . . . . .	63

---

<b>10 Практическа астрофизика II: Увод в спектралния анализ</b>	<b>65</b>
10.1 Спектрални серии. Забранени линии . . . . .	65
10.2 Профил на спектрална линия . . . . .	68
<b>11 Моделиране на звезди</b>	<b>71</b>
11.1 Звездите като равновесни конфигурации . . . . .	71
11.2 Аналитични оценки на физическите условия . . . . .	72
11.3 Енергоотделение и термоядрени реакции . . . . .	74
11.4 Основни уравнения на звездния модел . . . . .	76
<b>12 Моделиране на междузвездната среда</b>	<b>79</b>
12.1 Компоненти . . . . .	79
12.2 Фазови модели и енергиен баланс . . . . .	82
12.3 Наблюдения на различните фази . . . . .	84
12.3.1 Студена междузвездна среда . . . . .	84
12.3.2 Топла междузвездна среда . . . . .	88
12.3.3 Гореща междузвездна среда . . . . .	88
<b>13 Моделиране на обекти от изродено вещество</b>	<b>90</b>
13.1 Бели джуджета . . . . .	90
13.2 Неutronни звезди . . . . .	94
<b>14 Увод в астрофизиката на планетите</b>	<b>97</b>
14.1 Понятия за планета и субпланетни тела . . . . .	97
14.2 Планети в Слънчевата система . . . . .	98
14.3 Екзопланети: методи на детектиране . . . . .	101
14.4 Екзопланети: физически характеристики . . . . .	104
<b>Приложение А: Използвани съкращения</b>	<b>109</b>
<b>Приложение Б: Фундаментални и астрофизични константи</b>	<b>112</b>
<b>Приложение В: Кратка хронология на астрофизиката</b>	<b>114</b>

# Списък на фигури

1.1	Исторически дефиниции на науките физика и астрономия. . . . .	2
1.2	Астрономията и астрофизиката като части от науката за космоса. . . . .	3
1.3	Структура на съвременната астрофизика. . . . .	4
2.1	Осветеност от точков източник. . . . .	6
2.2	Излъчване на площен източник. . . . .	7
2.3	Към усредняването на интензитета по звездния диск. . . . .	8
2.4	Към дефиницията на астрофизичен поток. . . . .	9
3.1	Електромагнитен спектър . . . . .	12
3.2	Поглъщане на различните електромагнитни диапазони от земната атмосфера. . . . .	14
5.1	Максуелово разпределение по скорости . . . . .	24
6.1	Излъчване на абсолютно черно тяло за различни температури . . . . .	31
6.2	Сечение на ионизация като функция от енергията на фотона. . . . .	35
6.3	Принос на различни процеси към непрозрачността на звездното вещество. . . . .	38
6.4	Роселандово средно на непрозрачността в звездите. . . . .	39
7.1	Интензитет на източник на спиречно лъчение. . . . .	42
7.2	Геометрия на синхротронно излъчване. . . . .	44
7.3	Спектър на синхротронно излъчване от отделен електрон. . . . .	45
7.4	Спектър на синхротронно излъчване от източник със самоабсорбция. . . . .	47
7.5	Компътново разсейване. . . . .	49
7.6	Спекtri на активни галактични ядра. . . . .	50
8.1	Плоскопаралелно приближение на звездна атмосфера. . . . .	56
9.1	Криви на пропускане в система UVB . . . . .	61
9.2	Наблюдения на гореща и хладна звезда в ивици B и R . . . . .	62
9.3	Болометрична поправка $BC(V)$ като функция на $T_{\text{eff}}$ . . . . .	63
9.4	Почервеняване на обект на двуцветна диаграма. . . . .	64
10.1	Основни спектрални серии на водородния атом. . . . .	66
10.2	Профил и еквивалентна ширина на спектрална линия. . . . .	69
10.3	Ефекти на разширение на спектрална линия: профил на Фойт. . . . .	70
12.1	Закон за междузвездната екстинкция като функция от дълчината на вълната. . . . .	80
12.2	Двуфазов модел на междузвездния газ . . . . .	83
12.3	Пример за карта на излъчване на праха. . . . .	86
12.4	Пример за карта на екстинкция на праха. . . . .	87
12.5	Оптични спекtri на останки от свръхнови. . . . .	89
13.1	Линии на белите джуджета на HR диаграма. . . . .	93
13.2	Съотношение “маса-радиус” при белите джуджета . . . . .	94

13.3 Неутронни звезди: уравнения на състоянието и съотношение “маса-радиус” . . . . .	96
13.4 Диаграма “централна плътност - маса” за изродени конфигурации . . . . .	96
14.1 Метод на радиалните скорости: геометрия . . . . .	102
14.2 Метод на транзитите: крива на блясък при транзит на газов гигант . . . . .	103
14.3 Диаграма “маса-отстояние от звездата” . . . . .	104
14.4 Диаграма “маса-размер” за екзопланети . . . . .	107
14.5 Ширина на обитаемата зона в зависимост от температурата на звездата . . . . .	109

# Списък на таблици

2.1	Мерни единици на някои фотометрични величини (стандартни и в CGS) . . . . .	9
3.1	Електромагнитни диапазони . . . . .	11
3.2	Космически обекти, наблюдавани в различни диапазони . . . . .	13
4.1	Телескопи за наблюдение в различни диапазони . . . . .	17
12.1	Фази на междузвездната среда . . . . .	84
14.1	Планети и планети-джуджета от Слънчевата система . . . . .	98
14.2	Сравнителни характеристики на планетите от Слънчевата система . . . . .	101
14.3	Основни типове екзопланети . . . . .	106

# Глава 1

## Астрономията и астрофизиката като науки

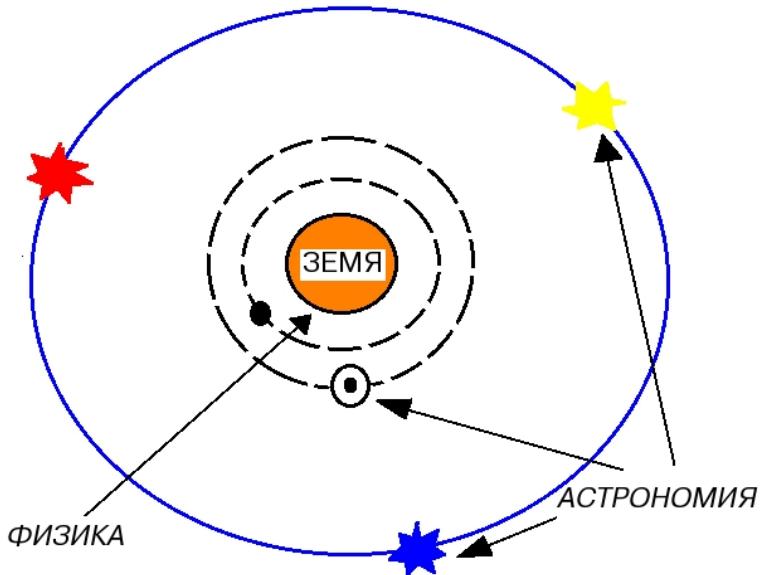
Понятието “физика” като наука за природата е започнало да се оформя още в древна Гърция<sup>1</sup>. (Доколкото ни е известно, то се среща за пръв път в едноименното произведение на Аристотел<sup>2</sup>.) В онези времена за наука в съвременния смисъл на думата не може да се говори. Не че е нямало научни знания, нито пък че са липсвали хора, които да се занимават с изучаване на природата. Но не е съществувала наука като обособено поле на човешкото знание: със свой ясно определен предмет на изследване, със свои понятия, със своя методология, със свои експериментални подходи и с механизъм за разработване на научни модели. Налице било едно удивително от днешна гледна точка единство на религиозни учения и практики, философски прозрения и научни знания. Тази епоха покрива цялата Античност и Средновековие и е получила названието *донаучна*.

През донаучната епоха е господствала коренно различна представа за природата и за света изобщо. Според фундаменталното философско предположение, Земята била отделена от останалата Вселена не само в пространствен смисъл, но и по отношение на своята физика - движението на “небесните сфери” или тела би трябвало да се подчинява на съвсем други закони, различни от земните. Основание за това предположение давали както оскъдните наблюдателни данни, така и смесването – особено при езическите религии – на духовния свят със сферата на небесните тела. В Древна Гърция и Рим например, планетите били пряко отъждествявани с божества и оттук произлезли техните имена. Някои мислители от християнската ера пък ги свързвали с ангелския свят. Звездите пък се смятали за безкрайно отдалечени обекти без собствени движения, установени неподвижно върху небесната сфера (*sphaera stellarum fixarum immobilis*). Заедно с планетите, те се схващали като съвсем различни същности, с друга природа. На малцина хрумвала “еретичната” идея, че двете части на Вселената, Земята и космостът, са подвластни на един и същ закон. Ето защо астрономията, описваща законите на небесните тела, е била съвсем отделна наука от физиката (Фиг. 1.1). Но дори и при това положение, за получаване на титлата *бакалавър* (младши преподавател) в средновековните университети е било необходимо да се издържи изпит по астрономия. Ние няма да се занимаваме с класическата астрономия. Но след като в космоса важат същите физични закони и някои физични явления и процеси могат да протекат само в космически условия, един бакалавър по физика трябва да е запознат в общи линии със **съвременната астрофизика**, науката за физичните процеси в космоса. Като начало ще направим малък исторически преглед, а после ще скицираме нейната структура.

До Първата научна революция, протекла в Западна Европа през XVI-XVII век, физиката се занимавала само с природните явления на Земята, а под “астрономия” се разбирала

<sup>1</sup> От гръцкото *φύσις*, “природа”.

<sup>2</sup> Аристотел, *Физика*.



Фигура 1.1: Към историческите дефиниции на науките физика и астрономия.

само науката, занимаваща се с видимото и пространствено положение и движение на небесните тела и свързаните с това явления (слънчеви и лунни затъмнения). Днес това се нарича *класическа астрономия*. Към нейната група по-късно се прибавя и звездната астрономия, доколкото неин предмет са пространственото разпределение и движение на звездите в Галактиката. Понятието “астрономия” добива общия смисъл на **наука за космоса**, а бурно развиващата се астрофизика се оформя като дял от астрономията, посветен на изучаването на физичните явления и процеси в космоса. През последните десетилетия като почти самостоятелна дисциплина се оформя *космологията*, която разглежда зараждането и еволюцията на Вселената като една физическа система (Фиг. 1.2).

Първият тласък за създаване на астрофизиката идва след т.нр. Коперникова еволюция и възприемането на хелиоцентричната система. Дава го Кеплер (Johannes Kepler, 1571 - 1630), като се опитва да обясни изведените от него три закона на планетното движение с действието на магнитна сила от страна на Слънцето. Решителната крачка или, по-точно, скок, свързващ астрономията и зараждащата се астрофизика, прави Нютон (Isaac Newton, 1643 - 1728). Той показва, че силата, с която Слънцето въздейства на планетите е централна и универсална<sup>3</sup>. Затова нарича откритието си “Закон за **всеобщото привличане**”. Законите на Кеплер се оказват точно решение на задачата за двете тела в Нютоновата гравитация. Така астрофизиката започва своето развитие успоредно и във взаимодействие с теоретичната механика и гравитационната теория, а строенето на телескопи (също започнало през XVII век) я обвързва и с оптиката. През XVIII век се уточняват машабите на Слънчевата система, а в края на века и през първата половина на XIX век - на слънчевата околност и на нашата Галактика. Така се оказва, че Земята е несравнено по-малка физическа лаборатория от космоса. През XIX век се развива спектралният анализ на звездните спектри, което отваря вратите за изследването на строежа им и на протичащите в тях физични процеси. Така в астрофизиката намира приложение и изграждащата се електромагнитна теория на светлината. От края на XIX век започват да се строят модели на звезди от различен тип, които изискват разработване и приложение на термодинамиката, ядрената физика, квантовата теория. Решаването на Айнщайновите уравнения от Фридман и откриването на червеното отместване в спектрите на далечните галактики слагат

<sup>3</sup> В книгата си *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, 1687.

началото на съвременната космология. Тя се изгражда с помощта на СТО и ОТО, физиката на елементарните частици и високите енергии, а понастоящем се оказва благодатно поле за авангардни теории като суперсиметрии, струни, квантова гравитация и др.



Фигура 1.2: Астрономията и астрофизиката като части от науката за космоса.

Съвременната астрофизика можем условно да разделим на *теоретична (обща), практическа и частна* (състояща се от конкретни области на изследване). **Общата астрофизика** полага физическите основи на науката за космоса. Това включва моделиране на различните състояния на веществото в космоса: идеален газ в звездите и в междузвездната среда, изроден електронен или неутронен газ в белите джуджета и в неутронните звезди, твърди тела и различни флуиди при планетите, астрофизична плазма с различни степени на йонизация и магнетизиране. Процесите на излъчване и на взаимодействие на светлината със средата (звездно вещество, звездни атмосфери, междузвезден газ и прах) са предмет на астрофизиката на лъчението (*radiative astrophysics*). Изследванията на космически излъчвания и частици с високи енергии: рентгенови и гама-лъчи, космически частици и неутрино, обикновено се наричат *астрофизика на високите енергии* (*high-energy astrophysics*). Т.нр. *релативистична астрофизика* включва астрофизични приложения на Теорията на относителността: компактни космически обекти като черни дупки и неутронни звезди, гравитационни лещи, регистрация на гравитационни вълни, а също космологичните проблеми за инфляцията, тъмното вещество и тъмната енергия.

Целите на **практическата (наблюдателна) астрофизика** са разработването на инструменти и прибори за астрофизични наблюдения и методи на изследване на космическите обекти. Методологията ѝ се състои най-вече в усъвършенстването на астрофизичните приложения на фотометрията (астрофотометрия) и спектроскопията (астроспектроскопия), а подразделянето ѝ става според изследваните спектрални диапазони: гама-астрономия, рентгенова астрономия, инфрачервена астрономия, радиоастрономия.

Съвременната **частна астрофизика** има няколко основни дяла, в зависимост от обектите, които се изучават (Фиг. 1.3). Поради близостта на Слънцето, възможностите за не-



Фигура 1.3: Структура на съвременната астрофизика.

говото изследване са много по-големи, отколкото при останалите звезди в Галактиката. Затова на него е посветена самостоятелна област: физика на Слънцето. Планетарната астрофизика включва изучаването на Слънчевата система и на стремително нарастващия брой екзопланети, детектирани с помощта на различни наблюдателни методи. Предмет на изследване в звездната астрофизика са звездите, звездните атмосфери и звездните групировки. Тя включва също моделирането на звездния строеж и еволюция. Физиката на междузвездната среда обхваща изучаването и моделирането на веществото в междузвездното и извънгалактичното пространство: газ, прах и космически частици. Като междинна област, включваща елементи на звездната астрофизика и физиката на междузвездната среда се оформи звездообразуването, където се прилага голям арсенал от съвременни числени методи и симулации, наблюдения в различни спектрални диапазони и теоретични изследвания с инструментариума на (магнито)хидродинамиката. Названието *извънгалактична астрономия* има исторически корени, тъй като едва преди век е доказано строго, че съществуват космически обекти извън нашата галактика. Предмет на тази научна област са галактиките като физически системи и едромащабните процеси в тях.

Целта на този курс е да направи задълбочено въведение в общата астрофизика.

## Глава 2

# Основни понятия и величини от теория на лъчението

Като дял от практическата астрофизика, *астрофотометрията* разработва методи за измерване и регистриране на светлинни потоци. Нейна основа е класическата фотометрия с нейния инструментариум от понятия и величини. Преди да направим увод в астрофотометрията (Глава 5), не е излишно да припомним някои основни фотометрични величини и техния смисъл.

Поради голямата си отдалеченост и предвид ограничената разделителна способност на астрономическите прибори, повечето космически обекти са **точкови източници**. Основната фотометрична характеристика на точков източник  $O$  е неговата *сила (интензитет)*  $I$ : енергията, излъчена от източника за единица време в единица пространствен ъгъл  $\omega$ . Алтернативно, полето на лъчение на източника може да се опише чрез *потока*  $F$ , мярка за мощността на излъчването:

$$I = \frac{F}{\omega} \quad [\text{cd}] \quad (2.1)$$

$$F = I\omega \quad [\text{lm}] \quad (2.2)$$

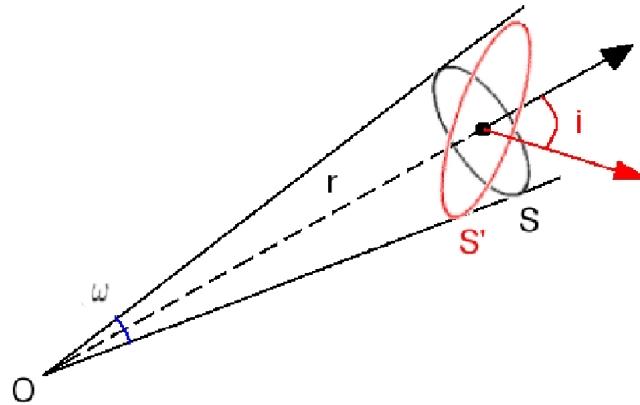
В общия случай на неизотропен източник, интензитетът зависи от направлението  $\vec{n}$  на разпространение на лъчението ( $I = I(\vec{n})$ ) и тогава потокът варира според лъча на зрение. Фотометричната величина, описваща **регистрирания** поток върху площадка  $S$ , перпендикулярна на лъча от източника, се нарича *осветеност*  $E$ :

$$E = \frac{F}{S} = \frac{I\omega}{S} = \frac{I}{r^2} \quad [\text{l}\text{x} = \frac{\text{lm}}{\text{m}^2}] \quad (2.3)$$

Потокът през площадка  $S'$ , чиято нормала е наклонена под ъгъл  $i$  спрямо лъча от източника, е същият, но осветеността очевидно е различна (Фиг. 2.1). Ако  $\omega \ll 1$ , можем да приемем  $S$  за равнинна площадка и тогава  $S' = S/\cos i$  и получаваме израз за осветеността в общия случай:

$$E = \frac{F}{S'} = \frac{I \cos i}{r^2} \quad (2.4)$$

Най-често площадката, върху която се регистрира лъчението, се избира да бъде перпендикулярна на неговото направление ( $\cos i = 1$ ). Осветеността, създадена от съвкупност от точкови източници (напр. звезден куп, галактика) може да се пресметне като сума от техните приноси, като обикновено се приема, че разстоянията до всички тях са приблизително равни:



Фигура 2.1: Осветеност от точков източник.

$$E = \frac{\sum_k I_k}{\frac{k}{r^2}} \quad (2.5)$$

При ред площи астрофизични обекти обаче отделни точкови източници не могат да се различат – особено при по-далечните галактики. Те изглеждат просто като светещи петна с варираща яркост от центъра към периферията. При звездните модели също се разглеждат излъчващи повърхности. Основната фотометрична характеристика на **площен източник** е **повърхностната яркост**  $B$ . Тя се дефинира като поток, излъчен от единична площадка  $d\sigma$  и регистриран в единица пространствен ъгъл  $d\omega$  с позиционен ъгъл спрямо нормалата  $\theta$ :

$$B(\theta) = \frac{d^2 F(\theta)}{d\sigma d\omega \cos \theta} \quad (2.6)$$

Факторът  $\cos \theta$  е чисто геометричен и отчита перспективното свиване на излъчващата площадка. Но трябва специално да отбележим, че в общия случай повърхностната яркост също зависи от  $\theta$ , което вече се определя от физичното състояние на излъчващата повърхност. Тогава сумарният интензитет (сила) на източник с площ  $\sigma$  ще бъде:

$$I(\theta) = B(\theta) \sigma \cos \theta \quad (2.7)$$

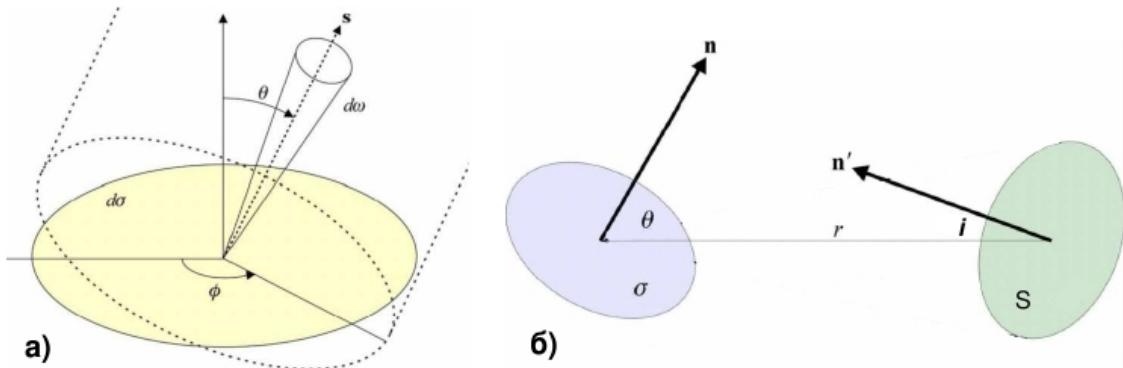
$$I_0 \propto \cos \theta, \quad B(\theta) = B_0 = \text{const},$$

т.е. за *ортотропни* повърхности с  $B_0 = \text{const}$  е изпълнен законът на Lambert ( $I_\nu \propto \cos \theta$ ). Горещи самосветещи тела като звездите и матови повърхности с дифузно отражение отговарят добре на приближението за ортотропна повърхност. Като заместим (2.7) в (2.4) получаваме за осветеността  $E$  и потока  $F$  от тях съответно:

$$E = \frac{B_0 \sigma \cos \theta \cos i}{r^2}$$

$$F = \frac{B_0 S \sigma \cos \theta \cos i}{r^2},$$

където  $S$  е площадката, върху която се регистрира лъчението (Фиг. 2.2).



Фигура 2.2: Излъчване на площен източник: а) към дефиницията на понятието “повърхностна яркост”; б) осветеност от площен източник върху площадка  $S$

В теорията на звездния строеж и на звездните атмосфери повърхностната яркост на единичен сегмент се нарича *специфичен интензитет* (specific intensity) и се бележи с  $I_\nu$ , докато обозначението  $B_\nu$  е запазено за функцията на Планк (вж. Глава 4). Това може да породи известно объркване, но ние ще се придържаме към всеобщо възприетата конвенция при дефинирането на другите фотометрични величини, свързани с  $I_\nu$ . *Средният интензитет*  $\mathcal{J}_\nu$  е интензитетът, усреднен по всички направления, т.е. нулев момент на  $I_\nu$ :

$$\mathcal{J}_\nu = \int_{4\pi} \frac{I_\nu(\vec{n})}{4\pi} d\omega \quad (2.8)$$

Средният интензитет е свързан с величината *спектрална плътност на лъчистата енергия*  $u_\nu$ . Ако  $dE_\nu = I_\nu d\nu dt d\omega d\sigma$  е енергията, пренесена от лъчението за единица време  $dt$  през площ  $d\sigma$ , то енергията, съдържаща се в обем  $dV = c dt d\nu$ , е:

$$\begin{aligned} \int_{4\pi} dE_\nu &= \int_{4\pi} I_\nu d\omega d\nu dt d\sigma = 4\pi \mathcal{J}_\nu \frac{dV}{c} d\nu := u_\nu dV d\nu \\ u_\nu &= \int_{4\pi} \frac{I_\nu(\vec{n})}{c} d\omega \end{aligned} \quad (2.9)$$

Първият момент на специфичния интензитет се нарича *поток на лъчението*  $F_\nu$ :

$$F_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos \theta d\omega \quad (2.10)$$

От формулата веднага се вижда, че при изотропно лъчение ( $I_\nu(\theta) = \text{const}$ ) няма има пренос на енергия през средата ( $\int_{4\pi} \cos \theta d\omega = 0$ ) и локалният потокът от единична площадка в нея ще бъде нулев.

От гледна точка на отдалечен наблюдател е удобно потокът на лъчението да се разложи на компоненти  $F^+$  (към наблюдателя,  $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ) и  $F^-$  (от наблюдателя,  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ ):

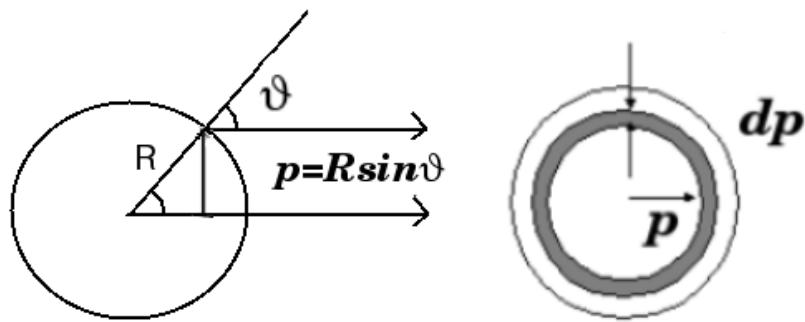
$$F_\nu = 2\pi \int_0^{\pi} I_\nu(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta = F^+ + F^- ,$$

като при звездите  $F^- = 0$ . Тогава:

$$F_\nu = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_\nu(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta . \quad (2.11)$$

Разпределението на повърхностната яркост по звездните дискове обаче не е равномерно<sup>1</sup>. В такива случаи се използва усреднен по диска (с радиус  $R$ ) специфичен интензитет (Фиг. 2.3), наречен *астрофизичен поток*  $\mathcal{F}_\nu$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_\nu &= \langle I_\nu \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R I_\nu(p) 2\pi p dp, \quad p = R \sin \theta \\ \langle I_\nu \rangle &= \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{\pi/2} I_\nu(\cos \theta) 2\pi R^2 \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{F^+}{\pi} = \mathcal{F}_\nu \end{aligned}$$



Фигура 2.3: Към усредняването на интензитета по звездния диск.

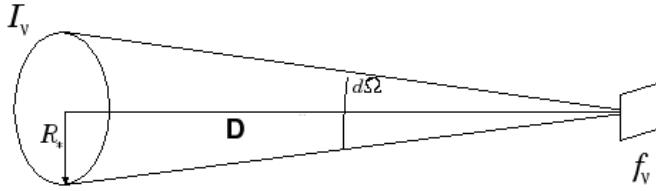
От астрофизичният поток се извежда величината *поток, регистриран от земен наблюдател*  $f_\nu$ , върху площадка, перпендикулярна на лъча от звездния източник и на разстояние  $D$  от него (Фиг. 2.4):

$$f_\nu = \langle I_\nu \rangle d\Omega = \langle I_\nu \rangle \frac{\pi R^2}{D^2} = \pi \mathcal{F}_\nu \frac{R^2}{D^2} = F_\nu \frac{R^2}{D^2} \quad (2.12)$$

Пренесеният от лъчението импулс, интегриран по всички посоки, има смисъл на *лъчесто налягане*  $P_\nu$ :

---

<sup>1</sup>Вж. коментара върху наблюдаваното потъмнение на слънчевия диск към лимба (Глава 8.3).



Фигура 2.4: Към дефиницията на астрофизичен поток.

$$P_\nu = \int_{4\pi} \frac{I_\nu}{c} \cos^2 \theta d\omega \quad (2.13)$$

В Таблица 2.1 са приведени мерните единици на описаните фотометрични единици според предпочтитаната в астрофизиката система CGS.

Таблица 2.1: Мерни единици на някои фотометрични величини (стандартни и в система CGS). Използвани в теорията на звездния строеж и атмосфери са нормирани на единичен честотен интервал.

Величина (английски термин)	Означение	Единица
<i>Точков източник</i>		
Интензитет (intensity)	$I$	cd, erg/s.sr
Поток (flux)	$F$	lm=cd.sr, erg/s
Осветеност (illuminance)	$E$	lx=lm/m <sup>2</sup> , erg/s.cm <sup>2</sup>
<i>Площен източник</i>		
Повърх. яркост (surface brightness), специфичен интензитет (specific intensity)	$I_\nu$	erg/s/sr.cm <sup>2</sup> .Hz
Среден интензитет (mean intensity)	$\mathcal{J}_\nu$	erg/s/sr.cm <sup>2</sup> .Hz
Плътност на лъчението (radiation density)	$u_\nu$	erg/cm <sup>3</sup> .Hz
Поток на лъчението (spectral flux density)	$F_\nu$	erg/s.cm <sup>2</sup> .Hz
Налягане на лъчението (radiation pressure)	$P_\nu$	erg/cm <sup>3</sup> .Hz
Астрофизичен поток (astrophysical flux)	$\mathcal{F}_\nu$	erg/s.cm <sup>2</sup> .Hz
Поток, регистриран от земен наблюдател	$f_\nu$	erg/s.cm <sup>2</sup> .Hz

# Глава 3

## Характерни мащаби и обекти в Космоса

### 3.1 Електромагнитен спектър

След като основната информация от космоса достига до нас чрез електромагнитното лъчение, ясно е, че в основите на астрофизиката лежат теорията на излъчването и физиката на излъчващото вещества (звездно или междузвездно). Затова следващите теми са посветени на някои въпроси от теорията на лъчението, както и на практическите дисциплини по неговото регистриране и анализ (фотометрия и спектроскопия).

Квантовата електродинамика дава пълно описание на законите на електромагнитното лъчение и взаимодействието му с веществото. То се състои от елементарни частици фотони, които притежават едновременно вълнови и корпускулярни свойства. Една от основните характеристики на фотона е енергията  $\varepsilon$ , зависеща единствено от неговата честота  $\nu$  (или, алтернативно, неговата дължина на вълната  $\lambda$ ):

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.1)$$

Всеобщо приета и удобна единица за дължина на вълната в астрофизиката е *ангстръм* ( $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ ), а енергията на фотони от ултравиолетовия (UV) диапазон и по-енергетични обикновено се измерват в *електронволти* (eV, вж. Таблица 3.1). Затова ще приведем и една практическа числена връзка между  $\lambda [\text{\AA}]$  и  $\varepsilon [\text{eV}]$ , която може да се получи от (3.1):

$$\varepsilon \approx \frac{12398}{\lambda} \quad (3.2)$$

Добре известното разделяне на електромагнитното излъчване на диапазони е приведено в Таблица 3.1 и онагледено на Фиг. 3.1.

Регистрацията на космическо електромагнитно лъчение от наземни телескопи и прибори зависи от прозрачността на земната атмосфера (Фиг. 3.2). Тя е почти напълно прозрачна за падащото лъчение само в два, сравнително тесни, спектрални “прозореца”: *оптически* ( $0.3 \leq \lambda \leq 1.5 - 2 \mu\text{m}$ ) и *радиопрзорец* ( $1 \text{ mm} \leq \lambda \leq 15 - 30 \text{ m}$ ), допълнени от тесни ивици в близкия (NIR) и среден инфрачервен (MIR) диапазон. Непрозрачността се обуславя предимно от разсейване и поглъщане от страна на атоми и молекули, а в радиодиапазона – от отражение на вълните от ионосферните електрони. В далечната ултравиолетова област (FUV) основен агент на поглъщането е озонът ( $\text{O}_3$ ), разположен на височини  $20 - 60 \text{ km}$ , а също процесите на ионизация и дисоциация на кислородните молекули. В отделни ултравиолетови ивици има и поглъщане от водни пари, но на височини над  $15 - 20 \text{ km}$  такива вече няма. В рентгеновия и в гама-диапазона поглъщането е функция на газовата концентрация по лъча на зрение ( $\text{g/cm}^2$ ) над даденото атмосферно ниво  $h$ , като при

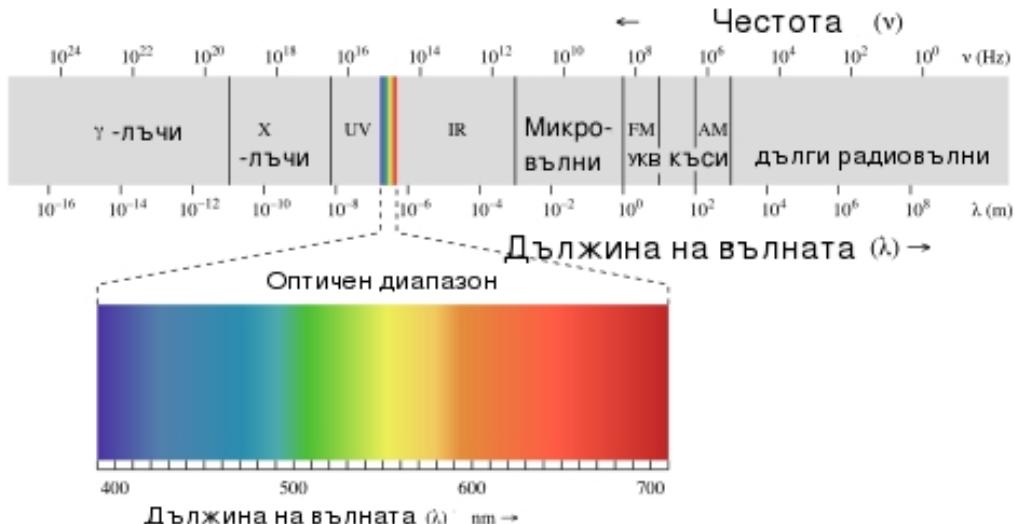
Таблица 3.1: Електромагнитни диапазони и пропускливоост на атмосферата. Забележка: Диапазонът 10-310 Å понякога се нарича EUV (Extreme UltraViolet).

Диапазон	$\lambda$	Енергия ( $\varepsilon$ )	Поглъщане
Гама лъчи ( $\gamma$ )	$\lambda < 0,1 \text{ \AA}$	$> 124 \text{ keV}$	$\text{N}_2, \text{P}_2$
Твърд рентген (HX)	$0.1 - 1 \text{ \AA}$	$124 - 12.4 \text{ keV}$	$\text{N}, \text{O}, \text{N}_2, \text{O}_2$
Мек рентген (SX)	$1 - 100 \text{ \AA}$	$12400 - 124 \text{ eV}$	$\text{N}, \text{O}, \text{N}_2, \text{O}_2$
Далечен ултравиолет (FUV)	$100 - 2000 \text{ \AA}$	$124 - 6 \text{ eV}$	$\text{O}_3$
Близък ултравиолет (NUV)	$2000 - 3900 \text{ \AA}$	$6 - 3 \text{ eV}$	Пропуска се
Видим (оптичен)	$3900 - 7600 \text{ \AA}$	$3 - 1,6 \text{ eV}$	Пропуска се
Близък инфрачервен (NIR)	$0,76 - 5 \text{ \mu m}$	$1,6-0.25 \text{ eV}$	$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2$
Среден инфрачервен (MIR)	$5 - (25 - 40) \text{ \mu m}$	$< 0.25 - 1.24 \text{ meV}$	$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_3$
Далечен инфрачервен (FIR)	$(25 - 40) - 350 \text{ \mu m}$	$< 0.25 - 1.24 \text{ meV}$	$\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_2$
Радио	$> 1 \text{ mm}$	—	Частично

$h > 30 - 40 \text{ km}$  атмосферата пропуска кванти с  $\varepsilon > 20 \text{ keV}$ . В MIR-диапазона има само два прозореца на прозрачност с центрове  $\sim 10 \text{ \mu m}$  и  $\sim 20 \text{ \mu m}$ ; отговорни за поглъщането в тази област са молекули на водата и на въглеродния двуокис. Има и слаба ивица на поглъщане от озона. В далечния инфрачервен диапазон (FIR) и особено в субмилиметровата зона ( $\lambda > 100 \text{ \mu m}$ ) агенти на поглъщането са молекулите  $\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_2$ . Поради рязкото намаляване на концентрацията на водни молекули с височината, цялата инфрачервена област е широко достъпна за наблюдения от аеростати и от самолети, летящи на голяма височина. (Такива наблюдения се правят и при по-късовълновите от NUV диапазони.) Тук обаче се наблюдава и собственото излъчване на земната атмосфера. В областта на милиметровите радиовълни отслабването на падащото лъчение зависи от влажността на атмосферата, като се определя от ивици на поглъщане на водата и молекулния кислород. Астрофизически радионаблюдения в сантиметровия и метровите диапазони обаче могат да се провеждат и при облачно време.

Космическите гама-фотони ( $\gamma$ ) възникват чрез няколко основни механизма: при взаимодействие на електрони с високи енергии с други заредени частици (спирачно лъчение, синхротронно лъчение, обратен Комптьнов ефект); при ядрени процеси (напр. преход на възбудено ядро в основно състояние, разпад на  $\pi^0$ -мезони) и при процеси на анихиляция в междузвездния газ. Те се поглъщат в земната атмосфера чрез Комптьново разсейване ( $\leq 20 \text{ MeV}$ ) или разждане на електрон-позитронни двойки. Твърди  $\gamma$ -кванти с  $\varepsilon > 10 \text{ GeV}$  могат да бъдат засечени по черенковото излъчване на породени от тях електрони. За тяхната регистрация се използват специални детектори с фотоумножител.

Междузвездната среда е сравнително прозрачна за рентгеновите фотони (Х-лъчи). Те се генерират също чрез разнообразни процеси: спирачно лъчение на свободни електрони (твърди X лъчи); при движение на бързи електрони в магнитно поле (степенен спектър); обратен Комптьнов ефект; електронни преходи в тежки атоми и циклотронно излъчване на гореща плазма в магнитно поле (линеен спектър). Детектират се най-често с детектори, работещи на принципа на фотоэффекта, и чрез сцинтилационни детектори, снабдени с фотоумножител.



Космическото ултравиолетово излъчване с непрекъснат спектър е най-често топлинно по характер и има звезден произход. В линейния ултравиолетов спектър преобладават Лаймановата и част от Балмеровите серии (в NUV) на водорода и това има огромно значение за изследванията на междузвездната среда. Инфрачервеното излъчване от космоса с непрекъснат спектър е изцяло с топлинен характер. Някои важни инфрачервени линии възникват при преминаване в тънката структура на въглерода, кислорода (нейтрален и ионизиран) и неона (ионизиран), а също при преминаване между ротационни и ротационно-осцилационни нива на междузвездни молекули като CO, NH<sub>3</sub>, OH, SiO. Непрекъснатото радиоизлъчване има за източник големи ансамбли от заредени частици; най-вече електрони. Радиошумът се изменя бързо и хаотично по широк интервал от честоти. Основни механизми на непрекъснатото радиоизлъчване са спирачното и магнитоспирачното лъчения (в частност, синхротронното лъчение), докато линейното възниква най-вече при преминаване между нива на междузвездни атоми и молекули.

## 3.2 Космически обекти, наблюдавани в различни диапазони.

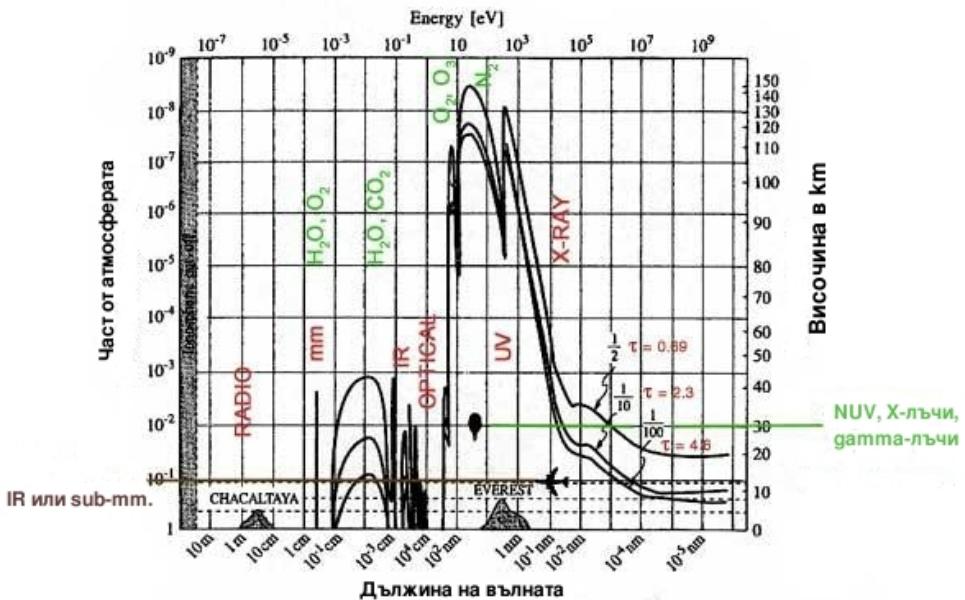
Типичните космически обекти, които могат да се наблюдават в различните спектрални диапазони, са посочени в Таблица 3.2. Източници на меко  $\gamma$ -лъчение ( $< 5$  MeV) са останки от свръхнови звезди, активни галактични ядра (AGN), черни дупки, избухвания на Слънцето, пулсари. Твърдото  $\gamma$ -лъчение ( $50$  MeV  $\div$   $10$  GeV) също може да произхваща от пулсари, но по-често е дифузно по характер и се генерира от взаимодействието на космическите лъчи с междузвездния газ. Рентгеновите източници в нашата Галактика са силно концентрирани към галактичната равнина и са преди всичко тесни двойни системи, а също остатъци от свръхнови. Извънгалактичните източници са равномерно разпределени по небесната сфера. Те могат да бъдат галактични купове, AGN или квазари.

Близък естествен източник на (топлинно) UV лъчение е Слънцето, но типичните космически UV източници са младите массивни звезди и техните юрархични образувания в галактиките: OB асоциации, комплекси, млади звездни купове. Повечето звезди обаче имат максимално излъчване в оптическия диапазон.

Границите между близкия, средния и далечния IR диапазон не са строго определени

Таблица 3.2: Космически обекти, наблюдавани в различни диапазони. С нормален шрифт са обозначени вече приключилите мисии, а с удебелен шрифт - функциониращите към настоящия момент.

Диапазон	Обекти	Инструменти / мисии
γ-лъчи	AGN; пулсари; останки от свръхнови; гама-избухвания (GRB)	BATSE, <b>MAGIC</b> , <b>GRBM</b> , LAT, HESS
X-лъчи	останки от свръхнови; тесни двойни звезди; галактични купове; AGN; квазари	ROSAT, <b>Chandra</b> , <b>RXTE</b>
FUV	Млади звезди, массивни звезди в близки галактики	UIT, FUSE, <b>GALEX</b>
NUV	Млади звезди, массивни звезди в близки галактики	UIT, <b>HST</b> , <b>GALEX</b>
оптичен	Звезди, планети (отразена светлина), HII области	<b>HST</b> , VLT
NIR	Червени джуджета и червени гиганти; Праховите облаци са прозрачни	<b>2MASS</b> , SST
MIR	Планети, комети, астероиди (собствено излъчване), Протопланетни дискове, Топъл прах (нагрят от близки звезди)	IRAS, SST
FIR	Емисия от студен прах; Централни области на галактиките; Много студени молекулярни облаци	IRAS, COBE, <b>HSO</b>
Радио	междузвездни газови облаци; AGN в далечни галактики	<b>ALMA</b> , <b>VLA</b> , <b>WMAP</b>



Фигура 3.2: Поглъщане на различните електромагнитни диапазони от земната атмосфера. Кривите дават височината над морското ниво  $z_0$  или остатъчната част от атмосферата (в масови единици) за три стойности на съотношението  $I(z_0, \lambda)/I(\infty, \lambda)$ . Пълна непрозрачност съответства на оптична плътност  $\tau \sim 10$ .

и варират при различните автори. Основният фактор, който ги определя, обикновено е типът използван детектор. От наземни обсерватории NIR наблюдения се правят от 60-те години на XX век, докато в MIR и FIR са необходими обсерватории, които могат да се издигнат над атмосферата. Такива наблюдения изискват специално охладени (Ge) детектори със съпротивления, силно чувствителни към топлина. В близката IR област междузвездният прах също става непрозрачен, което позволява да надникнем в някои газово-прахови области около млади звезди. А в MIR самият по-хладен прах започва да излъчва. Особено силно в този диапазон е също *собственото топлинно излъчване* на планетите, кометите и астероидите. Температурите на планетите в Слънчевата система варират от 53 до 573 K и максимумът на излъчването им се пада тъкмо в MIR. (Например, Земята излъчва най-много на  $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ .) Топлият междузвезден прах, нагрят от лъчението на близки звезди, също излъчва в MIR, с максимум на  $\sim 10 \mu\text{m}$ . Прахът се състои главно от силикатни частици с размери от 0.1  $\mu\text{m}$  до десетки метри. Някои примери за излъчването на топлия прах са: т.нар. "зодиакална светлина", която се наблюдава около равнината на Слънчевата система; също светлината от кометите; прахови облаци около млади звезди; протопланетни дискове. В FIR се регистрира излъчването на студени, гигантски газово-прахови облаци ( $T < 140 \text{ K}$ ), които обикновено са среда за звездообразуване. Затова наблюденията в този диапазон могат да ни открият протозвезди в тяхната контракционна фаза. Центърът на Галактиката също е ярък обект във FIR, защото съдържа голям брой звезди, обвити в гъсти прахови облаци.

Радиоизточниците в нашата Галактика са най-често пулсари или остатъци от свръхнови (като Cas A), но голямото мнозинство са извънгалактични обекти: радиогалактики, галактики с активни ядра и квазари. След като се установява, че на практика всички галактики излъчват в радиодиапазона, терминът *радиогалактики* е запазен за такива с мощност на излъчване  $10^{35} - 10^{37} \text{ W}$ .

# Глава 4

## Астрофизически наблюдения и експерименти

### 4.1 Съвременни наземни телескопи

Както вече стана ясно, възможностите за наземни наблюдения от гледна точка на спектралния обхват са ограничени. ... Към големия брой съществуващи наземни телескопи се прибавят т. нар. "телескопи от следващо поколение". Три проектирани оптични телескопи с апертури от 30-метровата категория ще дадат възможност да се наблюдават особено далечни космически обекти.

#### Оптически телескопи

##### Very Large Telescope (VLT)

VLT се поддържа от European Southern Observatory (ESO) и е построен в планинската пустиня Атакама, северно Чили. Състои се от четири отделни телескопа, всеки снабден с 8.2-метрово огледало (главен фокус). Първият от тях е пуснат в експлоатация през 1998 година. В основен режим телескопите се използват отделно. Но могат да работят и в паралел, като единствен интерферометър (VLTI). Този режим се използва за постигане на висока разделителна способност, при наблюдение на относително ярки източници с малък ъглов размер. Ансамбълът се допълва от четири подвижни спомагателни телескопа (Auxiliary Telescopes, ATs), всеки с апертура от 1.8 м. Наблюдателното им време е разпределено главно в индивидуални наблюдения, а за интерферометрични наблюдения се използват за ограничен брой нощи всяка година.

Честотата на публикуване на научни статии, използвани наблюдения с VLT, достига по една статия на ден. Някои от най-сериозните научни открития, направени с този инструмент са:

- Първо изображение на екзопланета: около звездата  $\beta$  Pictoris (2008 г.).
- Получаване на орбитни елементи на отделни звезди, спътници на свръхмасивната черна дупка в центъра на Млечния път.
- Наблюдения на "изсветването" на най-далечното избухване на гама-лъчи, детектирано до сега (от сателита на NASA Swift).

- Детектиране на молекули на CO в галактика на разстояние от над 3 Gpc, позволяващо първото измерване на космическата температура в толкова отдалечена космологична епоха.
- Определяне на възрастта на най-старата известна звезда в нашата Галактика ( $13.4 \pm 0.8$  Gyr), в кълбовидния куп NGC 6397.
- Анализ за пръв път на атмосферата на екзопланетата (от тип “свръх-Земя”) GJ 1214b при преминаването ѝ пред родителската звезда.

### Large Synoptic Survey Telescope (LSST)

LSST е телескоп от ново поколение, който се изгражда понастоящем в Чили и е предназначен за бързи обзори на нощното небе. Капацитетът му е 800 панорамни изображения на нощ и позволява два пълни обзора на небето в рамките на седмица. Камерата му е от 3200 мегапиксела. Компактен и лесно подвижен, той ще може да се пренасочва бързо към нови цели, като огледалото му от 8.4 m и голямото му полезрение (почти  $10\text{ }\square^\circ$ , т.e. 40 пъти по-голямо от пълната Луна) го нареждат на първо място по светосила сред оптичните телескопи в света. При всяко наблюдение с експозиция от 30 s, LSST ще може да регистрира обекти, които са  $10^7$  пъти по-слаби от достъпните за човешкото око. Мощната система, оперираща с получените данни, ще сравнява нови с предишни изображения и така ще могат да се откриват изменения в яркостта и положението на обекти като далечни галактични купове или малки близки астероиди.

Комбинацията от телескоп, огледало, камера, обработка на данни и провеждане на обзор в LSST ще установи промените в блясъка на милиарди слаби обекти. Чрез тези данни ще се съставят анимирани 3D космически карти с безпрецедентна дълбочина и детайли, предоставящи ни нов поглед върху Вселената. Картите могат да послужат при търсенето на тъмното вещества, в изследването на свойствата на тъмната енергия, в проследяването на еволюцията на преходни обекти и при подробното изучаване на Млечния път. Не е последно място, чрез тях могат да се регистрират астероиди, които могат да преминат в опасна близонст до Земята, и да се определят орбитните им елементи.

Планът за публичен достъп до данните от LSST е амбициозен: планира се картите да бъдат отворени за масово ползване. Ще бъдат осигурени и елементи за анализ, чрез които студенти могат да участват в процеса на научните открития и изследвания.

### South African Large Telescope (SALT)

This 30-foot (9.2-meter) telescope represents the largest ground-based optical instrument in the southern hemisphere, and concentrates on spectroscopic surveys. A main mirror consists of 91 hexagonal mirrors that join together to form the larger hexagonal primary—not unlike the Hobby-Eberly Telescope (HET) in Fort Davis, Texas.

Like HET, SALT also has a fixed-angle design that has complicated observations since it began operation in 2005. But the instrument can still view about 70 percent of the sky observable from Sutherland, South Africa.

### Телескопи Keck I и II

The twin 33-foot (10-meter) telescopes at the W. M. Keck Observatory represent the second largest optical telescopes on Earth, located close to the summit of Hawaii’s Mauna Kea. Each instrument’s main mirror consists of 36 hexagonal segments that work together.

Keck I became operational in 1993, followed just a few years later by Keck II in 1996. The combined observatory has helped astronomers examine events such as last year’s impact on Jupiter. It also deployed the first laser guide star adaptive optics system on a large telescope in 2004, which creates an artificial star spot as a reference point to correct for atmospheric distortions when viewing the sky.

Таблица 4.1: Телескопи за наблюдение в различни диапазони

Диапазон	Приключили мисии	Настоящи/бъдещи мисии	Енергии/ $\lambda/\nu$
$\gamma$ -лъчи	CGR0 (1991-2000; NASA), BeppoSax (1997-2003; Италия/Холандия)	MAGIC (2004-; ЕС консорциум), DAMPE, Swift GRBM/Observatory (2004-; NASA), Fermi GST (2008-; NASA), HESS	25 (3) GeV - 30 TeV $\gamma$ – оптичен 20 MeV - 300 GeV (LAT) 8 keV - 30 MeV (GBM) 0.03 - 100 TeV
X-лъчи	BeppoSax (1997-2003; Италия/Холандия); ROSAT (1990-2011; NASA); RXTE (1995 - 2012; NASA)	Chandra (1991-; NASA)	0.08 - 10 keV
UV	UIT (1990/1995; NASA); FUSE (1999-2007; NASA); GALEX (2003 - 2013; NASA)	EIT (1995-; ESA/NASA), XMM Newton (1999-; ESA)	17.1, 19.5, 28.4, 30.4 nm 0.1 - 12 keV
оптичен	Hipparcos (1989-1993; ESA), Kepler (2009-2018; NASA)	HST (1990-; NASA), VLT (1998-; ESO), Gaia (2013-; ESA)	UV - IR 300 nm – 20 $\mu$ m 330 - 1050 nm
NIR/MIR	2MASS (1997-2001)		1.235, 1.662, 2.159 $\mu$ m
	ISO (1995-1998; ESA)	SST (2003-; NASA)	3.6–160 $\mu$ m
FIR	WMAP (2001-2010; NASA) Herschel (2009-2013; ESA/NASA)		23-94 GHz 55-210 $\mu$ m(PACS), 194-672 $\mu$ m(SPIRE)
	Planck (2009-2013; ESA)		100 - 857 GHz (HIFI)
Радио		VLA (1980-; USA) ALMA (2013-; между. консорциум)	0.074 – 50 GHz (400 – 0.7 cm) 31 – 1000 GHz (9.6 – 0.3 mm)

AO measures and then corrects the atmospheric turbulence using a deformable mirror that changes shape 2,000 times per second. In 1999, the Keck II telescope became the first large telescope worldwide to develop and install an AO system. The results provided a tenfold improvement in image clarity compared to what was previously possible with Keck Observatory and other large, ground-based telescopes.

Initially, adaptive optics relied on the light of a star that was both bright and close to the target celestial object. But there are only enough bright stars to allow adaptive optics correction in about one percent of the sky. In response, astronomers developed Laser Guide Star Adaptive Optics using a special-purpose laser to excite sodium atoms that sit in an atmospheric layer 60 miles above Earth. Exciting the atoms in the sodium layers creates an artificial "star" for measuring atmospheric distortions and which the adaptive optics to produce sharp images of celestial objects positioned nearly anywhere in the sky.

In 2004, Keck Observatory deployed the first laser guide star adaptive optics system on a large telescope. The Laser Guide Star AO now routinely produces images with greater crispness and detail than those resulting from the Hubble Space Telescope.

The W. M. Keck Foundation funded both the original Keck I telescope and six years later, its twin, Keck II. The project was managed by the University of California and the California Institute of Technology. The Keck I telescope began science observations in May 1993; Keck II saw first light in October 1996. In 1996, the National Aeronautics and Space Administration (NASA) joined as a one-sixth partner in the Observatory.

Today Keck Observatory is a 501(c)3 supported by both public funding sources and private philanthropy. The organization is governed by the California Association for Research in Astronomy (CARA), whose Board of Directors includes representatives from the California Institute of Technology and the University of California, with liaisons from NASA and the Keck Foundation

Някои значими открития:

- *Първи предсказан транзит на екзопланета (1999)*

Using Keck, astronomers found what they suspected was an exoplanet around star HD 209458 by detecting the "wobble" or gravitational tug a planet produces while whipping around a star. Using the measurements, they asked another astronomer at the privately funded Fairborn Observatory in Arizona to see if the planet would cross over the star in his field of view. It did. "This is the first independent confirmation of a planet," said Geoffrey Marcy, a professor of astronomy at the University of California, Berkeley, at the time.

- *Принос за новата класификация на планети/планети-джуджета (2005)* Keck was used to gain more information about Eris, a large object discovered beyond the orbit of Pluto. When a moon popped up in the images, astronomers speculated Eris might even be larger than Pluto. (That's still under debate.) Eris' large size was one large spur behind Pluto's demotion from planetary status to dwarf planet in 2006.

- *Орбитни елементи на звезда около централния обект в ядрото на MW (2000)*

Keck helped a group of California astronomers measure the motions of individual stars near a huge black hole lurking in the center of the Milky Way Galaxy, the galaxy where Earth resides. The stars' motions let astronomers pinpoint the exact center of the galaxy for the first time. These stars whip around at 3 million miles per hour, a vast difference compared to Earth's motion of 67,000 mph in its orbit around the sun.

- *Установяване на ускорението на Вселената чрез изследване на SN Ia (2005)*

Keck and several other telescopes peered at supernovas, which are star explosions, to chart the rate at which the universe is expanding. Measurements indicated the universe's expansion is accelerating, fuelled by a mysterious process called "dark energy."

- *Откриване на планетен диск около стара звезда (2007)*

While astronomers believe most planets form around young stars, Keck and the Chilean Gemini South telescope found an old star with a protoplanetary disc around it. Mira A

is shedding dust at the rate of one mass of Earth every seven years. About 1 percent of that material is held in place by a companion star, Mira B. This means new extrasolar planets can arise in interesting places, the scientists said. [Discovery Story]

- *Откриване на вода в протопланетен диск (2008)*

One big question concerning Earth's formation is how the water got there in the first place. Scientists using Keck and NASA's Spitzer Space Telescope said they were a step closer to understanding water in early solar systems after finding water vapor in two extrasolar protoplanetary discs. "While we don't detect nearly as much water as exists in the oceans on Earth, we see only a very small part of the disc — essentially only its surface — so the implication is that the water is quite abundant," stated paper co-author Geoffrey Blake, a planetary sciences professor at the California Institute of Technology.

### Бъдещи телескопи

Giant Magellan Telescope (GMT) One of the next ground-based optical telescopes will take the form of the \$1.1-billion Giant Magellan Telescope with an 80-foot (24.5-meter) main mirror that consists of seven segments. One 8.4-meter segment would sit in the middle, surrounded by the other six segments that have a unique curved shape not unlike that of a potato chip.

The large main mirror would dwarf the current generation of 26 to 33-foot (8 to 10-meter) telescopes and produce images about 10 times sharper than the Hubble Space Telescope. If fully funded, the telescope could find a home at the Las Campanas Observatory in La Serena, Chile and begin full operations by 2024.

Thirty Meter Telescope (TMT) Another of the next-gen contenders for biggest optical telescope on Earth is the Thirty Meter Telescope. The \$1.4-billion telescope's 98-foot (30-meter) aperture would allow for more than 9 times the collecting area of the largest optical telescopes such as the Keck Telescopes, and could provide 12 times sharper resolution than the Hubble Space Telescope.

But TMT and other extremely large optical telescopes would not replace space telescopes. Hubble's successor, NASA's James Webb Space Telescope, would find targets for Earth-based giants such as TMT to study in more detail. The Thirty Meter Telescope is slated to join the Keck Telescopes and other instruments on Mauna Kea in Hawaii and commence full operations by 2025-2030.

### Радио- и субмилиметрови телескопи

And proposed radio telescope would dwarf predecessors by using many antenna stations to create a total collecting area of a square kilometer, or 0.4 square miles.

#### Arecibo Observatory

One of the world's most recognizable ground-based telescopes has resided as a huge 1000-foot (305-meter) radio reflector dish near Arecibo, Puerto Rico since 1963. The Arecibo radio telescope still represents the largest single-aperture telescope ever constructed, with its spherical reflector consisting of 40,000 aluminum panels each 3 feet by 6 feet.

The huge reflector helps make Arecibo an incredibly sensitive radio telescope, capable of homing in on a faint radio source within just several minutes of observation. Such radio sources include distant quasars and galaxies that emit radio waves which only reach Earth 100 million years later.

#### Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)

One of the largest ground-based astronomy tools comes in the form of the 39-foot (12-meter) radio antennas that will total 66 by 2012, to make up ALMA's main array. Each antenna weighs

more than 100 tons each and requires huge crawler vehicles to move it to Chile's Chajnantor plain at an altitude 3 miles up. This will ultimately help make ALMA the largest and most sensitive radio telescope ever, at least until a new contender emerges.

The antenna array can also undergo different configurations by moving individual antennas around. A compact configuration would place all the antennas within an area less than 1,000 feet across, or within an extended configuration with a maximum distance of separation between the antennas of almost 10 miles. This will allow the array to study everything from the cosmic "dark ages" billions of years ago to the processes of star and planet formation.

#### Бъдещи телескопи

**European Extremely Large Telescope (E-ELT)** No ground-based optical telescope contender can currently match the design proposal for the European Extremely Large Telescope. Its 138-foot (42-meter) mirror would put it easily beyond the Thirty Meter Telescope and Giant Magellan Telescope, with a length reaching almost half a soccer field. Five mirrors consisting of almost 1,000 hexagonal segments would make up the primary mirror, and give Earth-bound astronomers the sharpest view ever of the cosmos in the visual-light spectrum.

Cerro Armazones in Chile will be the future home of the world's largest optical telescope. The \$1.3-billion E-ELT would see first light around the same time as its smaller next-gen cousins in 2018.

**Square Kilometer Array (SKA)** A follow-up to radio telescopes such as ALMA is a telescope capable of collecting data over one square kilometer. The aptly-named Square Kilometer Array would become the clear king of radio telescopes, with 50 times the sensitivity of any radio telescope ever built. Such power could examine signals from the younger universe of 12 billion years ago.

Current plans call for either 30 stations with a collecting area of 656 feet (200 meters) each, or 150 stations each equivalent to a 295-foot (90-meter) telescope. South Africa and Australia have already begun jostling in a bid to play host to the \$2 billion behemoth, scheduled for completion around 2020. It co-ranked as the highest priority project in the European Astronet Decadal Survey, along with the European Extremely Large Telescope.

# Глава 5

## Физично описание на идеален газ в равновесие

### 5.1 Астрофизична приложимост на модела на идеалния газ

При изучаване на веществото в космоса най-напред ни е необходим работещ модел за неговото физично описание. В повечето космически обекти веществото е във флуидно състояние. Астрофизичните флуиди могат да бъдат отчасти/напълно ионизирани (плазма) или в неутрално състояние (атомен или молекулен газ). Основна задача при изследването им е да познаваме техните *уравнения на състоянието*. Така е прието да се наричат зависимостите на налягането  $P$  и плътността на енергията  $u$  от температурата и плътността:

$$P = P(\rho, T), \quad u = u(\rho, T);$$

Един фундаментален, много важен модел на флуидно описание е идеалният газ. В статистическата термодинамика той се дефинира като *газ от свободни частици*, чиито взаимодействия и размери могат да се пренебрегнат. Частиците на идеалния газ се разглеждат като:

1. С малки размери  $r$  спрямо разстоянията между тях, за да можем пренебрегнем взаимодействията помежду им. За газ с концентрация  $n$  този класически критерий за идеалност е:  $rn^{1/3} \ll 1$ .
2. Сферични, за да можем да пренебрегнем ротационните моди в молекулите (напр., в газ от двуатомни молекули).
3. Твърди, за да разглеждаме ударите между тях като еластични, със запазване на общата им кинетична енергия преди и след удара.
4. Движение без триене: частиците не взаимодействват помежду си по друг начин, освен чрез удари, всички полета на свръхатомен мащаб се пренебрегват.

Добре известно е, че моделът е приложим към повечето реални газове при стандартни земни условия. В още по-голяма степен той е приложим към широк клас космически обекти:

- В междузвездна (ISM) и междугалактична (IGM) среда: Характерните концентрации на газа ( $\text{H}_1$  или  $\text{H}_2$ ) варират между от  $10^{-6} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$  (IGM) до  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  (ISM). (За сравнение, при атмосферния въздух стойностите са поне на 13 порядъка по-големи.) Като вземем предвид, че размерът на атомите е  $r \sim 10^{-8} \text{ см}$ , то класическият критерий за идеалност на газа (точка 1. по-горе) се изпълнява отлично.
- В недрата на звездите: Тук плътността на газа вече е съществена. Ако вземем Слънцето като стандарт за вътрешните условия в звездите, неговата средна плътност е  $\bar{\rho}_\odot = M_\odot / (4\pi R_\odot^3 / 3) \approx 1.4 \text{ g/cm}^{-3}$ , т.e.  $n \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ . Обаче, съгласно условие 4. по-горе, газът може да се приеме за идеален, поради огромната кинетична енергия на частиците. Централната температура на Слънцето  $T_c \sim 10^7 \text{ K}$ . В такъв случай веществото е изцяло ионизирано (смес от атомни ядра и електрони), като взаимодействието на свръхатомен мащаб е електрично (Кулоново поле). Средната потенциална енергия на частиците е  $\sim e^2/\bar{d}^2$ , където  $\bar{d} = n^{-3}$  е средното разстояние между тях. Простата сметка показва, че

$$kT \gg e^2/\bar{d}^2,$$

т.e. средната кинетична енергия на частиците многократно превишава средната им потенциална. С други думи, частиците “не усещат” взаимодействието помежду си и можем да ги приемем за свободни в термодинамичен смисъл.

И така, флуидите в междузвездната среда и в звездите могат да се разглеждат като идеални газове: в първия случай поради твърде ниската концентрация, а във втория – поради твърде високата температура. Изключение правят звездните ядра в късни еволюционни стадии (червени гиганти и свръхгиганти), а също така звездните конфигурации от изроден газ: бели джуджета и неutronни звезди.

## 5.2 Разпределение на Болцман

За да изведем уравненията на макроскопичното състояние, трябва да познаваме разпределението на частиците по енергии. Последното може да бъде функция на времето. Затова обикновено се прави едно важно предположение – че е налице *термодинамично (топлинно) равновесие*: състояние на веществото, при което всеки елементарен процес на обмен на енергия се уравновесява, за единица време, от своя обратен процес<sup>1</sup>. Например, ако за единица време и в единица обем определен брой частици  $N$  от системата преминава от състояние  $i$  в състояние  $j$  поради погъщане на фотон или удари с други частици, то топлинното равновесие предполага, че за същото време  $N$  в обема преминават от състояние  $j$  в състояние  $i$ . Всяка затворена термодинамична система достига такова състояние след достатъчно дълго време. Но в реалните астрофизични системи термодинамичното равновесие е само приближение, което можем да използваме с по-голям или с по-малък успех. Както ще видим, в някои случаи то е напълно неприложимо.

Обобщената формула на разпределението по енергии при термодинамично равновесие е изведена от Болцман (Boltzmann) и се нарича *разпределение на Болцман*:

$$N_i = C g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) = C g_i \exp\left(-\frac{E_{i,\text{kin}}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_{i,\text{int}}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_{i,\text{pot}}}{kT}\right), \quad (5.1)$$

където  $N_i$  е броят частици в състояние  $i$ ,  $g_i$  е статистическото тегло на състоянието (мултиплетност),  $C$  е нормировъчна константа, а пълната енергия на частиците  $E_i$  представлява сума от тяхната кинетична енергия  $E_{i,\text{kin}}$ , вътрешна енергия  $E_{i,\text{int}}$  (напр., енергия на възбудждане на електроните в атома) и потенциална енергия  $E_{i,\text{pot}}$  във външно поле (напр., гравитационна потенциална енергия в звездните атмосфери).

<sup>1</sup>Това твърдение се нарича също “принцип на детайлното равновесие”.

Разпределението на Болцман е приложимо в класически режим. В квантовата статистика има значение дали частиците са бозони (статистика на Бозе-Айнщайн) или фермиони (статистика на Ферми-Дирак). От термодинамичното разглеждане на големия каноничен ансамбъл и на континуум от енергийни състояния  $E$  да се покаже, че при топлинно равновесие разпределението на частиците по енергии е:

$$dN = \frac{dg}{\exp(-\eta + E/kT) \pm 1} = \frac{1}{\exp(-\eta + E/kT) \pm 1} \frac{\alpha d^3\vec{x} d^3\vec{p}}{h^3} , \quad (5.2)$$

където  $dN$  и  $dg$  са съответно броят частици и броят квантови състояния при енергия в интервала  $(E, E + dE)$ ,  $\alpha$  е спин-фактор,  $\eta = \mu/kT$  е т. нар. параметър на израждането, а  $\mu$  е химичният потенциал. При фермиони пред единицата в знаменателя имаме знак “плюс”, а при бозони - “минус”. Ако  $\eta \gg 1$ , е налице силно израждане на системата, докато при  $\eta \ll -1$  имаме неизроден газ.

Преходът към класическия режим се осъществява при концентрации, по-ниски от т. нар. *квантова концентрация*  $n_{qua}$ , съответстваща на един атом в куб с ръб, равен на топлинната дължина на вълната на дъо Бройл (de Broglie)  $\lambda_{th}$  на частици с маса  $m$  при температура  $T$ :

$$\lambda_{th} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mkT}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mkT}} \quad \rightarrow \quad n \ll n_{qua} = \left( \frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (5.3)$$

### 5.3 Разпределение на Максуел по скорости

Разпределението на Максуел (Maxwell) по скорости (кинетични енергии) е частен случай на разпределението на Болцман (ур. 5.1), когато можем да пренебрегнем вътрешната енергия на частиците и потенциалната им във външно поле, т.e.  $E = E_{kin}$ . В нерелативистичния случай, кинетичната енергия на частица с импулс  $p$  е:

$$E_{kin}(p) = p^2/2m = mv^2/2 , \quad (5.4)$$

докато в релативистичния, за частици с маса на покой  $m_0$ , имаме:

$$E_{kin}(p) = pc \left( \sqrt{1 + \left( \frac{m_0 c}{p} \right)^2} - \frac{m_0 c}{p} \right) \quad (5.5)$$

При достатъчно високи температури (например в звездите) и достатъчно ниски концентрации, условието за класически режим (5.3) е изпълнено. Тогава в ур. (5.2) изразът  $\exp(-\eta + E/kT) \gg 1$  и можем да опростим уравнението до:

$$dN = \frac{\alpha}{h^3} \exp(\eta) \exp \left( -\frac{E}{kT} \right) d^3\vec{x} d^3\vec{p} = \frac{\alpha}{h^3} \exp(\eta) \exp \left( -\frac{p^2}{2mkT} \right) d^3\vec{x} d^3\vec{p} \quad (5.6)$$

Интегрирането му по импулси и по целия обем  $V$  води до:

$$N = \frac{\alpha}{h^3} \exp(\eta) V (2\pi mkT)^{3/2} , \quad (5.7)$$

От у-ние (5.7) можем да заместим в (5.6) и така да отстраним фактора  $\alpha \exp(\eta)$ . Така

стигаме до диференциалното разпределение на Максуел по енергии:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{(2\pi mkT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) d^3\vec{p} \frac{dV}{V} ,$$

като разпределението по импулси е:

$$n(\vec{p}) d^3\vec{p} = \frac{1}{(2\pi mkT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) d^3\vec{p} \quad (5.8)$$

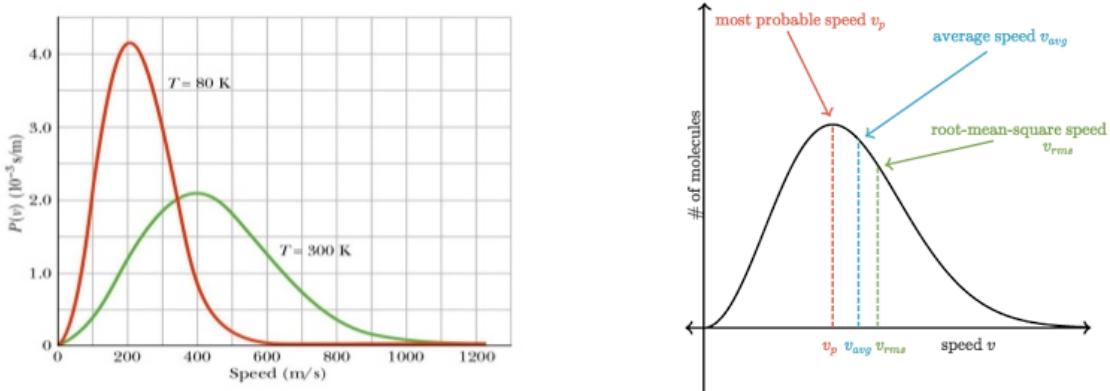
Разпределението на Максуел по скорости се получава чрез смяна на променливите ( $\vec{p} = m\vec{v}$ ):

$$n(\vec{v}) d^3\vec{v} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right) d^3\vec{v} ; \quad (5.9)$$

Направеното предположение за пренебрежимо външно поле води до изотропно разпределение на скоростите. Удобно да преминем в сферични координати и да опростим последния израз, като функция само на модула на скоростта. Получаваме известния *классически вид на разпределението на Максуел*, изведен за макроскопична физическа система в статистическо равновесие:

$$n(v) dv = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv ; \quad (5.10)$$

Както се вижда от Фиг. 5.1, разпределението на частиците по скорости силно зависи от *кинетичната температура*  $T$  на излъчващия газ. Най-много частици се движат със скорост  $v_{mp} = \sqrt{2kT/m}$ , наречена *най-вероятна скорост*. В кинетичната теория на газовете се използват също широко *средната скорост*  $\langle v \rangle = \sqrt{8kT/\pi m}$  и *средноквадратичната скорост*  $v_{rms} \equiv \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{3kT/m}$ , която е мярка за средната кинетична енергия на частиците.



Фигура 5.1: *Вляво*: Максуело разпределение по скорости в молекулен газ за две различни температури. *Вдясно*: Относително положение на най-вероятната, средната и средноквадратичната скорости.

Разпределението на частиците по скорости има важно значение и за описание на излъчването на газа. Последното се осъществява при свободно-свободни, свободно-свързани и

свързано-свързани преходи и в първите два случая честотата на излъчения фотон зависи от скоростта на електрона преди рекомбинацията.

## 5.4 Уравнения на състоянието на идеалния газ

Сега остава да изведем изрази за налягането  $P$  и плътността на енергията  $u$  на частиците, в които да влязат получените разпределения. Да разгледаме куб с обем  $L^3$ , в който са разпределени равномерно  $N$  частици, т.е. концентрацията е  $n_0 = N/L^3$ . При изотропно разпределение по импулси  $n(p)$ , интегрирането по сферични координати дава:

$$n_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n(p) d^3\vec{p} = \int_0^{\infty} n(p) 4\pi p^2 dp \quad (5.11)$$

Налягането върху една от стените на куба се определя от импулса  $d\tilde{p}$ , предаден за единица време  $dt$  върху площ  $L^2$ :

$$P = \frac{F}{L^2} = \frac{1}{L^2} \frac{d\tilde{p}}{dt} \quad (5.12)$$

$$d\tilde{p} = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} 2p_x v_x dt L^2 n(p_x, p_y, p_z) dp_x dp_y dp_z \quad (5.13)$$

Подинтегралният член  $2p_x$  изразява предаденият импулс от една частица, а  $v_x dt L^2$  – всички частици със скорост  $v_x$ , които достигат стената в интервала от време  $dt$ . Аналогично на случая по-горе преминаваме в сферични координати:

$$p_x = p \sin \theta \cos \phi, \quad v_x = v(p) \sin \theta \cos \phi, \quad d^3\vec{p} = p^2 \sin \theta dp d\theta d\phi$$

Така получаваме израз за налягането:

$$P = \frac{1}{L^2} \frac{d\tilde{p}}{dt} = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} 2pv p^2 n(p) \sin^3 \theta \cos^2 \phi dp d\theta d\phi = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} p v(p) n(p) 4\pi p^2 dp \quad (5.14)$$

Съответно за плътността на кинетичната енергия на частиците можем да получим:

$$u_{\text{kin}} = \int_0^{\infty} E_{\text{kin}}(p) n(p) 4\pi p^2 dp; \quad (5.15)$$

Като заместим в получените ур. (5.14) и (5.15) разпределението по импулси на Максуел  $n(p)$  (ур. 5.8), получаваме уравненията на състоянието за газ в статистическо равновесие:

$$P = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} pv n(p) 4\pi p^2 dp = nkT = \frac{\mathfrak{R}}{\mu} \rho T,$$

$$u_{\text{kin}} = \int_0^{\infty} \varepsilon(p) n(p) 4\pi p^2 dp = \frac{3}{2} n k T = \frac{3}{2} P,$$

където  $\mathfrak{R}$  е универсалната газова константа, а  $\mu$  – средната маса на частица. Първият израз е добре познатото ни уравнение на Клапейрон-Менделеев. От второто уравнение личи, че средната кинетична енергия на частица  $\langle E_{\text{kin}} \rangle = 3kT/2$ .

## 5.5 Формула на Болцман за топлинна населеност по възбудени нива.

Нека се върнем сега към общия вид на разпределението на Болцман (ур. 5.1) и да усложним малко картина, като отчитаме не само кинетичната, но и вътрешната енергия на частиците, за простота ще разгледаме газ от свободни атоми A с едно възбудено ниво  $i$ . Пълната енергия на всеки атом е сума от кинетичната му енергия и енергията на възбудждане  $E = p_A^2/2m + \varepsilon_i$ , а броят на квантовите състояния в интервала  $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$  е:

$$dg_A = g_i \frac{d^3 \vec{x} d^3 \vec{p}_A}{h^3},$$

където  $g_i$  е показател на израждането на възбуденото ниво. Заместваме израза за пълната енергия в ур. (5.6) и след интегриране по целия обем в пространството и в импулсното пространство получаваме формула за броя атоми в  $i$ -то възбудено състояние, аналогична на ур. (5.7):

$$N_i = \int \int dN(\varepsilon_i, \vec{r}, \vec{p}) = V \frac{(2\pi m_A k T)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_A) g_i \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k T}\right) \quad (5.16)$$

или:

$$n_i = \frac{N_i}{V} = \frac{(2\pi m_A k T)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_A) g_i \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k T}\right) \quad (5.17)$$

Оттук отношението на концентрациите  $n_i$  и  $n_j$  на атоми в  $i$ -то и  $j$ -то състояние, съответстващи на енергийни нива на енергия  $\varepsilon_i$  и  $\varepsilon_j$ , се подчинява на *формулата на Болцман*:

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_i}{k T}\right) \quad (5.18)$$

Населеностите на нивата, пресметнати по тази формула, се наричат още *топлинни населености*, защото се получават при предположение за топлинно равновесие. При отсъствие на такова нивата ще бъдат с по-ниска населеност. Такъв е случаят с някои газове с ниска плътност в междузвездната среда.

Съответно, за да получим отношението на концентрацията на атомите A в  $i$ -то състояние към концентрацията на *всички* атоми на дадения химичен елемент, трябва да сумираме по всички квантови състояния:

$$Z_A(T) = \sum_{i=0}^{\infty} g_{A,i} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{A,i}}{k T}\right)$$

$$\frac{n_{A,i}}{n_A} = \frac{g_{A,i}}{Z_A(T)} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{A,i}}{kT}\right) \quad (5.19)$$

Формулата на Болцман има важно значение, за да оценим силата на емисионните или абсорбционните линии на атоми и молекули в звездните спектри, възникващи при свързано-свързани преходи. Поради експоненциалното намаляване на населеността към по-високите енергийни нива, лесно може да се съобрази, че най-ярките линии ще възникват при преходи от основно към първо възбудено ниво и обратно. Такива линии се наричат *резонансни*.

## 5.6 Формула на Саха

Друг важен астрофизичен случай на идеален газ е, когато веществото е частично ионизирано – например, в горните слоеве на хладни звезди или в звездните атмосфери. За простота ще разгледаме най-простиия случай на еднократна ионизация, какъвто е преходът от H II към H I. Ще обозначим с  $\varepsilon_{ion}$  потенциала на ионизация, като можем да приемем  $m_I \approx m_A$ ). Тогава за енергията на атома  $E_A$ , на иона  $E_I$  и на електрона  $E_e$  имаме:

$$E_A = p_A^2 / 2m_A, \quad E_I = p_I^2 / 2m_A + \varepsilon_{ion}, \quad E_e = p_e^2 / 2m_e,$$

със съответен брой на квантовите състояния:

$$dg_A = g_A \frac{d^3 \vec{p}_A d^3 \vec{x}}{h^3}, \quad dg_I = g_I \frac{d^3 \vec{p}_I d^3 \vec{x}}{h^3}, \quad dg_e = g_e \frac{d^3 \vec{p}_e d^3 \vec{x}}{h^3}$$

В последната формула  $g_e = 2$ , което отговаря на двете възможни спинови състояния на електрона. Отново ще използваме ур. (5.7), за да получим концентрациите на всички частиците:

$$\begin{aligned} n_A &= g_A \frac{(2\pi m_A k T)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_A) \\ n_I &= g_I \frac{(2\pi m_A k T)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_I) \exp\left(-\frac{\varepsilon_{ion}}{kT}\right) \\ n_e &= 2 \frac{(2\pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp(\eta_e) \end{aligned}$$

От закона за запазване на енергията в голям каноничен ансамбъл следва, че химичните потенциали трябва да удовлетворяват съотношението  $\eta_I + \eta_e - \eta_A = 0$  и това ни позволява да отстраним неизвестното  $\eta$  от частното  $\eta_I \eta_e / \eta_A$ . Така получаваме *формулата на Саха* (Saha), която ни дава отношението на равновесните количества на ионизираниите и неутралните атоми A:

$$\frac{n_I n_e}{n_A} = \frac{2g_I}{g_A} \frac{(2\pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{ion}}{kT}\right) \quad (5.20)$$

Отношението  $n_I/n_A$  очевидно се променя по-бързо с  $T$  при по-трудно ионизуемите елементи, т.e. с по-висок потенциал на ионизация  $\varepsilon_{ion}$ . Следователно, че за тях преходите между слоеве с ионизирано и неутрално вещество са по-резки. Освен това формулата на Саха показва, че степента на ионизация зависи не само от температурата, но и от електронното налягане  $P_e$  (посредством  $n_e$ ), което при други еднакви условия е пропорционално на общото газово налягане  $P$ . Този факт има важно приложение при класификацията на звездите по светимост. Ниското налягане в атмосферата благоприятства ионизацията. Ако

две звезди имат приблизително еднаква температура, но доста различни размери (гигант и джудже), линиите на различни йони в спектрите им ще бъдат с различен интензитет. Звездата-джудже ще има голямо ускорение на повърхността  $g$  и нейната атмосфера ще бъде тънка и плътна, с високо газово налягане, докато атмосферата на гиганта ще бъде обширна и разредена, с ниско налягане. Затова, поради ниското  $P_e$ , степента на йонизация при гиганта ще бъде по-голяма.

## 5.7 Понятие за локално термодинамично равновесие

При записване на разпределението на Максуел по скорости (ур. 5.10), на формулата на Болцман за равновесната населеност на възбудени електронни нива (ур. 5.18) и на формулата на Саха за равновесно разпределение по йонизационни състояния (ур. 5.20) ние използваме едно и също означение за температурата. Тази температура обаче не е една и съща в общия случай! Температурата, която фигурира в разпределението на Максуел по скорости е мярка, както видяхме, за средната кинетична енергия на частиците и се нарича *кинетична температура*  $T_{\text{kin}}$ . Температурата, влизаша във формулата на Болцман, обикновено се нарича *температура на възбудждане*  $T_{\text{ex}}$ , а тази във формулата на Саха – *температура на йонизация*  $T_{\text{ion}}$ . Във всички тези случаи температурата е параметър, който може да се получи от наблюдения. Когато  $T_{\text{kin}} = T_{\text{ex}} = T_{\text{ion}}$ , говорим за **локално термодинамично равновесие** (LTE). В този важен физичен случай, принципът на детайлното равновесие е приложим в даден елементарен обем, който се характеризира с единствена равновесна температура  $T$ , и тя поражда съответните разпределения на Максуел, на Болцман и на Саха.

По принцип, само затворени системи могат да бъдат в термодинамично равновесие. Излъчващи обекти като звездите никога не могат да бъдат в глобално термодинамично равновесие. Но приближението за локално термодинамично равновесие може да се приеме, ако са изпълнени следните две условия:

- Еластичните удари между частиците са достатъчно ефективни, за да се установи разпределение на Максуел по скорости, с единствена локална кинетична температура.
- Нееластичните удари са по-чести от процесите на абсорбция и емисия и определят населеностите на йонизационните състояния и на възбудените нива. Това е условие за достатъчно висока плътност на частиците.

Предположението за LTE се изпълнява доста точно във вътрешността на звездите и, в повечето случаи, в звездните атмосфери. Тези обекти се моделират по слоеве, като всеки слой има различна равновесна температура, като глобалният поток на лъчението е насочен навън, но последното се преработва напълно във всеки слой. Приемането на предположението за LTE силно облекчава пресмятанията.

В силно разредените обивки на звездите, в междузвездната среда и в активните галактични ядра предположението за LTE е доста далеч от реалността. В слънчевата корона, например, стойностите на  $T_{\text{kin}}$ ,  $T_{\text{ex}}$  и  $T_{\text{ion}}$  са не само различни, но и наблюденията на линиите на различни химични елементи дават различни кинетични температури. Физически това означава, че обменът на енергия между различните типове частици е затруднен. Все пак разпределение на Максуел по скорости можем да приемем и в случаи, когато LTE не е изпълнено, но можем да разглеждаме газа като съвкупност от слабо свързани ансамбли с различни кинетични температури.

# Глава 6

## Физика на лъчението в космоса I

### 6.1 Абсолютно черно тяло. Закон на Планк. Закон на Вин за отместването

Излъчването на вещество в LTE се нарича *топлинно*. С нарастването на оптичната плътност на средата, спектърът на лъчението ще се доближава до този на абсолютно черно тяло (АЧТ). Последното е идеализиран модел, който не съществува в чист вид в природата. Той се въвежда в теорията за описание на полето на лъчение в *термодинамично равновесие с веществото* в целия обем на тялото.

Класическият лабораторен модел на АЧТ е затворен съд с напълно непрозрачни стени (например, боядисани със сажди). Попадналата в съда светлина се погълща или отразява многократно, докато бъде изцяло погълната. Ако това погълщане не бъде уравновесено от собствено излъчване на стените, то те биха се нагрявали до безкрайно големи температури, което е невъзможно. В крайна сметка се постига лъчисто равновесие между стените и лъчението в съда (измерено през много тънък отвор в него) и това състояние се характеризира единствено от температурата  $T$ . Равновесното лъчение на АЧТ е хомогенно и изотропно и не зависи от спектъра на падащото лъчение, нито от химичния състав на излъчващото вещество, а само от  $T$ . С други думи, АЧТ преработва напълно падащото лъчение и излъчва като ортотропна повърхност, със свой собствен спектър  $B_\nu(T) = \text{const}_\theta$ . Моделът намира неочеквано приложение в астрофизиката, когато се окказало, че излъчването на звездите в първо приближение е чернотелно. Физичното обяснение, до което се достига по-късно, е високата непрозрачност на звездното вещество, обуславяща пълно погълщане на генерираното в звездното ядро лъчение и изпълнение на условието за ЛТР във всеки елементарен слой.

Чернотелното лъчение се описва от *закона на Планк* (Planck), който можем да изведем по аналогичен начин на разпределението на Максуел (вж. предната глава, Тема 3.1). Фotonите са бозони и броят им не се запазва при термодинамично равновесие ( $\eta = 0$ ) и тогава функцията им на разпределение по енергии е (срв. уравнение (5.2)):

$$dN = \frac{dg}{\exp(\varepsilon/kT) - 1}$$

Като имаме предвид, че при термодинамично равновесие разпределението на импулсите е изотропно, а фотоните имат две посоки на поляризация, получаваме за броя квантови състояния:

$$dg = 2dV \frac{d^3 p}{h^3} = \frac{2dV}{h^3} 4\pi p^2 dp$$

Сега вземаме предвид, че импулсът на фотона е  $p = h\nu/c$  ( $dp = h d\nu/c$ ) и, като заместим в горните уравнения, получаваме за концентрацията на фотоните  $dn$  и за плътността на енергията им  $u_\nu$  в единичен честотен интервал  $(\nu, \nu + d\nu)$ :

$$\begin{aligned} dn &= \frac{dN}{dV} = \frac{4\pi}{c} \frac{2\nu^2}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu \\ u_\nu d\nu &= \frac{4\pi}{c} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu \end{aligned} \quad (6.1)$$

От (2.9) и предвид изотропността на чернотелното лъчение следва:

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int_{4\pi} B_\nu d\omega = \frac{4\pi}{c} B_\nu ,$$

където с  $B_\nu$  означаваме повърхностната яркост (специфичния интензитет) на абсолютното черно тяло с температура  $T$ . От сравнението с (6.1) се получава и израза за **закона на Планк за чернотелното излъчване**:

$$B_\nu d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu \quad (6.2)$$

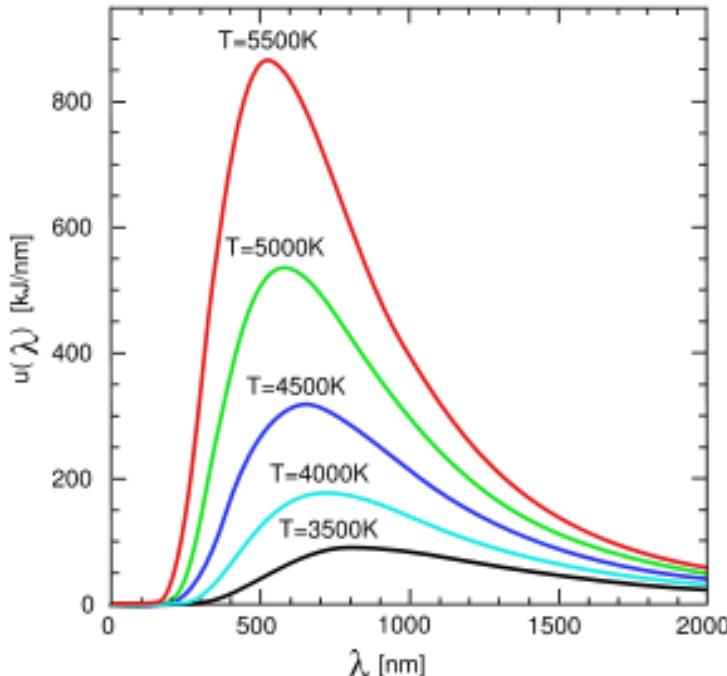
или, при нормиране на единичен интервал дължини на вълната  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$  и смяна на променливите  $(\nu = c/\lambda, d\nu = -(c/\lambda^2) d\lambda)$ :

$$B_\lambda d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/kT\lambda) - 1} d\lambda \quad (6.3)$$

От изследването на функцията  $B_\lambda(T)$  се стига до обратно пропорционалната зависимост между температурата  $T$  на АЧТ и дължината на вълната  $\lambda_{\max}$ , на която специфичният интензитет на излъчване достига своя максимум. Ако положим  $x := hc/kT\lambda$ , изискването  $(B_\lambda)' = 0$  води до числено решение  $x = 4.9651\dots$ . Така:

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{kx} \frac{1}{T} \approx \frac{2.898 \times 10^6}{T} \text{ [nm]} \quad (6.4)$$

Това съотношение е получено най-напред (но с неточна стойност на константата), от Вилхелм Вин (Wien) през 1893 г. и в негова чест е наречено **закон на Вин за отместването**. Както се вижда и от Фиг. 6.1, при повишаване на температурата максимумът на чернотелното излъчване се отмества към по-малките дължини на вълната.



Фигура 6.1: Излъчване на абсолютно черно тяло за различни температури. Вижда се отместването на максимума към по-малки  $\lambda$  с повишаване на  $T$ .

## 6.2 Приближения на закона на Планк

Формула (6.2) е изведена от Макс Планк през 1900 г. за пресмятане на специфичния интензитет на АЧТ при дадена температура  $T$  и в зависимост от честотата  $\nu$ . Преди това, през 1896 г. Вилхелм Вин получава приблизителна формула, която се оказва неприложима за много големи дължини на вълната. (За работите си, посветени на топлинното излъчване, Вин получава Нобелова награда през 1911 г.) Също неприложима, но за описание на чернотелното лъчение на по-малки дължини на вълната се оказва класическата теория, приложена към случая на АЧТ от лорд Рейли (Rayleigh) и Джеймс Джинс (Jeans) няколко години след Планк (т.нар. "ултравиолетова катастрофа").

Всъщност, законите за излъчване на Вин и на Рейли-Джинс представляват приближения на закона на Планк, изведени съответно в крайния късовълнов и дълговълнов случай.

- При  $hc/kT\lambda \gg 1$ , получаваме *приближенето на Вин:*

$$B_\lambda^W = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/kT\lambda)} \quad (6.5)$$

- Обратно, при  $hc/kT\lambda \ll 1$  много лесно се извежда (като съобразим, че  $\exp(x) \approx 1 + x$ ,  $x \ll 1$ ) *приближенето на Рейли-Джинс:*

$$B_\lambda^{RJ} = \frac{2ckT}{\lambda^4} \quad (6.6)$$

Често се допуска грешката да се бърка диапазонът на *извеждане* с диапазона на *прило-*

жсение на приближенията на Вин и на Рейли-Джинс. Казва се, че първото важи наляво от максимума на излъчването (към по-малки  $\lambda$ ), а второто - надясно от максимума. За изясняване на грешката е достатъчно да изведем изрази за относителните грешки от използването на двете приближения. Относителната грешка от използването на приближението на Вин е:

$$\left( \frac{\delta B_\lambda(T)}{B_\lambda(T)} \right)^W = \exp \left( - \frac{hc}{kT\lambda} \right) \approx \exp \left( - \frac{5\lambda_{\max}}{\lambda} \right) ,$$

докато за относителната грешка от използването на приближението на Рейли-Джинс получаваме:

$$\left( \frac{\delta B_\lambda(T)}{B_\lambda(T)} \right)^{\text{RJ}} = \frac{hc}{2kT\lambda} \approx \frac{5\lambda_{\max}}{2\lambda}$$

Тогава грешката от използването на приближението на Вин е пренебрежимо малка около  $\lambda_{\max}$  (под 1%) и дори при  $\lambda < 2\lambda_{\max}$  остава под 10%. Обратно, грешката от използването на приближението на Рейли-Джинс е вече 10% при  $\lambda = 25\lambda_{\max}$ , а с приближаване към максимума бързо настъпва "ултравиолетова катастрофа". На практика, приближението на Рейли-Джинс е приложимо главно в радиообластта, докато това на Вин е удобно за използване в широк диапазон и около  $\lambda_{\max}$ . Впрочем, именно поради това обстоятелство Вин е извел закона за отместването, макар и не с много голяма точност.

В радиодиапазона е по-удобно да се работи с честоти, отколкото с дължини на вълните, и със съответната форма на приближението на Рейли-Джинс:

$$B_\nu^{\text{RJ}} = \frac{2kT}{c^2} \nu^2 ; \quad (6.7)$$

### 6.3 Характеристики на чернотелното излъчване

От факта, че излъчването на абсолютно черно тяло зависи единствено от неговата температура, следват доста прости изрази за основните му характеристики. Поради изотропията средният интензитет, плътността и потокът на лъчението (срв. ур. 2.8-2.10) са:

$$\mathcal{J}_\nu = \int_{4\pi} \frac{I_\nu(\vec{n})}{4\pi} d\omega = B_\nu \quad (6.8)$$

$$u_\nu = \int_{4\pi} \frac{I_\nu(\vec{n})}{c} d\omega = \frac{4\pi}{c} B_\nu \quad (6.9)$$

$$F_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos \theta d\omega = 0 , \quad (6.10)$$

а съответно връзката между налягането и плътността на лъчението е:

$$P_\nu = \int_{4\pi} \frac{I_\nu}{c} \cos^2 \theta d\omega = \frac{4\pi}{3c} B_\nu = \frac{u_\nu}{3} \quad (6.11)$$

## 6.4 Процеси на разсейване и абсорбция. Коефициент на непрозрачност

Веществото в звездните недра и атмосфери, а отчасти и в ISM, обикновено е с висока степен на йонизация. Това означава, че количеството свободни електрони в средата е голямо. Те играят ключова роля при взаимодействието с лъчението и имат основен принос за непрозрачността. Ще разгледаме накратко някои важни случаи на абсорбция и разсейване, в които участват електрони.

### Електронно (Томсъново) разсейване

В нерелативистичния случай, когато кинетичната енергия на свободните електрони е много по-малка от енергията им на покой,  $m_e c^2 \gg kT$  ( $T \ll 5 \times 10^9$  K), сечението на разсейване на фотоните върху електрони става без обмен на енергия (еластиично) и не зависи от честотата<sup>1</sup>. Непрозрачността в този случай е:

$$\kappa_e = \frac{n_e \sigma_e}{\rho}$$

където  $\sigma_e = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2 \sim 0.7 \times 10^{-24}$  cm<sup>2</sup> е *Томсъновото сечение на разсейване* на електрона. При пълна йонизация:

$$n_e = \frac{\rho}{m_u} \sum_i \frac{Z_i x_i}{A_i},$$

където  $m_u$  е атомната единица за маса,  $A_i$  е атомното число на даден елемент,  $Z_i$  е поредният му номер, а  $x_i$  е относителният му масов принос. Стандартни означения на последните величини за водород, хелий и всички по-тежки елементи са:  $x_H = X$ ,  $x_{He} = Y$  и  $Z = 1 - X - Y$ . Ако приемем, че при тежките ( $Z_i \geq 3$ ) елементи  $A_i \approx 2Z_i$ , то

$$n_e \approx \frac{\rho}{m_u} \left( \frac{X}{1} + \frac{Y}{2} + \frac{Z}{2} \right) = \frac{\rho}{m_u} \left( \frac{X+1}{2} \right) \quad (6.12)$$

$$\kappa_e = \frac{\sigma_e(1+X)}{2m_u} = 0.2(1+X) \text{ cm}^2/\text{g}; \quad (6.13)$$

Нека подчертаем отново, че този резултат не зависи от температурата и плътността на газа, стига последният да не е изроден и йонизацията да е пълна.

### Разсейване чрез свободно-свободни преходи

Електроните, движещи се в Кулоновото поле на йонната плазма, постоянно променят своята енергия чрез свободно-свободни преходи. Излъчената от един електрон енергия за единица обем, за единица време и в единица пространствен ъгъл поради разсейване от иони със заряд  $Z$  е функция на скоростта  $v$ :

$$\frac{dE}{d\omega dV dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}m_e^2 c^3 v} n_e n_I Z^2 g_{ff}(v, \omega) \quad (6.14)$$

<sup>1</sup>Можем да го мислим като класическа дифракция на светлинен сноп.

където  $g_{\text{ff}}$  е т.нар. фактор на Гаунт<sup>2</sup>. Този процес се нарича *спирачно излъчване* и с него ще се занимаем по-подробно в Част 7.1.1. Сега, в рамките на оценката на различни процеси към непрозрачността на веществото, ще оценим само коефициента на спирачно излъчване  $j_{\text{ff}}$  като функция на честотата  $\nu$ . За да бъде излъчен фотон с честота  $\nu$ , електронът трябва да има енергия  $m_e v^2 / 2 \geq h\nu$ , т.e.  $v_{\min} = (2h\nu/m_e)^{1/2}$ . Тогава за пресмятане на излъчвателната мощ на веществото като функция от честотата  $\nu$  трябва да интегрираме по Максуеловото разпределение на електроните по скорости за всички  $v \geq v_{\min}$ :

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{ff}}(\nu) &= \int_{v_{\min}}^{\infty} \frac{dE}{d\omega dV dt} 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp(-m_e v^2 / 2kT) dv = \\ &= \frac{2^5 \pi e^6}{3m_e^2 c^3} \left( \frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \left( \frac{m_e}{kT} \right)^{1/2} g_{\text{ff}} n_e n_I Z^2 \exp(-h\nu/kT) = 4\pi j_{\text{ff}}(\nu) ;\end{aligned}\quad (6.15)$$

Величината  $j_{\text{ff}}(\nu)$  се нарича *коefficient на излъчване при свободно-свободни преходи*. При LTE и достатъчно голяма оптична плътност, можем да разглеждаме средата като АЧТ. Тогава е изпълнен законът на Кирхоф: отношението между коефициента на излъчване и коефициента на непрозрачност  $\kappa_{\nu}$  ще бъде равно на функцията на Планк:  $j_{\nu}/\kappa_{\nu} = B_{\nu}(T)$ . Оттук, предвид  $\rho_e = n_e \mu_e / N_A$  и  $\rho_I = n_I \mu_I / N_A$ , получаваме за непрозрачността:

$$\begin{aligned}\kappa_{\text{ff}}(\nu) &= j_{\text{ff}}(\nu) / B_{\nu}(T) = \frac{4e^6}{3m_e h c} \left( \frac{2\pi}{3m_e k} \right)^{1/2} Z^2 n_e n_I g_{\text{ff}} \rho T^{-1/2} \nu^{-3} [1 - \exp(-h\nu/kT)] ;\quad (6.16) \\ \kappa_{\text{ff}}(\nu) &= j_{\text{ff}}(\nu) / B_{\nu}(T) = \frac{4e^6}{3m_e h c} \left( \frac{2\pi}{3m_e k} \right)^{1/2} \frac{N_A^2 Z^2}{\mu_e \mu_I} g_{\text{ff}} \rho T^{-1/2} \nu^{-3} [1 - \exp(-h\nu/kT)] ;\end{aligned}$$

## Абсорбция при свързано-свободни преходи

Свързано-свободните преходи представляват йонизации от различни нива на възбудждане  $n$ . За водородоподобен атом теорията дава сечение на абсорбция поради свързано-свободни преходи:

$$\sigma_{\text{bf}}(Z, n) = \frac{64\pi^4 m_e e^{10}}{3\sqrt{3} c h^6} \frac{Z^4}{n^5} \frac{g_{\text{bf}}}{\nu^3},$$

като енергията на фотона трябва да бъде достатъчно голяма да ионизира атом с потенциал на ионизация  $\chi_n$  ( $h\nu \geq \chi_n$ ). Не е трудно да съобразим, че законът за абсорбция от отделен химичен елемент ще представлява последователност от криви с остри “ръбове”, под които сечението на абсорбция ще пада бързо. Пълната непрозрачност поради свързано-свободни преходи ще бъде сума по всички елементи  $Z$ , ионационни състояния  $i$  и възбудени състояния  $n$ . В приближенето за водородоподобен атом тя ще има вида:

$$\kappa_{\text{bf}}(\nu) = \sum_Z \sum_i \sum_n \sigma_{\text{bf}}(Z, n, i) \left( \frac{N_{i,n}}{N_i} \right)_Z \left( \frac{N_i}{\sum N_i} \right)_Z \frac{\rho N_A}{A_Z}$$

Сумиранията ще доведат до оглаждане на острите ръбове в закона за абсорбция. Изразът е твърде сложен и стойността на  $\kappa_{\text{bf}}(\nu)$  трябва да се пресметне числено. Обща идея за поведението на функцията можем да придобием, ако направим разумното предположение, че в звездните недра нивото на ионизация е много високо и всички иони ще притежават най-много по един електрон. Тогава, с използване на формулата на Saha (ур.

<sup>2</sup>Различен от единица в случаите, когато трябва да отчитаме квантовомеханични ефекти.

5.20) при напълно йонизиран газ ( $N_{i+1} \approx 1$ ,  $g_{i+1} = 1$ ,  $g_i = 2$ ), ще получим

$$N_i \approx N_e \left( \frac{h^2}{2\pi m_e k T} \right)^{3/2} \exp(\chi_i/kT);$$

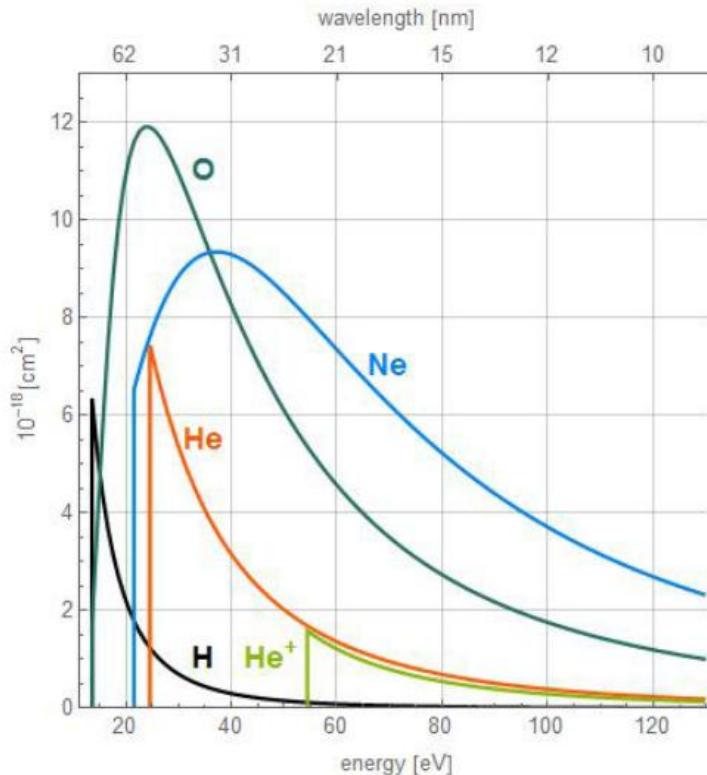
От друга страна, броя на тези атоми във възбудено състояние  $n$  можем да оценим от формулата на Болцман (ур. 5.18). За водородоподобни йони статистическото тегло на нивото ще бъде  $n^2$ . Ако запишем общата енергия, която фотонът трябва да предаде, като  $\chi_{i,n} = \chi_i + \chi_n$ , то пълният брой на абсорбиращи йони ще бъде:

$$N_{i,n} \approx N_e n^2 \left( \frac{h^2}{2\pi m_e k T} \right)^{3/2} \exp(\chi_{i,n}/kT);$$

Пълният абсорбционен коефициент на един електрон е  $a_\nu \approx \sigma_{bf} N_{i,n} \rho X_Z N_A / A_Z$  и оттук за непрозрачността имаме:

$$\kappa_{bf}(\nu) \propto \sum_{Z,n} \left( \frac{\chi_{i,n}}{kT} \exp(\chi_{i,n}/kT) \right) \left( \frac{Z^2 X_Z}{\mu_e A_Z} \right) \rho T^{-1/2} \nu^{-3}; \quad (6.17)$$

Степенното намаляване на сечението на йонизационно взаимодействие от вида  $\nu^{-3}$  за някои най-разпространени елементи е онагледено на Фиг. 6.2.

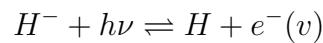


Фигура 6.2: Сечение на йонизационно взаимодействие като функция от енергията на фотона.

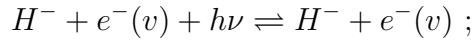
## Други процеси

При много високи температури  $T > 10^6$  К полето на лъчението ще се състои предимно от ионизиращи фотони. В такъв случай абсорбцията поради свързано-свързани преходи ще бъде минимална (< 10%). При ниски температури обаче необходимото отчитане на *свързано-свързаните преходи* към може да удвои звездната непрозрачност в UV и FUV диапазоните. Очевидно към трябва да се пресмята числено, тъй като включва в себе си приноса на милиони отделни абсорбционни линии. В звездните недра тези линии ще бъдат съществено разширени поради ефекти на налягането и температурата (вж. Част 10.2) и резултатът ще бъде по-скоро абсорбция в континуума. Критичният параметър, от който зависи пълната абсорбция, е температурата.

Друг важен процес на абсорбция, с особено значение в атмосферите на негорещи звезди, е *абсорбцията от отрицателни йони на водорода*. Свободен електрон, преминаващ край неутрален водороден атом, може да създаде диполен момент в атома. В този момент със системата може да се свърже допълнителен електрон – възниква ион  $H^-$ . Този ион е неустойчив, с потенциал на ионизация едва 0.754 eV, но с голямо сечение на абсорбция, било чрез свързано-свободен преход



или чрез свободно-свободна абсорбция



В повърхностните слоеве на сравнително хладни звезди,  $H^-$  може да бъде преобладаващ агент на непрозрачността. Неговият принос към звездната непрозрачност ще зависи от броя на такива иони. Последният може да се оцени от формулата на Саха и непрозрачността да се пресметне аналогично на горните случаи:

$$\kappa_{H^-} = a_\nu X N_A \frac{1-x}{4} \frac{P_e}{\mu_e k T} \left( \frac{h^2}{2\pi m_e k T} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{\chi}{k T} \right) \quad (6.18)$$

Тук  $x$  е дялът на ионизирания водород (за хладни звезди,  $x \sim 0$ ). Пълната непрозрачност е право пропорционална на електронната плътност. При звезди с много ниска металличност единственият източник на свободни електрони е ионизираният водород. Тогава непрозрачността ще нараства с температурата, докато броят на неутралните атоми започне да намалява. Но при звезди с нормална металличност тази зависимост ще отслабва – разпространените метали с ниски потенциали на ионизация (Ca, Na, K и Al) ще осигуряват достатъчни количества свободни електрони. Следователно непрозрачността, дължаща се на  $H^-$ , ще бъде много по-голяма в звезди с висока металличност, отколкото в такива с малка, а също – поради ефекта от  $P_e$  – по-голяма в джуджета, отколкото в гиганти.

## Уредняване на непрозрачността по Роселанд. Закони на Крамерс

Отделената при термоядрените реакции в звездните недра енергия се пренася към повърхността (атмосферата) по два начина: чрез лъчението и чрез конвекция. В първия случай при предположение за чернотелно излъчване и стационарно състояние във всеки слой<sup>3</sup> потокът на лъчението може да се пресметне от градиента на неговата плътност по закона на Фик (Fick):

<sup>3</sup>Условие за лъчисто равновесие.

$$F_\nu = -D \nabla u_\nu = -\frac{1}{3} \frac{c}{\kappa_\nu \rho} \nabla u_\nu = -\frac{1}{3} \frac{c}{\kappa_\nu \rho} \nabla \left( \frac{4\pi}{c} B_\nu(T) \right) = -\frac{4\pi}{3\rho} \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \frac{dT}{dr} ,$$

където  $D$  е коефициент на дифузия. За да намерим интегралния поток в дадения слой от звездата, трябва да интегрираме по целия спектър:

$$F_{\text{tot}}(r) = -\frac{4\pi}{3\rho} \frac{dT}{dr} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu ; \quad (6.19)$$

Всички физични величини от дясната страна на това уравнение също зависят от  $r$ , пряко или чрез температурата и/или плътността. Тъй като за непрозрачността  $\kappa_\nu$  допринасят различни процеси и тя е сложна функция на температурата и плътността, удобно е да прибегнем към някакво нейно усредняване. Температурната производна на Планковата функция  $dB_\nu/dT$  в ур. (6.19) може да се разглежда като статистическо тегло за различни честоти и тогава естественото усредняване е:

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} = \frac{\pi}{acT^3} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu , \quad (6.20)$$

тъй като

$$\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu = \frac{ac}{\pi} T^3 ;$$

Реципрочната стойност на величината  $1/\bar{\kappa}$  се нарича *Роселандово средно на непрозрачността*. Нека отбележим, че за неговата стойност по-голяма тежест имат фотоните с по-висока енергия, тъй като  $dB_\nu/dT$  става изключително чувствително към  $T$  при високи честоти<sup>4</sup>. Не е трудно да се покаже, че при степенна зависимост  $\kappa_\nu \propto \nu^{-n}$ , Роселандово-то средно намалява с увеличаването на температурата по закон  $\bar{\kappa} \propto T^{-n}$ . Това е пряко следствие от нарастването на броя на високолекционните фотони с  $T$ .

Както обаче вече се убедихме, непрозрачността се обуславя от различни процеси и при всеки от тях има различна зависимост от плътността и температурата. От формули (6.16) и (6.17) можем да пресметнем Роселандовите средни на непрозрачности, обусловени от свободно-свободни и от свързано-свободни преходи. В първия случай сметката би била доста сложна, освен ако не пренебрегнем приноса на стимулираните емисии (което обикновено е оправдано). Тогава просто  $\kappa_\nu \propto \nu^{-3}$  и от усредняването по Роселанд  $\bar{\kappa} \propto T^{-3}$ . (Заедно с вече присъстващия член  $T^{-1/2}$ , зависимостта става  $\propto T^{-7/2}$ .) Така:

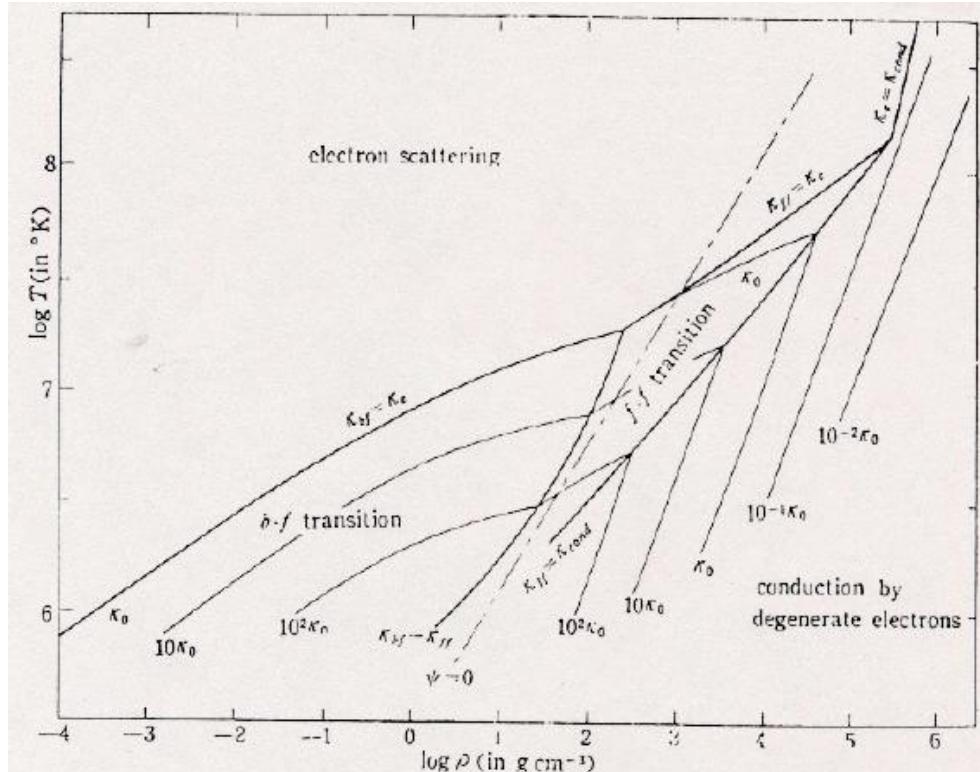
$$\bar{\kappa}_{\text{ff}} \sim 10^{23} \frac{Z^2}{\mu_e \mu_I} \rho T^{-7/2} \text{ cm}^2/\text{g} ; \quad (6.21)$$

При свързано-свободните преходи главна роля играе факторът  $\chi_{i,n}/kT$ . Членове с  $\chi_{i,n} \ll kT$  ще имат нищожен принос към непрозрачността, защото съответстват на състояния с малко свързани електрони. При  $\chi_{i,n} \gg kT$  ще има твърде малко фотони със съответната енергия и приносът отново ще бъде малък. Затова от съществено значение

<sup>4</sup>Производната  $d \ln B_\nu / d \ln T$  клони към безкрайност при  $\nu \rightarrow \infty$

ще бъдат само членовете с  $\chi_{i,n} \sim kT$ , което води до същото функционално поведение както при свободно-свободните преходи, само че с около два порядъка по-висок коефициент:

$$\bar{\kappa}_{bf} \sim 10^{25} Z(1 + X)\rho T^{-7/2} \text{ cm}^2/\text{g} ; \quad (6.22)$$

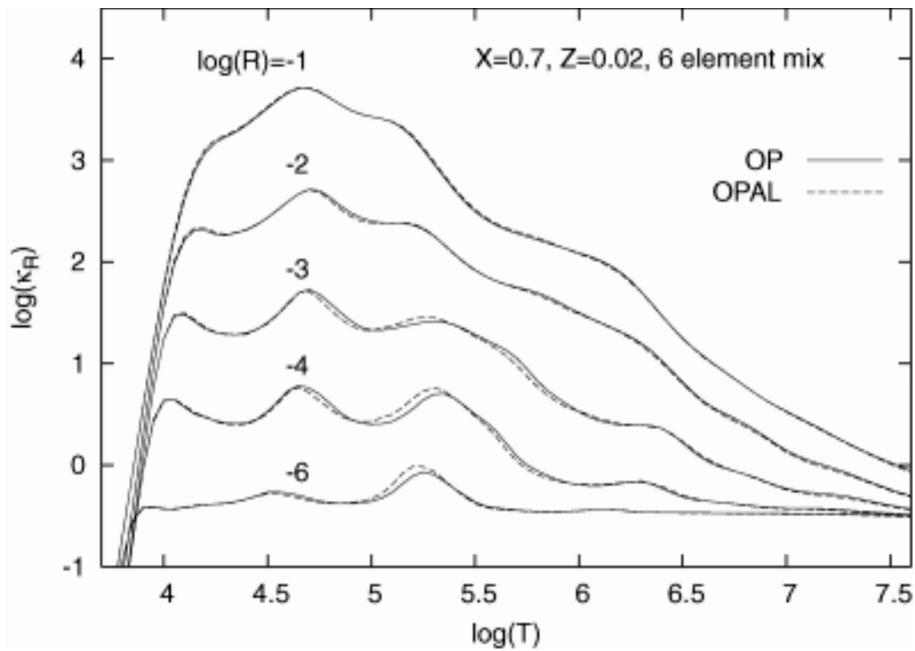


Фигура 6.3: Принос на различни процеси към непрозрачността на звездното вещество, като функция от температурата и плътността. Линиите са обозначени в единици непрозрачност поради Томсъново разсейване ( $\kappa_0 = 0.2(1 + X)$ ) (по Hayashi, Höshi & Sugimoto 1962).

Формули (6.21) и (6.22) се наричат *закони на Kramers за непрозрачността*. Те могат да се използват като добро приближение до реалността, когато водеща роля играят свободно-свободните и свързано-свободните преходи. Тези зони са обозначени на Фиг. 6.3. В общия случай непрозрачността е сложна функция на температурата и плътността, поради приноса на всички разгледани по-горе процеси. Това може да се види от Фиг. 6.4.

## 6.5 Ефективна температура на звездите. Яркостна температура

Предвид високата непрозрачност на веществото при температурите и плътностите в звездите (вж. Фиг. 6.4), става ясно защо предположението за локално термодинамично равновесие е приложимо към всеки елементарен обем в даден течен слой. Ако дефинираме звездната атмосфера най-общо като преходен слой между оптично дебели и оптично тънки слоеве, можем да я приемем за ортотропна повърхност, излъчваща като АЧТ. Тогава



Фигура 6.4: Роселандово средно на непрозрачността в звездите, пресметнато по данни от проектите OP и OPAL. Кривите съответстват на различни стойности на величината  $R = \rho/(T/10^6 \text{ K})$ , където плътността  $\rho$  е в единици  $\text{g.cm}^{-3}$  (по Seaton & Badnell 2004).

от формула (2.11) и при (естественото) пренебрегване на потока на падащо отвън лъчение получаваме:

$$F_\nu = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta = 2\pi B_\nu \int_0^1 \sin \theta d(\sin \theta) = \pi B_\nu$$

Интегралната повърхностна яркост може да се пресметне при полагане  $t := h\nu/kT$ :

$$F_{\text{tot}} = \pi \int_0^\infty B_\nu d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{(kT)^4}{h^4} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{2\pi^5}{15} \frac{k^4}{c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 = \frac{ac}{4} T^4 , \quad (6.23)$$

където  $\sigma$  е константата на Стефан-Болцман, а  $a$  – радиационната константа (константа на плътността на лъчението). Това е известният закон на Стефан-Болцман за интегралното излъчване на АЧТ. Чрез него можем да припишем температура на астрофизически обекти, които излъчват като абсолютно черно тяло. В първо приближение последното е приложимо към звездната атмосфера. Тогава *ефективна температура*  $T_{\text{eff}}$  на звездата се дефинира като температурата на абсолютно черно тяло с интегрален поток на излъчване, равен на този от звездата:

$$T_{\text{eff}} = \left( \frac{F_{\text{tot},*}}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (6.24)$$

В повечето случаи и с достатъчна точност звездната повърхност може да се приеме за сферична, а повърхностната ѝ яркост - за сферично-симетрична функция. Тогава пълната мощност на излъчване или *светимостта* на звездата  $L$  ще бъде функция на  $T_{\text{eff}}$  и на звездния радиус  $R$ :

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (6.25)$$

С други думи, ефективната температура на една звезда е температура на АЧТ с размерите на звездата и с нейната светимост. Тя може да се приеме за характерна температура на звездната атмосфера и се дефинира по-стриктно в теорията на атмосферите. Сега ще се задоволим само да отбележим два факта:

1. Непрекъснатият спектър на произволна звезда не може да се апроксимира с една единствена Планкова крива, включително тази, съответстваща на  $T_{\text{eff}}$ . Това се обяснява с температурната стратификация на звездните атмосфери: наблюдаемият спектър е суперпозиция от излъчване, произхождащо от различни нива в атмосферата, с различни температури.
2. Върху непрекъснатия спектър се наслагва линеен спектър от абсорбционни и емисионни линии, които също водят до отклонения от Планковите криви. С линейния спектър ще се занимаем по-подробно в Глава 10.

В някои случаи е удобно да се дефинира *яркостна температура*  $T_b$ : температура на АЧТ с яркост на дадена честота  $\nu$ , равна на яркостта на дадения обект. Тази величина обикновено се отнася към обекти от междузвездната среда, които са далеч от LTE и излъчват основно в FIR и в радиодиапазона. За описанието на излъчването им можем да използваме приближението на Рейли-Джинс (6.7) и следователно:

$$T_b = \frac{c^2 I_\nu}{2k\nu^2} ; \quad (6.26)$$

# Глава 7

## Физика на лъчението в космоса II

В тази глава ще насочим вниманието си към някои процеси на генериране на лъчение със спектър, който съществено се различава от чернотелния.

### 7.1 Излъчване на заредени частици във външно поле

#### 7.1.1 Спирачно излъчване

По дефиниция, всяка ускорена частица излъчва електромагнитно лъчение. *Спирачното излъчване*<sup>1</sup> представлява излъчването на електрон при ускоряване в електростатичното поле на близък йон или ядро. (В предната глава нарекохме такива процеси “свободно-свободни преходи”.) В космически условия източник на такова лъчение е горещата плазма – например, H II области ( $T \sim 10^4$  K) или горещата междугалактична среда в купове от галактики ( $T \sim 10^8$  K). Класическо описание на този процес, за електрони с нерелативистични скорости, е приложимо само при достатъчно ниски честоти на излъчените фотони, иначе трябва да се прибегне до апаратата на квантовата електродинамика.

За топлинно спирачно излъчване можем да говорим, ако са налице следните предположения:

- Плазмата е напълно йонизирана и се намира в топлинно равновесие: електроните и йоните имат едни и същи средни кинетични енергии.
- Газът е с достатъчно висока температура  $T$ , така че сблъсъците (достатъчно чести) да могат да поддържат състоянието на пълна йонизация и рекомбинацията да е неефективна<sup>2</sup>.
- Йоните могат да се разглеждат като неподвижни спрямо електроните. (Например, в чисто водородна плазма електроните обикновено са  $\sim 40$  пъти по-бързи.)
- Плазмата е оптически тънка ( $\tau_\nu \ll 1$ ).

При тези физически условия разпределението на електроните по енергии е Максуело-во, а топлинното равновесие прави валиден закона на Кирхоф за топлинното излъчване:  $j_{\text{ff}}(\nu)/\kappa_{\text{ff}}(\nu) = B_\nu(T)$ . От формула (6.15) получаваме за коефициента на абсорбция:

$$a_{\text{ff}}(\nu) = \frac{4}{3} \left( \frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6 n_e n_I}{h m_e^2 c^2} \left( \frac{m_e c^2}{kT} \right)^{1/2} g_{\text{ff}} \frac{1 - \exp(-h\nu/kT)}{\nu^3}$$

<sup>1</sup> В международната специализирана литература се използва немският термин Bremsstrahlung.

<sup>2</sup> Тъй като коефициентът на рекомбинация е пропорционален на  $T^{-1/2}$ .

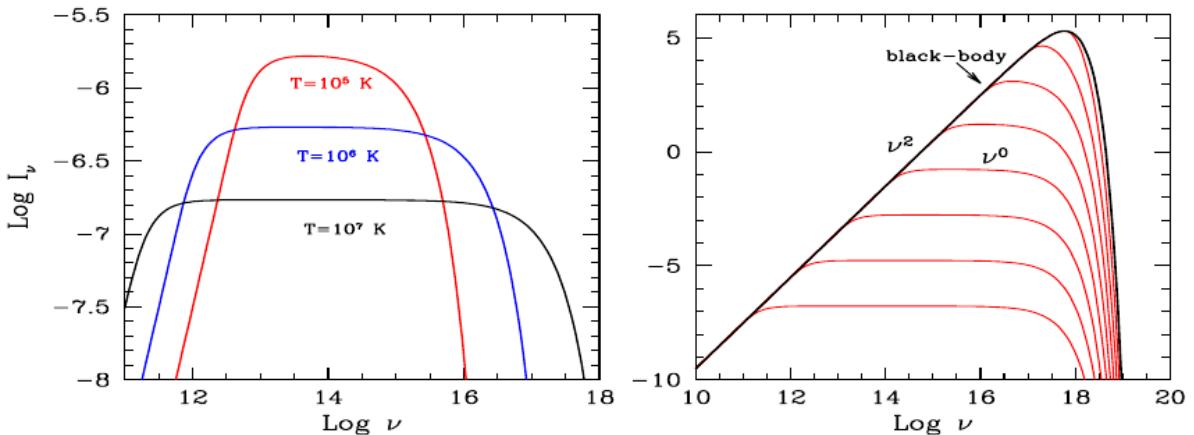
$$= 3.7 \times 10^8 \frac{Z^2 n_e n_I}{T^{1/2}} g_{\text{ff}} \frac{1 - \exp(-h\nu/kT)}{\nu^3} = \kappa_{\text{ff}}(\nu) \rho \quad [\text{cm}^{-1}]; \quad (7.1)$$

В диапазон на приложимост на приближението на Рейли-Джинс ( $h\nu \ll kT$ ) горната формула се опростява до:

$$a_{\text{ff}}(\nu) = 0.018 \frac{Z^2 n_e n_I}{T^{3/2} \nu^2} g_{\text{ff}} \quad [\text{cm}^{-1}];$$

Факторът на Гаунт  $g_{\text{ff}}$  зависи от честотата и температурата (средноквадратичната скорост на електроните).

Спирачното лъчение е основен агент на охлаждане на горещата астрофизична плазма ( $T \gtrsim 10^6$  К). Спектърът на негови източници се получава чрез решаване на уравнението на лъчистия пренос, с което ще се занимаем в Част 8.1. На Фиг. 7.1 е показано как се изменя интензитетът на източник на спирачно лъчение като функция на температурата и концентрацията. Експоненциалното скосяване при високи честоти ( $h\nu \gg kT$ ) се дължи на опашката в разпределението на Максуел и може да се използва за оценка на температурата на плазмата. С повишаване на  $T$  спектърът на спирачното лъчение обхваща по-голям диапазон от честоти, като интегралният интензитет  $I \propto T^{1/2}$ .



Фигура 7.1: Интензитет на източник на спирачно лъчение с радиус  $10^{15}$  см и при  $g_{\text{ff}} \equiv 1$  за простота: (вляво) като функция на температурата, при  $n_e = n_p = 10 \text{ cm}^{-3}$ ; (вдясно) като функция на концентрацията (от  $10^{10}$  до  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), при  $T = 10^7$  К.

От друга страна, наличието на множител  $\nu^{-3}$  в израза (7.1) за  $a_{\text{ff}}(\nu)$  показва, че абсорбцията е съществена на ниски честоти. Тогава увеличаването на концентрацията на излъчващите (и абсорбиращи) частици ще води до разширяване на режима на самоабсорбция към по-високи честоти (Фиг. 7.1, вдясно). Вижда се, че когато целият спектър стане самоабсорбционен ( $\tau_\nu > 1$  за всички честоти), той клони към този на АЧТ. Понататъшно повишаване на плътността не води до нарастване на интензитета, защото лъчението достига от наблюдателя от слой с единична оптична дебелина, чиято геометрична дебелина намалява пропорционално на  $n_e$ .

### 7.1.2 Синхротронно излъчване

Със сигурност е установено, че много космически обекти са магнетизирани и съдържат релативистични лептони: двете необходими предпоставки за генериране на синхротронно

излъчване. Силата на Лоренц обуславя спираловидно движение на заредената частица около магнитните силови линии. При нерелативистични скорости говорим за *циклотронно излъчване*. В този случай физическата картина е относително проста: честотата на излъчването е равна честотата на спираловидното движение на частиците. Но спектърът на излъчване на ултрапререлативистични частици е далеч по-сложен и неговият диапазон може многократно да надхвърли честотата на спираловидно движение. Тогава говорим за *シンхротронно излъчване*.

### Излъчване от отделна частица

При движението си в магнитно поле заредената частица излъчва енергия. Релативистичната форма на нейното уравнение на движение е:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \mathbf{v}) = \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (7.2)$$

където  $v$  е скоростта,  $m$  и  $q$  са съответно масата и зарядът на частицата,  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{E}$  са съответно магнитното и електричното поле, а  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  е стандартният фактор на Лоренц. Понеже силата е насочена перпендикулярно на траекторията, магнитното поле не върши работа върху частицата и  $|\mathbf{v}| = \text{const}$ . Ако означим с  $v_{\perp}$  и  $v_{\parallel}$  съответно перпендикулярната и успоредната на полето компоненти на скоростта, то от ур. (7.2):

$$\begin{aligned} \frac{dv_{\parallel}}{dt} &= 0 \\ \frac{dv_{\perp}}{dt} &= \frac{e}{\gamma mc} v_{\perp} B ; \end{aligned} \quad (7.3)$$

Имаме равномерно кръгово движение около магнитните силови линии, а ако  $v_{\parallel} \neq 0$ , траекторията на частицата е спираловидна. Ларморовият радиус  $r_L$  ("радиус на спираловидната траектория") се пресмята с въвеждане на центростремително ускорение  $a_{\perp} = v_{\perp}^2/r_L$ :

$$r_L = \frac{\gamma mc^2 \beta \sin \alpha}{eB} , \quad (7.4)$$

където  $\beta = v/c$ , а  $\alpha$  е ъгълът на засукване между полето и скоростта на частицата (pitch angle). Фундаменталната честота, съответстваща на един орбитален период е:

$$\nu_B = \frac{c \beta \sin \alpha}{2\pi r_L} = \frac{eB}{2\pi \gamma mc} = \frac{\nu_L}{\gamma} \quad (7.5)$$

където  $\nu_L$  се нарича Лармолова (жиромагнитна) честота за нерелативистични частици. Както се вижда, по-силното поле води до намаляване на  $r_L$  и до по-високи  $\nu_B$ . От друга страна, по-голям Лоренцов фактор  $\gamma$  означава по-голяма инертност на електроните и оттук по-големи  $r_L$  (по-малки  $\nu_B$ ). Формулата на Ларморт за мощност на излъчването на заредена частица със заряд  $q$  и ускорение  $\dot{v}$  гласи:

$$P = \frac{2q^2 \dot{v}^2}{3c^3} ; \quad (7.6)$$

Като заместим в нея  $dv_{\perp}/dt$  от ур. (7.3), можем да изведем израз за пълна мощност на синхротронното излъчване:

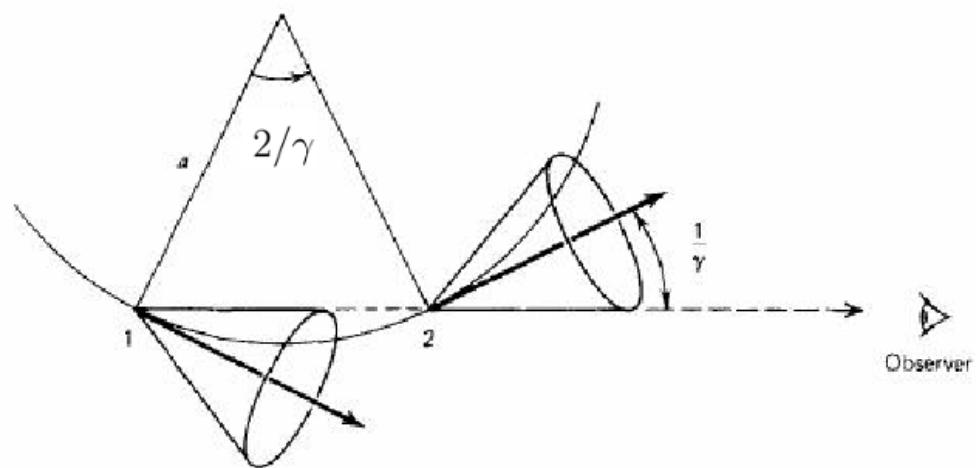
$$P_S(\alpha) = \frac{2e^4}{3m^2c^3} B^2 \gamma^2 \beta^2 \sin^2 \alpha$$

В случая на изотропно разпределение на тъгли на засукване можем да усредним множителя  $\sin^2 \alpha$  по пространствен тъгъл. Това дава  $2/3$ , откъдето:

$$\langle P_S \rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma^2 \beta^2 \quad (7.7)$$

където  $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$  е Томсъновото сечение на разсейване,  $U_B = B^2/8\pi$  е плътността на магнитната енергия, а  $r_0 = e^2/mc^2$  е класическият радиус на електрона. Времето за "охлаждане" на електрони с изотропно разпределение по  $\alpha$  е съответно  $E_e/\langle P_S \rangle = 3\gamma m_e c^2/(4\sigma_T c U_B \gamma^2 \beta^2) = (24.57/B^2\gamma)$  уг. При типичната стойност на полето в околност на SMBH  $B = 10^3$  G и  $\beta = 10^3$ , характерното време на охлаждане е от порядъка на секунда, а при радио-шумни квазари с  $B = 10^{-5}$  G – стотици милиони години.

Спектърът на синхротронното излъчване трябва да е свързан с наблюдаваемите вариации на електричното поле. Типичната честота може да се оцени като реципрочна стойност на характерното време на вариация. Ако електронът е релативистичен, това време не е орбиталният период, а само част от него: когато наблюдателят регистрира лъчението. При движение на частицата по траекторията от точка 1 до точка 2 наблюдателят ще регистрира светлинен пулс, като двете точки отговарят на емисионен конус с тъгъл на разтвора  $2/\gamma$ , включващ лъча на зрение (Фиг. 7.2). Регистрацията на пулс в ограничен времеви интервал, по-малък от орбиталния период, води до разтегляне на спектъра в доста по-широк диапазон от такъв с порядък  $\nu_B$ . Това е съществено свойство на синхротронното излъчване.



Фигура 7.2: Геометрия на синхротронно излъчване от отделен електрон.

Интервалът на емисия  $t_e$  и интервалът на регистрация  $t_A$  ще се различават, тъй като скоростта на електрона е релативистична. Като използваме формулата за фундаменталната честота (7.5), можем да получим изразите:

$$t_e = \frac{1}{v \sin \alpha} \frac{2r_L}{\gamma} = \frac{2}{2\pi \gamma \nu_B} \frac{1}{\nu_L} = \frac{2}{2\pi} \frac{1}{\nu_L} \quad (7.8)$$

$$t_A = t_e(1 - \beta) = t_e \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta} \sim \frac{t_e}{2\gamma^2} = \frac{1}{2\pi\gamma^3\nu_B} \quad (7.9)$$

Тогава типичната синхротронна честота ще бъде:

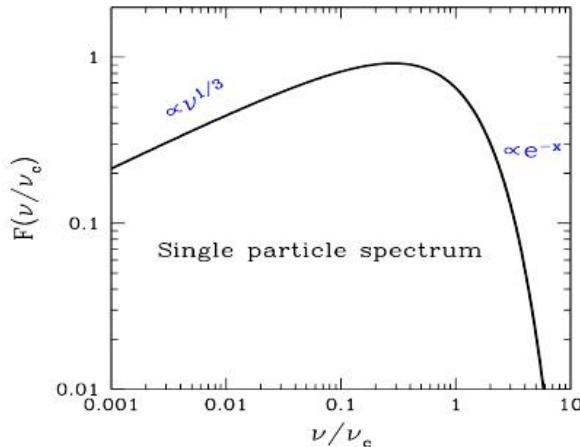
$$\nu_S = \frac{1}{2\pi t_A} = \gamma^3 \nu_B = \gamma^2 \frac{eB}{2\pi m_e c} \quad (7.10)$$

Спектърът на синхротронно излъчване от отделен електрон се извежда чрез Фурие-трансформация на регистрираните колебания на електричното поле като функция на времето. Мощността на излъчване с даден Лоренцов фактор и тъгъл  $\alpha$  е:

$$P_S(\nu, \gamma, \alpha) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{m_e c^2} F(\nu/\nu_{cr}) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{m_e c^2} \frac{\nu}{\nu_{cr}} \int_{\nu/\nu_{cr}}^{\infty} K_{5/3}(y) dy , \quad (7.11)$$

където  $\nu_{cr} = 3\nu_s/2$  е т.нар. *критична честота*, а  $K_{5/3}(y)$  е модифицирана Беселова функция от ред 5/3. Зависимостта от честотата е показана на Фиг. 7.3. Максимумът е при  $\nu \sim 0.29\nu_{cr}$ , докато асимптотичното поведение е както следва:

$$\begin{aligned} F(\nu/\nu_{cr}) &\propto (\nu/\nu_{cr})^{1/3}, & \nu \ll \nu_{cr} \\ F(\nu/\nu_{cr}) &\propto (\nu/\nu_{cr})^{1/2} \exp(-\nu/\nu_{cr}), & \nu \gg \nu_{cr} \end{aligned}$$



Фигура 7.3: Спектър на синхротронно излъчване от отделен електрон. Показани са асимптотичните зависимости на ниски и високи честоти.

## Излъчване от ансамбъл електрони

Разпределението по енергии на високоенергийни частици в повечето астрофизични случаи е степенно:

$$N(\gamma) = K\gamma^{-p} = N(E) \frac{dE}{d\gamma} , \quad \gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{max} ; \quad (7.12)$$

Можем да допуснем, че разпределението по ъгли на засукване не зависи от  $\gamma$ . При това опростяващо предположение се пресмята синхротронната излъчвателна способност  $\epsilon_S$  за тези частици. Така, ако запишем ур. (7.12) за единица обем (т.е. за концентрации) и излъчването е изотропно:

$$\epsilon_S(\nu, \alpha) = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} N(\gamma) P(\gamma, \nu, \alpha) d\gamma \propto KB^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2} \propto KB^{1+n} \nu^{-n}, \quad (7.13)$$

където  $P(\gamma, \nu, \alpha)$  е мощността на излъчване на отделния електрон, а  $n = (p - 1)/2$  се нарича *спектрален показател* на излъчването. Този резултат може да се възпроизведе и от съображението, че излъчването на отделен електрон има максимум около типичната синхротронна честота. Съответно синхротронният поток от хомогенен и тънък източник с обем  $V \propto R^3$  и ъглов радиус  $\theta$ , намиращ се на разстояние  $D_L$ , ще бъде:

$$F_S(\nu) = 4\pi \epsilon_S(\nu) \frac{V}{4\pi D_L^2} \propto \frac{R^3}{D_L^2} KB^{1+n} \nu^{-n} \propto \theta^2 RKB^{1+n} \nu^{-n}, \quad (7.14)$$

Проведени наблюдения на източника на две различни честоти дават възможност да се пресметне показателят  $n$  и оттук – наклонът на разпределението на частиците по енергии  $p$ . Ако освен това познаваме разстоянието и линейния размер на източника  $R$ , все пак остават две неизвестни: плътността на частиците и магнитното поле. Необходима ни е още една връзка. Както ще видим по-долу, тя е осигурена от потока в режим на самоабсорбция.

При нетоплинно разпределение на частиците по енергии вече не можем да използваме закона на Кирхоф. Трябва да прибегнем до по-фундаментални съотношения като това между коефициентите на Айнщайн за спонтанна ( $A$ ) и стимулирана ( $B$ ) емисия. Някои опростявания в това иначе трудно разглеждане са:

1. Степенното разпределение по енергии да се представи като суперпозиция на Максуелови разпределения за различни температури: това свързва енергията на електрона  $\gamma m_e c^2$  с характерната кинетична енергия  $kT$  за електронния подансамбъл.
2. Вече показвахме тясната връзка между излъчената честота и  $\gamma$ . Предполагаме, че дадена честота се погъща предимно от електрони, които излъчват на нея (условие за самоабсорбция). Тогава:

$$kT \sim \gamma m_e c^2 \sim m_e c^2 (\nu / \nu_L)^{1/2},$$

където  $\nu \equiv \nu_S = \gamma \nu_L$  е типичната синхротронна честота за електрони със съответната кинетична температура.

3. Приравнявайки яростната температура  $T_b$  (формула 6.26) на кинетичната температура на електроните, получаваме зависимост на интензитета на излъчване от честотата и магнитното поле:

$$I_\nu = 2kT_b \frac{\nu^2}{c^2} \sim 2m_e \nu^2 (\nu / \nu_L)^{1/2} \propto \nu^{5/2} B^{-1/2}; \quad (7.15)$$

Нека обърнем внимание, че този спектър  $\propto \nu^{5/2}$  е по-стръмен от чернотелния ( $\nu^2$ ), което е следствие от представянето на ансамбъла чрез набор от подансамбли с различни температури. Липсва и зависимост от плътността на частиците (отразена в константа  $K$ ) – това е естествено, поради пропорционалността между броя на излъчващите и погъщащите електрони. Изчезва зависимостта дори от показателя на разпределението

по енергии. Последното е валидно само при еднозначно съответствие между дадено  $\gamma$  и  $\nu$ . Това не винаги е така. Например, при разпределение с долна граница  $\gamma_{\min} \gg 1$  – в този случай електрони с  $\gamma_{\min}$  са най-ефективните излъчватели и абсорбери на всички фотони с  $\nu < \nu_{\min} \equiv \gamma_{\min}^2 \nu_L$ . Тогава ние нямаме право да асоциираме  $\gamma$  с различни температури за различни  $\nu < \nu_{\min}$ . Но ако не променяме  $T$ , интензитетът е типичният за самоабсорбция ( $\propto \nu^2$ , по Релей-Джинс).

При интегриране по полусферата от източника, ще получим потока на синхротронното лъчение:

$$F_\nu \propto \theta^2 \nu^{5/2} B^{-1/2} ;$$

Така, ако можем да наблюдаваме източник със самоабсорбция, бихме могли да оценим магнитното поле в него, дори без да ни е известно разстоянието!

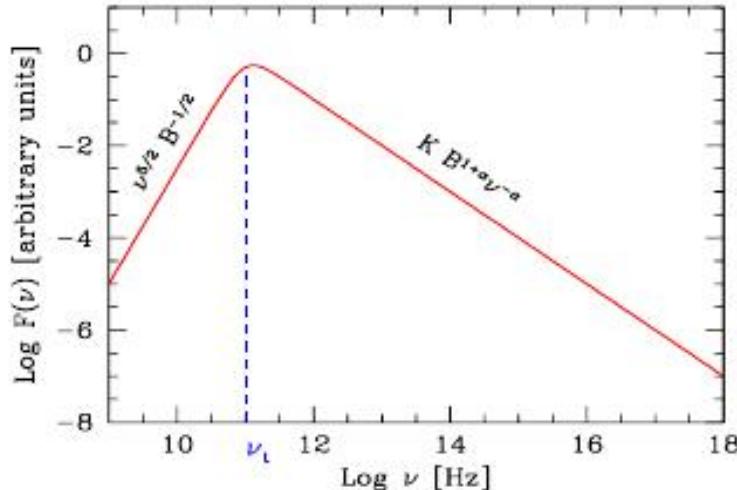
Преходът от самоабсорбционен към оптически тънък режим се оценява от уравнението за лъчистия пренос (вж. Част 8.1). За простота ще разгледаме линейна геометрия на източника: слой с дебелина  $R$ . От формулите за излъчвателната способност (ур. 7.13) и интензитета в самоабсорбционен режим (ур. 7.15) лесно извеждаме функционалната зависимост на коефициента на непрозрачност:

$$\kappa_\nu \rho = \epsilon_s(\nu, p) / I_\nu \propto K B^{(p+2)/2} \nu^{-(p+4)/2}, \quad (7.16)$$

и оттук оценяваме характерната *честота на самоабсорбция*  $\nu_t$ , за която  $\tau(\nu_t) = \kappa_\nu(\nu_t) \rho R = 1$ , т.е. единична оптична дебелина:

$$\nu_t \propto [RKB^{(p+2)/2}]^{2/(p+4)} ;$$

Честотата на самоабсорбция е от критична важност при изучаване на източници на синхротронно излъчване. От една страна, тя разделя оптично дебелия от оптично тънкия режими. От друга страна, максимумът на синхротронния спектър се намира много близо до  $\nu_t$  (Фиг. 7.4). Константата  $K$  и показателят на разпределението на електроните по енергии  $p$  могат да се определят от наблюдения в оптично тънкия режим.



Фигура 7.4: Спектър на синхротронно излъчване от източник със самоабсорбция. С пунктир е обозначена честотата на самоабсорбция. Магнитното поле може да се оцени по наблюдения в оптично дебелия режим, а  $K$  и показателят на разпределението по енергии  $p$  – в оптично тънкия режим.

## 7.2 Компътънови процеси и компътънизация

Компътъновото разсейване е – в общия случай – нееластично разсейване на фотон върху свободен електрон от средата. (По принцип, това може да стане и върху йон, но тъй като сечението на разсейване е обратно пропорционално на квадрата на масата на частицата, такива процеси са с много по-малка ефективност.) Частен асимптотичен случай при нискочестотни фотони и електрони с малка енергия представлява класическото *Томсъново* разсейване. В хладни среди, т.е. ако електронът е с ниска скорост, фотонът му предава част от енергията си и честотата му намалява. Понякога това се нарича *прав* Компътънов ефект. Той определя непрозрачността на веществото спрямо високoenергийни лъчения и представлява механизъм за нагряване на средата. В астрофизиката обикновено по-важен е *обратният* Компътънов ефект, при който фотони с ниски честоти се разсейват върху ултрапререлативистични електрони и съществено повишават честотата си. Това е един от най-важните механизми за генериране на емисионния спектър на различни космически обекти в рентгеновия и в гама-диапазона.

В общия, релативистичен случай, когато енергията на падащия фотон е сравнима или по-голяма от енергията на покой на електрона  $m_e c^2$ , сечението на Компътъновото разсейване се определя в т.нар. режим на Клейн-Нишина (Klein–Nishina). Процесът на разсейване се представя като сблъсък между електрона и фотона като частици, а енергията на разсияния фотон се пресмята чрез прилагане на закона за запазване на енергията и импулса. Сечението зависи от безразмерния параметър на енергията:

$$x \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2} \gamma \left(1 - \frac{v}{c} \cos \Theta\right) ,$$

където  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$  е факторът на Лоренц, а  $\Theta$  е ъгълът между направленията на разпространение на фотона и електрона *преди* разсейването (Фиг. 7.5). Веднага се вижда, че в случая с електрон в състояние на покой  $x = h\nu/m_e c^2$ , а ъгълът  $\theta$  между направленията на падащия и разсияния фотон определя равнината на разсейване, в която лежи и векторът на импулса на електрона. Нека означим характеристиките на частиците след разсейването с “прим” ( $'$ ) и съответно  $x' = h\nu'/m_e c^2$ . От запазването на енергията и импулса преди и след разсейването в *нерелативистичен* режим ( $v \ll c$ ) може да се изведе връзката:

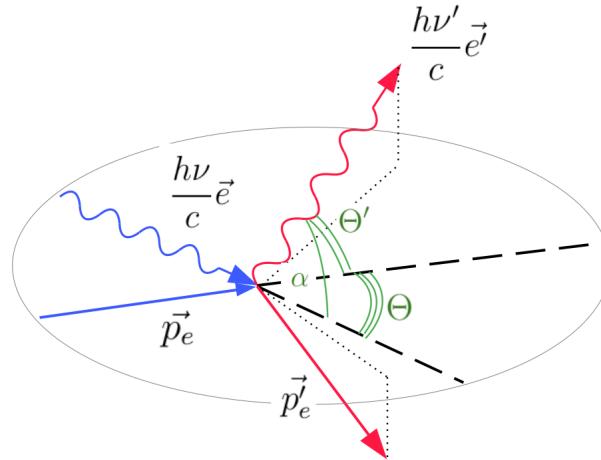
$$x' = \frac{x}{1 + x(1 - \cos \theta)} ,$$

от където за промените в честотата и дължината на вълната следва:

$$\nu' = \nu \frac{1}{1 + (h\nu/m_e c^2)(1 - \cos \theta)} , \quad \lambda' = \lambda + \frac{h}{m_e c}(1 - \cos \theta) ; \quad (7.17)$$

Така дължината на вълната нараства с един фактор от квантов характер, пропорционален на  $h/m_e c$ , като коефициентът на пропорционалност е максимум 2, защото  $0 \leq \theta \leq \pi$ . Величината  $\lambda_C = h/m_e c$  се нарича *Компътънова дължина на вълната* (за електрона:  $0.024 \text{ \AA}$ ) и определя пространствения машаб, при който квантовите релативистични процеси стават съществени. Например, в електромагнитно поле с нехомогенност на машаб  $l < \lambda_C$  енергията на фотоните  $hc/l > m_e c^2$  и става възможно разждането на електрон-позитронни двойки.

При непренебрижима скорост на електрона и  $h\nu/m_e c^2 \gtrsim 1$  формула (7.17) се модифи-



Фигура 7.5: Комптьново разсейване. Показани са направленията на частиците преди (синьо) и след разсейването (червено), както и характерните ъгли, влизащи във формулата за промяна на честотата.

цира с отчитане на импулса на електрона преди разсейването:

$$\nu' = \nu \frac{1 - (v/c) \cos \Theta}{1 - (v'/c) \cos \Theta' + (h\nu/\gamma m_e c^2)(1 - \cos \theta)} , \quad (7.18)$$

където  $\Theta'$  е ъгълът между направленията на разпространение на електрона преди разсейването и на фотона след разсейването. При обратния Комптьнов ефект, т.е. при разсейване на нискочестотни фотони върху ултратрелативистични електрони с  $v \sim c$ , най-голяма е вероятността за разсейване в направлението на движението на електрона ( $\cos \Theta' \sim 1$ ). Ако е изпълнено  $h\nu/\gamma m_e c^2 \ll 1 - (v'/c) \cos \Theta'$ , формула (7.18) се опростява до:

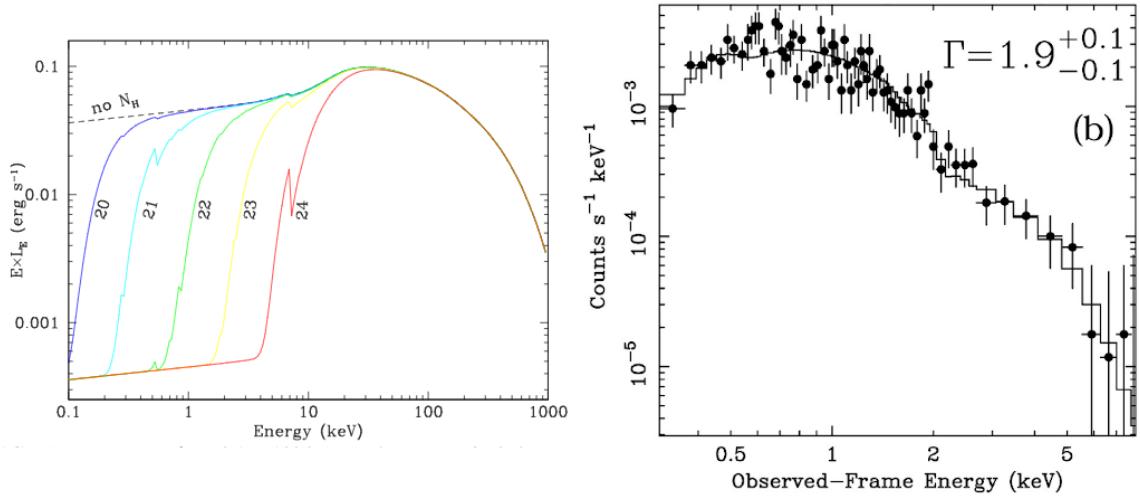
$$\nu' = \nu \frac{1 - (v/c) \cos \Theta}{1 - (v'/c) \cos \Theta'} , \quad (7.19)$$

Това означава, че промяната на честотата е следствие просто от ефекта на Доплер – тя зависи единствено от скоростта на разсейващия електрон. Следователно, обратният Комптьнов ефект е чисто класически феномен, за което говори и отсъствието на  $\hbar$  от формула (7.19). От последната също личи, че при разсейване по посока на движението на електрона ( $\cos \Theta' \sim 1$ ) честотата нараства значително:  $\nu' \sim \gamma^2 \nu$ . Точното пресмятане показва, че при разсейване върху релативистични електрони с изотропно разпределение по скорости (например, изхвърлени от централен източник)  $\nu' = (4/3)\gamma^2 \nu$ . Ако разпределението на тези електрони по енергии е от степенен вид

$$dN_e \propto E_e^{-\beta} dE_e ,$$

то се оказва, че генеририаният спектър на високоенергийното лъчение също ще бъде степенен:

$$I_\nu = B(\nu/\nu_0)^{-s} , \quad s = \frac{\beta - 1}{2} ,$$



Фигура 7.6: Спектри на активни галактични ядра. *Вляво:* Типични спектри на AGN с фотоелектрична абсорбция с максимум и степенен спектър поради компътънизация (Compton reflecting hump) и обрязване при високи енергии (Treister & Urry 2011). *Вдясно:* Обобщен спектър на 46 радио-тихи квазари на  $z = 4.0 - 6.3$  (Vignali, Brandt, & Schneider 2004). В първия случай спектърът на фотони с по-ниски енергии се дължи на фотоелектрична абсорбция.

като  $B$  е константа, а  $\nu_0$  е нормировъчна честота. Отклонение от този степенен закон се получава при много големи енергии на електроните, поради намаляване на сечението на разсейване (вж. по-долу).

Сечението на разсейване върху неподвижен електрон може да се изведе със средствата на класическата електродинамика. Най-простото разглеждане е при линейно поляризирано падащо лъчение. Разсеяното лъчение също е напълно линейно поляризирано в равнината, определена от вектора на поляризация на падащото и посоката на разсейване. Напълно неполяризирана падаща вълна може да се представи като сума от две ортогонални напълно линейно поляризирани вълни, чито разпределения на разсейване после се сумират. При такава постановка се извежда класическото Томсъново сечение:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 , \quad (7.20)$$

където  $r_0 = e^2/m_e c^2$  е класическият радиус на електрона. Квантово описание в режим на Клайн-Нишина става наложително при  $x \neq 0$ , поради отскочането на първоначално неподвижния електрон и зависимостта на сечението на разсейване от енергията на фотона. Томсъновото сечение се превръща в класическата граница на по-общото сечение по Клайн-Нишина:

$$\begin{aligned} \sigma_{KN} &\simeq \sigma_T \left( 1 - 2x + \frac{26x^2}{5} + \dots \right) , \quad x \ll 1 , \\ \sigma_{KN} &\simeq \frac{3}{8x} \sigma_T \left[ \ln(2x) + \frac{1}{2} \right] , \quad x \gg 1 ; \end{aligned} \quad (7.21)$$

$$y = N_{\text{C-scat}} \times \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$$

Промяната на честотата на фотоните поради многократни комптънови разсейвания върху електрони се нарича *комптънизация*. Обикновено тя се разделя на топлинна, ако разсейването е върху електрони с Максуелово разпределение по скорости, и турбулентна (bulk), при разсейване върху едромащабни потоци от електрони.

Комптънизацията е водещият механизъм на обмен на енергия между плазмата и лъчението в ранната Вселена и в компактни рентгенови източници като активни галактични ядра и близки околности на черни дупки (например, Cygnus X-1). Топлинната комптънизация чрез фотони с  $h\nu \ll m_e c^2$  в хладни среди ( $kT_e \ll m_e c^2$ ) е ефективна за загряването им, въпреки слабата промяна на честотата на фотоните при индивидуални актове на разсейване. От друга страна, при многократни разсейвания в горещи среди един нискочестотен фотон може бързо да повиши енергията си, за сметка на охлажддането на електронния ансамбъл.

Спектърът на лъчението в компактни рентгенови източници обикновено се генерира в облак от плазма с висока температура и сравнително малка оптична дебелина по отношение на Томсъновото разсейване. Възможните източници на нискочестотни фотони в облака са спирачното лъчение, циклотронното излъчване на електроните в силни магнитни полета или пък външни източници. Фотоните дифундират в средата, претърпявайки десетки разсейвания, и така възниква степенен спектър. Типични спектри на активни галактични ядра са сравнени с наблюдателни данни на Фиг. 7.6.

Обратният Комптънов ефект е играл важна роля и в ранната Вселена. Тя е представлявала безкрайна, почти еднородна среда, запълнена с горещ междугалактичен газ и с нискочестотното фоново излъчване. Съвместният ефект от спирачно лъчение и комптънизация е довело до оформяне на Планков спектър на много големи червени отмествания. От друга страна, на стадия на оформяне на галактичните купове, комптънизацията в междугалактичната среда е довела до промяна на интензитета на СМВ. Ефектът от нея е измерваем и се нарича *ефект на Сюняев-Зелдович*, по името на учените, които го предсказват през 1969 г. С негова помощ може да се оцени типичният размер на галактичните купове.

# Глава 8

## Пренасяне на енергия в космическите обекти

Водещите механизми на пренасяне на енергия в космоса са: чрез лъчението (лъчист / радиативен пренос), чрез конвекция и чрез топлопроводност. В междузвездната среда енергията се пренася главно чрез конвекцията (а в някои случаи, и чрез турбулентни вихри). При звездите пренасянето става алтернативно чрез лъчението или чрез конвекция. В плътни среди като вътрешността на планетите и в обекти от изродено вещества като белите джуджета главен механизъм е топлопроводността. Ще се спрем на пренасянето на енергия чрез лъчението и чрез конвекция.

### 8.1 Уравнение на лъчистия пренос

При преминаване през слой вещества, електромагнитното лъчение взаимодейства с него и протичат разнообразни процеси на абсорбция, разсейване или емисия. Така веществото не се явява прост “препредавател” на лъчистата енергия, а участва по сложен начин в преноса. Един фотон може да бъде погълнат от атом и молекула и веднага да бъде преизлъчен на същата честота (но в произволна посока!). Този процес се нарича *чисто (кохерентно) разсейване*. От друга страна, фотонът може да бъде преизлъчен на друга честота или “раздробен” на няколко кванта чрез каскадни преходи (*некохерентно разсейване*) и така става преразпределение на интензитета на излъчване по честоти. Най-сетне, енергията на фотона може да се трансформира напълно в топлинна енергия, чрез увеличаване на кинетичната енергия на погълщащата частица. Такъв процес се нарича *същинска абсорбция*. Някои примери за същинска абсорбция са: а) фотойонизация на атом; б) удар от втори род (свръхеластичен удар): погълнатият фотон възбуджа атома, а при последващия удар атомите увеличават кинетичната си енергия за сметка на енергията на възбудждане.

Величината, описваща всички процеси във веществото, които водят до отслабване на специфичния интензитет  $I_\nu$  на падащото лъчение (разсейване и същинска абсорбция), се нарича **коefficient на абсорбция** или **коefficient на непрозрачност**  $\kappa_\nu$ . В система CGS  $\kappa_\nu$  се измерва в  $[cm^2/g]$  и има смисъл на сумарното сечение на взаимодействие с лъчението на единица маса вещества. Той е обратно пропорционален на средния свободен пробег на фотона в даденото вещество. Ако в слой с дебелина  $ds$  няма източници на лъчение, то намаляването на  $I_\nu$  поради непрозрачността ще бъде:

$$dI_\nu^- = -\kappa_\nu \rho I_\nu ds \quad (8.1)$$

От друга страна, спонтанната емисия на фотони от възбудени атоми или йони в слоя ще повиши специфичния интензитет или може да бъде единственият източник на лъчение.

(Изключваме случаите, когато в слоя протичат термоядрени реакции - с тях ще се занимаваме в Част III.) Такива процеси се описват от *коefficienta на излъчване*  $j_\nu$  на единица маса вещества. Спонтанната емисия не зависи от падащото лъчение и тогава нарастването на  $I_\nu$  в слоя ще бъде:

$$dI_\nu^+ = j_\nu \rho ds \quad (8.2)$$

Така за промяната на  $I_\nu$  при преминаване през слой вещества  $ds$  можем да напишем:

$$dI_\nu = dI_\nu^- + dI_\nu^+ = -\kappa_\nu \rho I_\nu ds + j_\nu \rho ds$$

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu \rho I_\nu + j_\nu \rho \quad (8.3)$$

Този израз се нарича **уравнение на преноса** или **уравнение на лъчистия пренос**. Като нехомогенно обикновено диференциално уравнение от първи ред, то може да се реши пряко, ако са ни познати функциите  $\kappa_\nu$  и  $j_\nu$  като функции на плътността, температурата и химичния състав на веществото и те не зависят от  $I_\nu$ <sup>1</sup>. За решаването му ще въведем понятието *оптична дебелина*  $\tau_\nu$  и ще презапишем уравнението на преноса:

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu \rho ds \quad \tau_\nu = \int_0^s \kappa_\nu \rho ds'$$

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = -I_\nu + S_\nu , \quad (8.4)$$

където  $S_\nu = j_\nu / \kappa_\nu$  се нарича *функция на източника*. След прегрупиране и умножаване на уравнението с  $\exp(\tau_\nu)$ , стигаме до:

$$\left( \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} + I_\nu \right) \exp(\tau_\nu) = \frac{d}{d\tau_\nu} \left( I_\nu \exp(\tau_\nu) \right) = S_\nu \exp(\tau_\nu)$$

и след интегриране:

$$I_\nu \exp(\tau_\nu) - I_\nu(\tau_\nu = 0) = \int_0^{\tau_\nu} S_\nu \exp(\tau'_\nu) d\tau'_\nu$$

Ако отбележим с  $I_\nu^0 := I_\nu(\tau_\nu = 0)$  интензитетът на лъчението, падащо върху слоя плазма с оптична дебелина  $\tau_\nu$ , то интегралният специфичен интензитет на слоя се описва от **интегралното уравнение на лъчистия пренос**:

$$I_\nu = I_\nu^0 \exp(-\tau_\nu) + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu \exp(-(\tau_\nu - \tau'_\nu)) d\tau'_\nu \quad (8.5)$$

Първият член представлява поглъщането на падащото лъчение, а вторият - собствено-то излъчване (приносът) на слоя. Този принос намалява пропорционално на оставащата до края оптична дебелина  $\tau_\nu - \tau'_\nu$ . Условно се приема, че *оптично плътна* среда е такава с  $\tau_\nu \approx 1$ , защото при преминаване през нея интензитетът на лъчението намалява е пъти. От анализа на уравнението можем да направим няколко прости извода:

<sup>1</sup> Това условие не е изпълнено при лазерно излъчване или при отсъствието на ЛТР

- Лъчението не прониква в оптично плътни области ( $\tau_\nu \gg 1$ ).
- Ако наблюдаваме излъчващ обект ( $\tau$  се измерва “навътре” от повърхността по лъча на зрение), няма да регистрираме емисии от области с  $\tau_\nu \gg 1$ .
- Ако лъчението преминава през няколко газови слоя с различни температури, регистрираният специфичен интензитет отговаря на температурата на слоя с  $\tau \approx 1$ , защото  $\tau \approx 1$  отговаря на средния свободен пробег на фотоните. Този извод има важно приложение при изучаването на звездните атмосфери.

\* \* \*

За външните области на звездите в повечето случаи може да се приеме, че е налице **лъчисто равновесие**: за всеки произволно избран малък обем количеството на получената и отдадената лъчиста енергия са равни. В такъв случай  $dI_\nu/ds = 0$ , лъчението е изотропно и хомогенно и е изпълнен *законът на Кирххоф* (срв. (8.3)), т.е. слоят излъчва като АЧТ:

$$I_\nu = S_\nu = B_\nu(T)$$

Пълната локална функция на разпределение на светлинната енергия обаче **не се определя** от локалната температура  $T$  ( $I_\nu \neq B_\nu(T)$ ), а от локалното уравнение на лъчистия пренос:

$$0 \neq \frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu \rho (I_\nu - B_\nu(T(s)))$$

Вторият член отчита приноса на слоеве с различна температура. При всякачва честота, в зависимост от разликата между падащото лъчение и локално излъченото чернотелно лъчение, специфичният интензитет нараства или намалява при преминаване през малък обем в ЛТР.

Уравнението на лъчистия пренос има важни приложения в астрофизиката, някои от които ще разгледаме по-надолу.

## 8.2 Възникване на емисионен и абсорбционен спектър

Нека обсъдим накратко условията за възникване на емисионен или абсорбционен спектър. Да разгледаме обем от горещ газ с температура  $T$ , разположен пред светлинен източник с интензитет  $I_\nu^0$ . От интегралното уравнение на лъчистия пренос (8.5), при интегриране по лъча от източника през газовия слой с оптична дебелина  $\tau_\nu$  (път  $s$ ) и функция на източника  $S_\nu$  получаваме:

$$I_\nu = I_\nu^0 \exp(-\tau_\nu) + S_\nu(T) (1 - \exp(-\tau_\nu)) \quad (8.6)$$

Няколко важни частни случаи са следните:

- Газът е оптически тънък ( $\tau_\nu \ll 1$ ), но е в ЛТР, а падащото лъчение е пренебрежимо ( $I_\nu^0 \rightarrow 0$ ):

$$I_\nu = B_\nu(T) (1 - \exp(-\tau_\nu)) \approx \tau_\nu B_\nu(T) = \kappa_\nu \rho s B_\nu(T)$$

Наблюдава се силна (слаба) емисия в зависимост от стойността на  $\kappa_\nu$ . При честоти  $\nu$ , съответстващи на преходи между дискретните нива на газовите атоми или йони,  $\kappa_\nu$  е голямо и се регистрира характерен **емисионен спектър**. Някои астрофизични примери: звездни ветрове, области на звездообразуване, активни галактични ядра (AGN).

- Газът е оптически дебел ( $\tau_\nu \gg 1$ ), но е в ЛТР, а падащото лъчение е пренебрежимо ( $I_\nu^0 \rightarrow 0$ ):

$$I_\nu = S_\nu(T) = B_\nu(T)$$

Такъв газ излъчва **непрекъснат чернотелен спектър** без никакви особености.  
Астрофизичен пример: космическото фоново лъчение.

- Газът е оптически тънък ( $\tau_\nu \ll 1$ ) и е осветен от друг източник ( $I_\nu \neq 0$ ):

$$I_\nu = I_\nu^0 (1 - \tau_\nu) + S_\nu(T) \tau_\nu = I_\nu^0 - \kappa_\nu \rho s (I_\nu^0 - S_\nu(T))$$

Потокът през газа ще отслабва, ако  $I_\nu^0 > S_\nu(T)$ , и ще се усилва - в обратния случай.  
Ако  $\kappa_\nu$  е голямо, защото съответства на преход между дискретни нива в газовите частици, ще наблюдаваме:

- При  $I_\nu^0 > S_\nu(T)$ , *абсорбционна линия*  
Астрофизични примери: звездни атмосфери, газов облак около звезда, междугалактичен газ пред квазар.
- При  $I_\nu^0 < S_\nu(T)$ , *емисионна линия* върху фоновия спектър  
Астрофизични примери: звездни корони (в частност, слънчевата корона)

- Газът е оптически дебел ( $\tau_\nu \gg 1$ ) и е осветен от друг източник ( $I_\nu^0 \neq 0$ ). Тогава, както във втория случай по-горе имаме чернотелен спектър без особености:

$$I_\nu = B_\nu(T)$$

### 8.3 Потъмняване на звездните дискове към лимба

Повърхностната яркост на слънчевия диск намалява от центъра към неговия край (т.нар. *лимб*). Този факт се обяснява лесно в светлината на теорията за пренос на лъчението. Да се върнем на интегралното уравнение на лъчистия пренос (8.5).

$$I_\nu = I_\nu^0 \exp(-\tau_\nu) + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu \exp(-(\tau_\nu - \tau'_\nu)) d\tau'_\nu$$

Можем да пренебрегнем евентуален поток на падащо лъчение към слънчевата повърхност "отвън" и да приемем, че в долния край на фотосферата  $\tau \rightarrow \infty$ . Освен това, при малките линейни размери на фотосферата можем да прибегнем до плоскопаралелно приближение и изразът за оптичния път  $(\tau_\nu - \tau'_\nu)$  ще се коригира:  $(\tau_\nu - \tau'_\nu)/\cos \theta$  (вж. Фиг. 8.1). При условията на лъчисто равновесие във всеки елементарен слой на фотосферата е изпълнен законът на Кирххоф и  $S_\nu = B_\nu$ . В крайна сметка от горното уравнение за излъчването на фотосферата чрез смяна на променливата (преминаваме към оптичен път) получаваме израз за специфичния интензитет на излъчването от слънчевата повърхност ( $\tau_\nu = 0$ ) под ъгъл  $\theta$  спрямо нормалата:

$$I_\nu(0, \theta) = \int_0^\infty B_\nu \exp(-\tau'_\nu/\cos \theta) d(\tau'_\nu/\cos \theta) \quad (8.7)$$

Пресмятането на интеграла не би представлявало трудност, ако е известно стратификационното разпределение на температурата - в зависимост от геометричната или оптичната дебелина. (Във втория случай е необходимо и точно пресмятане на коефициента на

непрозрачност.) Често (8.7) се разглежда като уравнение относно  $B_\nu$ , доколкото  $I_\nu(0, \theta)$  е наблюдана величина. Познаването на  $B_\nu(\tau_\nu)$  дава възможност за определяне на  $T = T(r)$ , а оттук, при налагането на изискване за хидродинамично равновесие, за определяне и на стратификационното разпределение на налягането. Така чрез тези зависимости се строи *модел на слънчевата атмосфера*, чийто главен параметър е непрозрачността  $\kappa_\nu$ , зависеща на свой ред най-вече от химичния състав.

**Законът за потъмняване на диска към лимба** може обаче да бъде обоснован без по-нататъшни пресмятания. Понеже

$$\int_0^\infty \exp(-\tau'_\nu/\cos\theta) d(\tau'_\nu/\cos\theta) = 1 ,$$

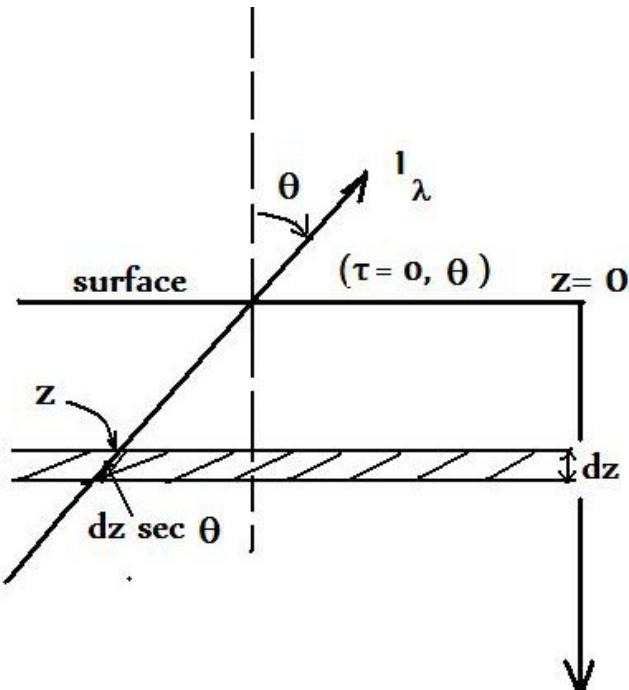
то

$$I_\nu(0, \theta) = \frac{\int_0^\infty B_\nu \exp(-\tau'_\nu/\cos\theta) d(\tau'_\nu/\cos\theta)}{\int_0^\infty \exp(-\tau'_\nu/\cos\theta) d(\tau'_\nu/\cos\theta)} \quad (8.8)$$

Този израз показва, че  $I_\nu(0, \theta)$  може да се разглежда като претеглена средна стойност от излъчванията  $B_\nu(\tau'_\nu)$ , достигащи до наблюдателя от различни оптични дълбочини. Когато  $\theta \rightarrow \pi/2$ ,  $\tau'_\nu/\cos\theta \rightarrow \infty$  и  $\exp(-\tau'_\nu/\cos\theta) \rightarrow 0$ . Следователно, излъчването от края на слънчевия диск произхожда от повърхностните слоеве на слънчевата фотосфера и е приблизително равно на излъчването на АЧТ със съответна температура  $T_0$ :

$$I_\nu(0, \pi/2) \approx B_\nu(T_0)$$

От друга страна, излъчването от центъра на диска ( $\theta = 0$ ) произхожда от сравнително



Фигура 8.1: Плоскопаралелно приближение на звездна атмосфера.

дълбоки атмосферни слоеве. Ако температурата на Слънцето не зависеше от дълбочината, то и  $I_\nu(0, 0) = B_\nu(T_0)$  и не бихме наблюдавали потъмняване на диска към края. Наличието на такъв феномен обаче свидетелства за нарастването на температурата с оптичната дълбочина. По-детайлни изследвания показват, че при лъчисто равновесие функцията на източника може да се представи като линейна функция на оптичната дебелина:

$$B_\nu \approx S_\nu \approx a_\nu + b_\nu \tau_\nu$$

Като заместим този израз в (8.7) и положим  $t_\nu := \tau'_\nu / \cos \theta$ , лесно решаваме интеграла:

$$I_\nu(0, \theta) = \int_0^\infty (a_\nu + b_\nu t_\nu \cos \theta) \exp(-t_\nu) dt_\nu = a_\nu + b_\nu \cos \theta \quad (8.9)$$

Тогава отношението на специфичния интензитет от произволна точка на слънчевия диск към максималния интензитет ще бъде:

$$\frac{I(0, \theta)}{I(0, 0)} = \frac{a_\nu + b_\nu \cos \theta}{a_\nu + b_\nu}$$

Отношението  $K_\nu = b_\nu / (a_\nu + b_\nu)$  се нарича *коefficient на потъмняване към лимба*. Той е монотонна функция на честотата; има много малки стойности във FIR до големи в ултравиолетовия диапазон. Но при никаква честота  $K_\nu$  не достига нулева стойност (дискът никога не потъмнява напълно) - стига да е изпълнено предположението за лъчисто равновесие. Тогава **законът за потъмняване на диска към лимба** се записва:

$$I_\nu(0, \theta) = I_\nu(0, 0)(1 - K_\nu + K_\nu \cos \theta) \quad (8.10)$$

### 8.3.1 Пренос на енергия чрез конвекция

Наблюдателно доказателство за наличието на конвекция при звездите е гранулацията в слънчевата атмосфера. Поради високата радиална скорост в гранулите можем да приемем конвекцията за адиабатен процес. Да разгледаме издигането на обемен елемент с начални плътност и температура  $(\rho', T')$  от слой с радиус  $r$  до такъв с  $r+dr$ . Ако на новото ниво  $\rho'$  е по-голяма от плътността на околната среда, имаме устойчива стратификация и обемният елемент потъва обратно надолу - в противен случай  $(\rho' < \rho)$ , продължава да се издига под действието на подемна сила. И така, условието за конвекция е  $|d\rho'/dr| > |d\rho/dr|$ . Ако приемем, че елементът се издига достатъчно бавно ( $v \ll c_s$ ), външното и вътрешното налягане ще се уравновесяват:  $P = P'$ . Тогава от уравнението на състоянието на идеалния газ  $\rho T = \rho' T'$  и условието за конвекция може да се изрази чрез температурния градиент:

$$\left| \frac{dT'}{dr} \right| < \left| \frac{dT}{dr} \right| \quad , \quad (8.11)$$

което може да се приведе в безразмерен вид чрез умножаване с  $\frac{P}{T} \frac{dr}{dP}$  и се нарича *критерий за възникване на конвекция на Шварцшилд* (Schwarzschild):

$$\left| \frac{d \ln T'}{d \ln P} \right| < \left| \frac{d \ln T}{d \ln P} \right| \quad , \quad (8.12)$$

или, с други думи, **адиабатният градиент не надминава по модул лъчиствия**. Последният се оценява от уравнението за лъчиствия пренос в сферични координати:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\pi} \frac{\rho \bar{\kappa}}{\sigma T^3} \frac{L_r}{r^2}, \quad (8.13)$$

където  $\bar{\kappa}$  е Роселандовото средно на непрозрачността (ур. 6.20), а  $L_r$  е светимостта на слоя. Сега вземаме предвид предположението за адийабатност на процеса:

$$P \propto \rho^\gamma, \quad T \propto \rho^{\gamma-1}$$

$$\ln P \propto \gamma \ln \rho, \quad \ln T \propto (\gamma - 1) \ln \rho \propto \ln P - \frac{1}{\gamma} \ln P$$

и получаваме за адийабатния градиент:

$$\left| \frac{d \ln T}{d \ln P} \right|_{ad} = 1 - \frac{1}{\gamma} \quad (8.14)$$

За едноатомен газ показателят на адийабатата  $\gamma = c_P/c_V = 5/3$ , откъдето  $\left| \frac{d \ln T}{d \ln P} \right|_{ad} = 0.4$ . Когато  $\left| \frac{d \ln T}{d \ln P} \right|_{rad} > 0.4$  се включва конвективният механизъм на пренасяне на енергия. От термодинамиката е известно, че  $c_P - c_V = k/\mu m_p$  или  $1 - 1/\gamma = k/\mu m_p c_P$ , т.e. по-високият специфичен топлинен капацитет прави конвекцията по-вероятна. Такъв именно е случаят в зоните на ионизация и рекомбинация, където броят на частиците нараства рязко при приближително постоянна температура. Температурата на издигация се в рекомбинационна зона газов елемент се изменя слабо поради отделените фотони, които отслабват охлажддането чрез адийабатно разширение. Затова характерните конвективни области при по-маломасивните звезди са *външни*, където са налице условия за ионизация и рекомбинация на водорода и хелия.

# Глава 9

## Практическа астрофизика I: Астрофотометрия

### 9.1 Скала на звездните величини

В продължение на много векове, единственият използван от човечеството фотометричен прибор е било окото. Затова и традиционните астрофотометрични понятия са свързани с възприятията на окото. Такова е понятието *блъсък* на една звезда. Казано на съвременен научен език, блъсъкът е осветеността, която звездата създава в точката на наблюдение върху единична площ, перпендикулярно на лъчението. За мярка на блъсъка е въведена още от Хипарх (II в. пр.Хр.) **скала на звездните величини**. Тя е обратна и първоначално е била дискретна: най-ярките светила са били от първа звездна величина ( $1^m$ ), по-слабите от тях - от  $2^m$  и т.н.; най-слабите, на границата на видимостта с просто око - от  $6^m$ . През XIX век назряват условията тази скала да се калибрира на физическа основа. Първо, тя е разширена, защото с помощта на телескопи вече могат да се наблюдават и заснемат много по-слаби, невидими с просто око обекти. Второ, установена е връзката между възприятията на човешките сетива и физичните величини. Съгласно **закона на Вебер-Фехнер** (Weber - Fechner)<sup>1</sup>, при нарастване на интензитета  $I$  на физичната величина в геометрична прогресия, усещането на сетивото  $m$  (физиологична величина) се усилва в аритметична прогресия:

$$dm = -K \frac{dI}{I}$$

Ако разстоянието до източника не е известно, формулата може да се обобщи с включване на осветеността  $E$ :

$$dm = -K \frac{dE}{E}$$

С други думи, човешките сетива се оказват логаритмични приемници и този факт е с огромно значение за всекидневния живот, защото позволява възприятията ни да имат широк обхват. Константата на пропорционалност  $K$  в случая с окото била уточнена въз основа на преглед на древните и средновековни каталоги. Оказалось се, че разлика от една звездна величина съответствала на  $\sim 2.5$  пъти разлика в интензитетите на (осветеностите от) източниците. От друга страна, поради индивидуалните особености на окото, оценките на различни наблюдатели за звездната величина на една и съща звезда се различавали. Тази несигурност от субективен характер давала известна свобода при калибровка на скалата. Така, през 1856 г. англичанинът Норман Погсън (Pogson) предложил на  $\Delta m = 5$

<sup>1</sup> Изведен за силата на звука и човешкия слух, но оказал се валиден и за зрителните възприятия.

да съответства стократно намаляване на осветеността, т.е. полага  $K = -2.5$ :

$$m_2 - m_1 = -2.5 \lg \frac{E_2}{E_1} \quad (9.1)$$

Това е т.нар. **формула на Погсън**, която става стандартен метод за приписване на звездна величина на излъчващ космически обект. Знакът “минус” отдясно показва, че скалата на звездните величини е обратна, както е въведена в древността, и това е един от нейните недостатъци. Тя няма естествен нулпункт; днес се използва разширена скала на Хипарх ( $\Delta m = 50^m$ ), като за стандартни звезди при дефиниране на нулпункта се използва т.нар. *Северен полярен ред*: стотина звезди, намиращи се около Северния небесен полюс.

## 9.2 Фотометрични системи. Цветови индекси

Освен че е субективна, окомерната скала на звездните величини зависи от спектралната чувствителност на приемника. Окото е най-чувствително към зеления цвят на оптичния спектър ( $\lambda = 5550 \text{ \AA}$ ), докато например въведените в употреба през XIX век фотопласти - в синята област. Следователно, калибрирането на скалата на звездните величини и поставянето ѝ на физическа основа изисква въвеждането на **фотометрична система**, с отчитане на спектралния обхват и спектралната чувствителност на приемниците и/или на използвани филтри. Основните характеристики на даден филтър (приемник) с крива на пропускане (спектрална чувствителност)  $T(\lambda)$  са *ефективната дължина на вълната*  $\lambda_{\text{eff}}$  и *ефективната ширина*  $\Delta\lambda$ :

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty \lambda T(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty T(\lambda) d\lambda}$$

$$\Delta\lambda = \frac{\int_0^\infty T(\lambda) d\lambda}{T(\lambda)(\lambda_{\text{eff}})}$$

И така, **фотометричната система** представлява добре дефиниран набор от филтри ( $T_x(\lambda)$  ( $x = 1, 2, \dots$ )), снабден със списък на стандартни звезди за определяне на нулпункта. В зависимост от средната ефективна ширина на филтрите  $\langle \Delta\lambda \rangle$  фотометричните системи се делят на три групи:

- широкоивични:  $\langle \Delta\lambda \rangle > 300 \text{ \AA}$
- средноивични:  $100 \leq \langle \Delta\lambda \rangle \leq 300 \text{ \AA}$
- тясноивични:  $\langle \Delta\lambda \rangle < 100 \text{ \AA}$

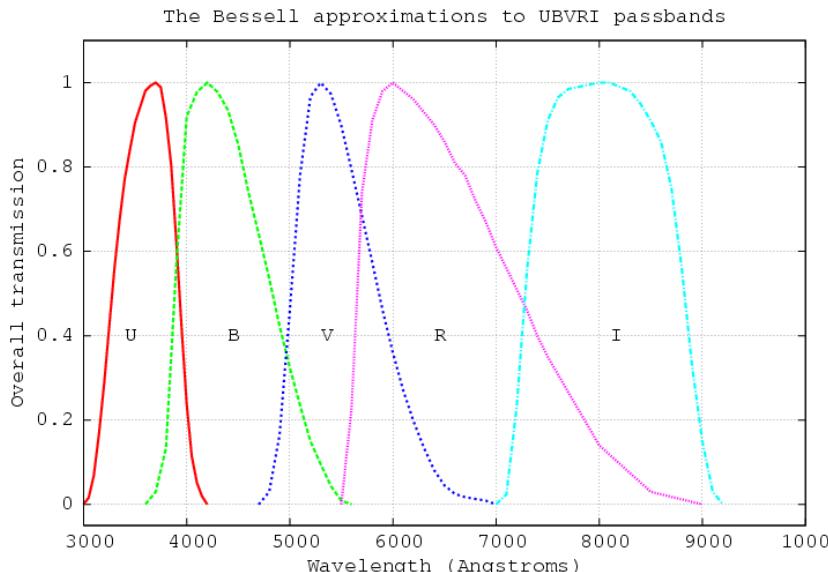
Използването на една или друга фотометрична система при астрономически наблюдения зависи от различни фактори като: инструмент за наблюдение, вид наблюдаван обект, особености на поставената научна задача. Някои от съвременните телескопи (напр. HST) работят със собствена фотометрична система, отразяваща техническите характеристики на техните прибори. Широкоивичните системи дават възможност за обхващане на пошироки ивици от спектъра на звездите и оттук за получаване на фундаменталните им параметри, докато средно- и тясноивичните са подходящи при изучаване на конкретен тесен спектрален диапазон или конкретни спектрални линии или групи от линии.

За стандартна звезда за привързане на нулпункта в повечето съвременни широкоизточни системи е избрана Вега ( $\alpha$  Lyr), която има звездна величина  $0^m$  във всички филтри. Тогава **видимата звездна величина** на дадено светило във филтър  $x$  се дефинира по формулата на Погсън (9.1) чрез потока от Вега  $f_{\lambda, \text{Vega}}$  и от светилото  $f_{\lambda}$ , регистрирани от Земята:

$$m_x = -2.5 \lg \left( \frac{\int f_{\lambda} T_x(\lambda) d\lambda}{\int f_{\lambda, \text{Vega}} T_x(\lambda) d\lambda} \right) \quad (9.2)$$

Най-широко използваната широкоизточна система е тази на Johnson & Morgan (1953), наречена  $UBV$  по обозначенията на трите си основни филтъра: Ultraviolet ( $\lambda_{\text{eff}} = 3580 \text{ \AA}$ ), Blue ( $\lambda_{\text{eff}} = 4390 \text{ \AA}$ ) и Visual ( $\lambda_{\text{eff}} = 5450 \text{ \AA}$ ). По конвенция, звездната величина, измерена при наблюдение в даден филтър, се обозначава с неговата буква, т.e.  $m_U := U$ ,  $m_B := B$ ,  $m_V := V$ . По-късно, системата  $UBV$  е разширена с добавяне на червения филтър  $R$  и на инфрачервените  $IJKLMN$ . Апроксимации на някои от стандартните криви на пропускане на системата са приведени на Фиг. 9.1. Звездната величина на стандартната звезда Вега във всички филтри е нула:

$$U_{\text{Vega}} = B_{\text{Vega}} = V_{\text{Vega}} = R_{\text{Vega}} = I_{\text{Vega}} = \dots = 0$$



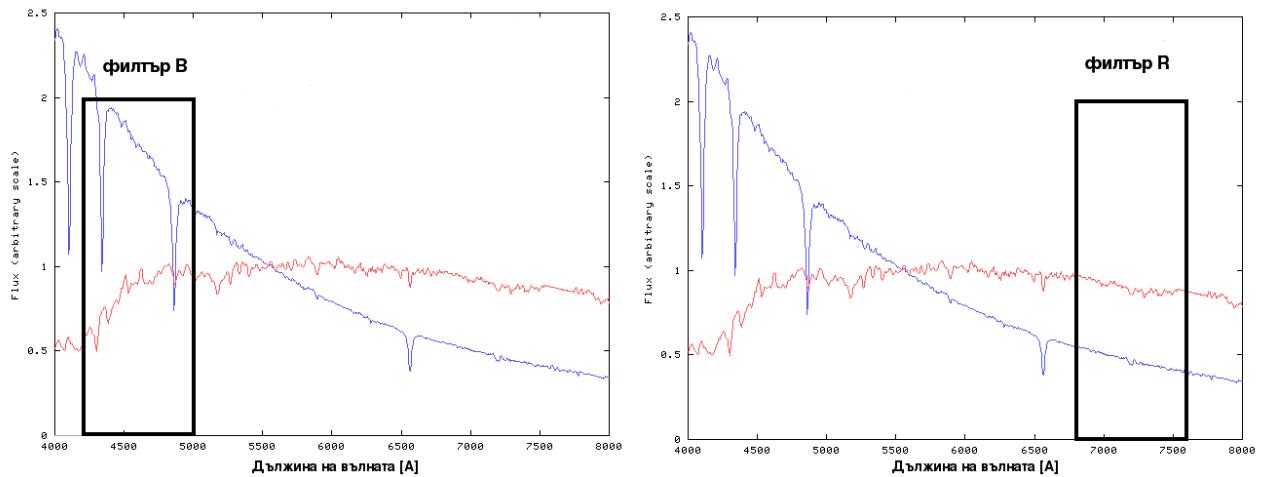
Фигура 9.1: Криви на пропускане на някои от стандартните филтри в система  $UBVRIJKLM$  според апроксимацията на Bessell (1990).

Разликите между звездните величини на един и същ обект в различни филтри се нарича **цветови индекс**<sup>2</sup>. Както се вижда от Фиг. 9.2, физическият смисъл на цветовия индекс е в съотношението на излъчването в два диапазона от спектъра на обекта, което дава възможност да се получат оценки за различни негови параметри. Така например, цветовият индекс  $(B - V)$  е особено чувствителен към температурата на звездната атмосфера и за него от закона на Планк може да се изведе зависимостта:

$$B - V = \frac{7900}{T} - 0.72 \quad (9.3)$$

<sup>2</sup> На астрономически жаргон се казва просто *цвят*.

Температурата  $T$ , определена чрез горната формула, се нарича *цветова температура*. За разлика от ефективната температура  $T_{\text{eff}}$ , тя съответства само на участъка от спектъра, покрит от ивиците  $B$  и  $V$ , който обикновено може да се апроксимира само от една Планкова крива.



Фигура 9.2: Наблюдения на гореща (синьо) и хладна (червено) звезда в ивици  $B$  и  $R$ .

### 9.3 Абсолютна и болометрична звездна величина.

Различията между космическите обекти по видима звездна величина може да се дължи не на техните физически характеристики, а просто на различните разстояния до тях. За отстраняване на фактора “разстояние” се въвежда понятието **абсолютна звездна величина**  $M_x$ : звездната величина, която би имал обектът, ако се намира на фиксирано разстояние  $D_0 = 10 \text{ pc}$ . Тогава от закона на Погсън получаваме връзката между  $m_x$  и  $M_x$ :

$$m_x - M_x = -2.5 \lg \frac{E}{E_0} = -2.5 \lg \frac{I/D^2}{I/D_0^2} = -2.5 \lg \frac{10^2}{D^2}$$

$$m_x - M_x = 5 \lg D - 5 \quad (9.4)$$

Това е връзката между видимата и абсолютна звездна величина на един обект в празно пространство, т.е. без поглъщане на лъчението между обекта и наблюдателя. Тя зависи единствено от  $D$  (измерено в  $\text{pc}$ ) и затова се нарича *модул на разстоянието* (DM). Оценките за разстоянията до звездни купове и близки галактики обикновено се привеждат в единици DM (звездни величини).

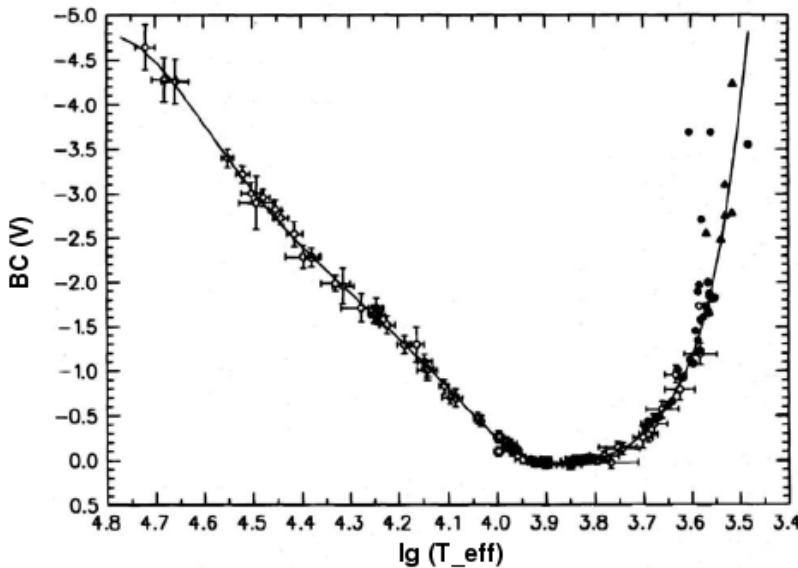
Абсолютната звездна величина на даден обект  $M_x$  в определен филтър е мярка за излъчването му в съответния спектрален диапазон. Като мярка за *интегралната мощност* на излъчване се въвежда т. нар. **болометрична звездна величина**  $M_{\text{bol}}$ :

$$M_{\text{bol}} = M_x + BC(x) , \quad (9.5)$$

където  $BC(x)$  се нарича *болометрична поправка* и за почти всички звезди е отрицателна величина. Тя зависи от температурата на звездата и се пресмята от разликата между ин-

тегралния поток и потока в дадена ивица на пропускане. В научни публикации, посветени на BC, тя най-често се привежда за филтъра  $V$ , като функция на ефективната температура (вж. Фиг. 9.3). В такива случаи можем да запишем (9.5) като:

$$M_{\text{bol}} = M_V + BC(V)$$



Фигура 9.3: Болометрична поправка  $BC(V)$  като функция на  $T_{\text{eff}}$ . Апроксимацията е на Flower (1996) по данни от различни автори.

От болометричната звездна величина можем да пресметнем светимостта на звездата  $L$ , която въведохме в Глава 4. От наблюдателните данни се оказва, че звездите имат светимости в интервала  $10^{-6} \leq (L/L_{\odot}) \leq 10^6$ . Следователно слънчевата светимост е удобна “астрофизична константа”<sup>3</sup>, т.е. удобна единица за светимост в астрофизиката. От закона на Погсън следва връзката:

$$M_{\text{bol}} - M_{\text{bol}, \odot} = -2.5 \lg \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right); \quad M_{\text{bol}, \odot} = 4.74. \quad (9.6)$$

## 9.4 Междузвездна екстинкция

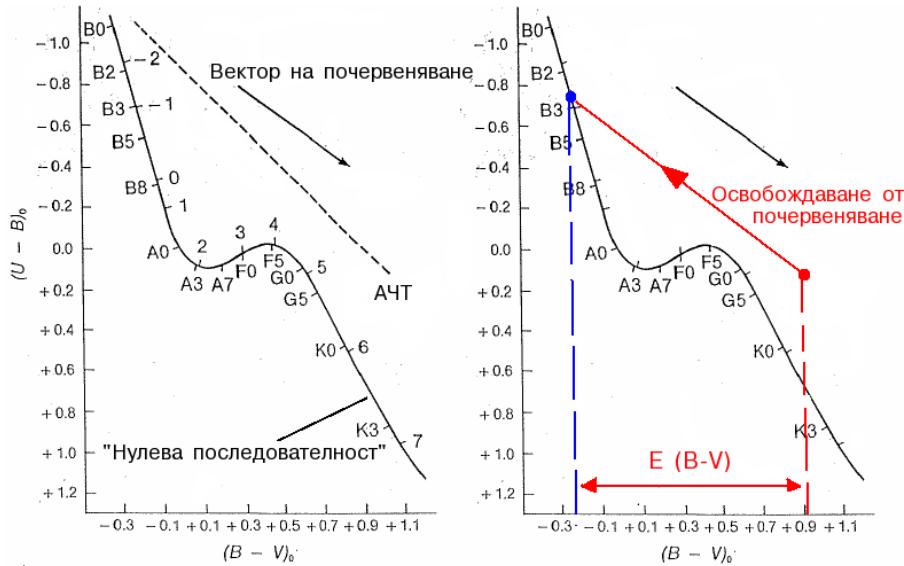
Както вече уточнихме, законът на Погсън е изведен за разпространение на лъчението от източника към наблюдателя в празно пространство, т.е. без наличие на поглъщащо или разсейващо вещества. В действителност, такова вещества има както в междузвездното пространство, така и в земната атмосфера. (Понякога въздействието на първото може да се пренебрегне, но на второто - никога.) Тук ще се спрем накратко на отслабването на потока от източника в междузвездното пространство.

Сумарният ефект от всевъзможните процеси на разсейване и поглъщане на светлината от източника се обозначава с термина **екстинкция**. Агенти на екстинкцията са газовите атоми и молекули и праховите частици в газово-праховите облаци по зрителния лъч. За далечни звезди и извънгалактични обекти добър индикатор на екстинкцията е т.нр.

<sup>3</sup> Стойностите на различните астрофизични константи са приведени в Приложение Б

Galactic Infrared Cirrus, породен от топлинната емисия на праха в Млечния път. Ефектът от класическото разсейване от прахови частици с типичен размер  $\sim 1 \mu m$  e, най-грубо казано, обратно пропорционален на дължината на вълната  $\lambda$ . Това води до видимо “почервеняване” (reddening) на космическите източници. Почекреняването може да се определи, ако разполагаме с данни за цветовите индекси  $(U - B)$  и  $(B - V)$  на звездата и нейният спектрален клас е точно определен<sup>4</sup>. Тогава на т.нар. двуцветна диаграма  $(U - B)/(B - V)$  с помощта на вектора на почервеняване се пресмята разликата между видимия  $(B - V)$  и действителния  $(B - V)_0$  цветови индекс на звездата (Фиг. 9.4), наречен цветови ексцес  $E(B - V)$ :

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 \quad (9.7)$$



Фигура 9.4: Почекреняване и освобождаване от почервеняване на обект на двуцветна диаграма  $(B-V)/(U-B)$ . Върху нулевата последователност са обозначени положенията на звезди от съответния спектрален клас.

Пълното поглъщане  $A_V$  в ивицата  $V$  е функция на ексцеса:

$$A_V = R_V E(B - V) , \quad (9.8)$$

където коефициентът най-общо зависи от физическите характеристики на междузвездната среда и от спектралния клас на звездата, но за нашата Галактика може да се приеме за константа:  $R_V = 3.1$ .

Неочитането на междузвездната екстинкция води до подценяване на светимостта на звездите. Когато познаваме екстинкцията в даден филтър (например,  $V$ ), можем да запишем връзката между видима и абсолютната звездна величина (9.4), коригирана за екстинкцията:

$$V - M_V = 5 \lg D - 5 + A_V \quad (9.9)$$

Разбира се, стойността на  $A_V$  зависи от разпределението на междузвездното вещество, т.e. от направлението към обекта и разстоянието до него. За коректна оценка на екстинкцията от Млечния път са построени карти на екстинкцията в различни зони от небесната сфера. Най-актуална и подробна такава карта е получена от Schlegel *et al.* (1998) по наблюдения в FIR.

<sup>4</sup> За спектралната класификация на звездите вж. Част IV, Глава 13.

# Глава 10

## Практическа астрофизика II: Увод в спектралния анализ

Съвременният спектрален анализ стъпва върху постиженията на теорията на атомните и молекулни спектри, разработена с апаратата на квантовата механика. Спектърът на един космически обект може да бъде непрекъснат и/или дискретен (линеен). Непрекъснатият спектър възниква при преход от или към енергетични нива на свободни електрони (с енергия  $E > 0$ ), а линейният - при преходи между свързани нива ( $E < 0$ ) или т.нар. свързано-свързани преходи. Отговорните за това процеси на взаимодействие между фотони и електрони са абсорбцията, спонтанното и стимулираното излъчване.

Свързано-свободните (свободно-свързаните) преходи формират йонизационния (рекомбинационния) континуум. Свободно-свободните преходи възникват при взаимодействие на свободните електрони с иони от средата и обуславят възникването на спирачно лъчение.

### 10.1 Спектрални серии. Забранени линии

Преходите на електрони към (от) фиксирано енергетично ниво от (към) всички по-горни свързани нива образуват **спектрална серия**. Най-ясно изразени са спектралните серии в спектри на атоми и иони с един или два електрона във външната обвивка: водород и водородоподобни атоми, хелий и хелиоподобни атоми, атоми на алкалните метали и др. С най-голямо значение в астрофизиката са спектралните серии на водородоподобните атоми или иони; най-малко поради факта, че 90% от количеството вещество във Вселената се падат на водорода.

Дълчините на вълните  $\lambda_k$  на линиите в една серия се обуславят от взаимното разположение на енергетичните нива, т.е. от собствените стойности на енергетичния спектър. За водородния атом и за водородоподобни иони те се пресмятат по формулата:

$$E_n = -\frac{e^2 Z^2}{2a_0 n^2} ,$$

където  $n = 1, 2, 3, \dots$  е главното квантово число,  $a_0 = 0.529 \text{\AA}$  е радиусът на Бор (Bohr), а  $Z$  е спектроскопичен коефициент, равен на единица за неутрални атоми. Оттук може да се изведе общата формула за спектралните серии:

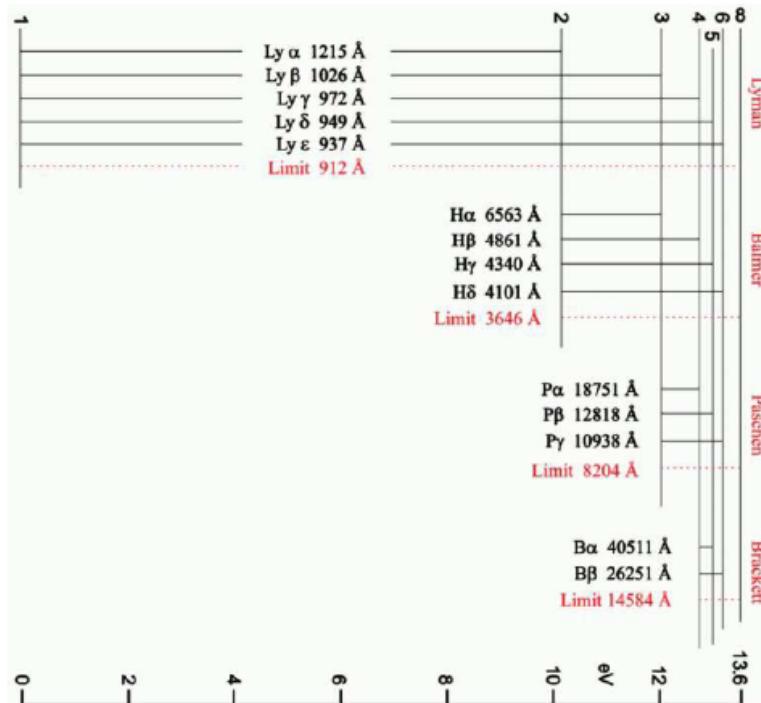
$$\frac{1}{\lambda_{nk}} = R_M Z^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (10.1)$$

където  $k = n + 1, n + 2, \dots$ ,  $R_M = R_H/(1 + m_e/m_{\text{nuc}})$ ,  $m_e$  и  $m_{\text{nuc}}$  са съответно масите на електрона и на ядрото, а  $R_H$  е константата на Ридберг (Rydberg). За бързи пресмятания са удобни числени формул:

$$\varepsilon_{nk} = 13.56 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \text{ eV}$$

$$\frac{1}{\lambda_{nk}} = \frac{1}{912 \text{ \AA}} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

При  $n = 1$  и  $k \rightarrow \infty$  получаваме потенциалът на йонизация от основно ниво на водородния атом  $\chi_1 = 13.56 \text{ eV}$ , което съответства на дължина на вълната  $\lambda = 912 \text{ \AA}$  – водородът може да бъде йонизиран само от фотони от FUV и с по-високи енергии. Линиите от дадена спектрална серия се бележат с нейно съкращение на латински (обикновено, само първата буква) и с гръцки букви като долни индекси, по реда на намаляване на  $\lambda_k$ :  $\alpha$  за  $k = n+1$ ,  $\beta$  за  $k = n+2$  и т.н. Спектралната серия на водорода за  $n = 1$  се нарича *главна* или серия на *Лайман* (Lyman) и е разположена изцяло във FUV. При  $n = 2$  имаме серията на *Балмер* (Balmer). Нейните ярки линии са в оптичния диапазон: червената  $H_\alpha = 6563 \text{ \AA}$ , синята  $H_\beta$  и двете виолетови  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , а останалите са в NUV. В NIR диапазона са разположени серите на *Пашен* (Paschen,  $n = 3$ ) и на *Брекет* (Brackett,  $n = 4$ ). Основните спектрални серии на водорода са представени на Фиг. 10.1.



Фигура 10.1: Основни спектрални серии на водородния атом.

Интензивността на спектралните серии за даден атом зависи от населеността на съответното ниво  $n$  и при термодинамично равновесие се определя от формулата на Болцман (5.18, 5.19). Очевидно най-интензивна е главната серия (при водорода, серията на Лайман) и серите за малки  $n$ . В междузвездната среда обаче, където условията са твърде различни от състоянието на термодинамично равновесие, броят водородни атоми с ненулеви населености на високи нива е относително голям. Тези нива се наследват чрез рекомбинации и

“се изсветват” постепенно чрез преходи, от които най-вероятни са тези между две съседни нива ( $n + 1 \rightarrow n$ ). При  $n \geq 27$  това съответства на радиоемисии с  $\lambda \geq 1 \text{ mm}$ . Това дава възможност за радионаблюдения на междузвездните облаци, от които черпим сведения за разпределението на газа в Галактиката, неговите физически свойства и т.н. Кулоновите полета на газовите частици обаче водят до “размиване” на високите енергетични нива в атома и свързано-свободните преходи се осъществяват не при  $n = \infty$ , а при някакво критично, квазисвободно ниво  $n_*$ , което може да се оцени по формулата на Инглис-Телер (Inglis-Teller):

$$n_* = \frac{10^3}{(N/1 \text{ cm}^{-3})^{2/15}} \quad (10.2)$$

Концентрацията на атомите  $N$  в звездните атмосфери е от порядъка на  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , което означава, че реално съществуващите нива са едва 10, докато при типични за междузвездната среда концентрации  $1 \text{ cm}^{-3}$  имаме  $n_* \approx 1000$ , т.е. действително се осъществяват преходи между  $n = 101$  и  $n = 100$ .

Времето на пребиваване на електрона в свободно състояние се определя от сумарния коефициент на рекомбинация на всички нива, който е функция на температурата и се пресмята в атомната теория:

$$C(T) = \sum_{i=1}^{\infty} C_i \approx 4 \times 10^{-13} \left( \frac{10^4}{T} \right)^{1/2} \text{ cm}^3/\text{s}$$

Ако си представим, че в началния момент водородът в даден обем е напълно ионизиран, то броят свободни електрони  $N_e$  ще намалее  $e$  пъти за време:

$$\tau_{\text{rec}} = \frac{1}{C(T)N_e} , \tau_{\text{rec}} \sim 0.025 \text{ s} \quad (10.3)$$

наречено *характерно време на рекомбинация*. При типичните условия за звездните атмосфери,  $T \approx 10000 \text{ K}$  и при  $N_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\tau_{\text{rec}}$  е едва 0.025 с. Теорията показва също, че към 40% от електроните рекомбинират директно на основно, а около 20% - на първо възбудено ниво.

Времето на пребиваване на атома във възбудено състояние може да се пресметне при познаване на вероятностите за преход от  $k$ -то към  $n$ -то ниво, които в квантовата механика се описват чрез **коefficientите на Айнщайн**  $A_{kn}$  [ $\text{s}^{-1}$ ]. За водородния атом, например,  $A_{21} \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_{31}, A_{32} \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$  и т.н. Сумата от вероятностите за преход от  $k$ -то към всички по-ниски нива се нарича *константа на затихване на нивото* и е обратно пропорционална на средното време на живот на атома в  $k$ -то възбудено състояние  $\tau_k$ :

$$\Gamma_k = \sum_{n=1}^{k-1} A_{kn}$$

$$\tau_k = \frac{1}{\Gamma_k} , \quad (10.4)$$

Например атомът прекарва в първо възбудено състояние ( $n = 2$ ) средно  $2 \times 10^{-9} \text{ s}$ , докато за  $n = 100$ , поради малката вероятност за такива преходи, времето е значително по-голямо:  $\sim 0.01 \text{ s}$ . Съществуват обаче и преходи с изключително малка вероятност, които противоречат на квантовомеханичните правила на отбор. Спектралните линии, съответстващи на такива преходи, се наричат **забранени**. Ако при преход от дадено ниво надолу възниква само забранена линия, то говорим за *метастабилно ниво*. Поради малката вероятност за преход на метастабилно ниво, на практика то може да се насели само без

поглъщане на фотон, чрез удари от първи род. От друга страна, при достатъчно големи концентрации на средата, например в земни условия или в звездните фотосфери, метастабилните нива се изпразват без излъчване на фотон, чрез удари от втори род. В условията на междузвездната среда обаче и в слънчевата корона, концентрацията е достатъчно висока ( $\lesssim 10^6 \text{ см}^{-3}$ ), за да се населят метастабилните нива чрез удари от първи род, но достатъчно малка, та времето на пребиваване на електроните на тях да е по-кратко от средното време между два удара на частицата. Така възниква и се регистрира излъчване в забранените линии. По традиция те се бележат със знака и йонизационното състояние на дадения химичен елемент, поставени в квадратни скоби, например: [O III]. Характерни за спектрите на мъглявините са забранените линии на йонизирания кислород и азот: [O II], [O III], [N II], а за слънчевата корона - тези на желязото и никела: [Fe XIV], [Fe XIII], [Ni XV], [Ni XIII]. Всички те съответстват на преходи между нива с еднаква четност във външни електронни обивки от тип  $2p^2$ ,  $2p^3$  или  $3p^2$ ,  $3p^4$ ,  $3p^5$ .

Една особено важна за астрофизиката забранена линия възниква обаче при преход в свръхтънката структура на основното ниво на водородния атом. Енергията на атома при паралелно разположение на спиновете на ядрото и на електрона е по-голяма, отколкото при антипаралелно. При спонтанна промяна на ориентацията на спина на електрона се излъчва фотон с  $\lambda = 21.1 \text{ см}$  ( $\nu = 1420.4 \text{ MHz}$ ). Радиоизлъчване на междузвездния водород на тази честота е открито през 1951 г. и се превръща в мощен инструмент за изучаване на неговото пространствено разпределение в галактиките.

## 10.2 Профил на спектрална линия

Строго погледнато, една спектрална линия би трябвало да е безкрайно тънка; класическата електродинамика предсказва стойности от порядъка  $10^{-4} \text{ \AA}$ . В действителност, освен на лабораторната дължина на вълната  $\lambda_0$  се поглъщат кванди и на близки дължини на вълните - получава се определен **профил на спектралната линия**. Удобно описание на профила става чрез т. нар. *остатъчен интензитет*  $r_\lambda$ :

$$r_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_\lambda^0} ,$$

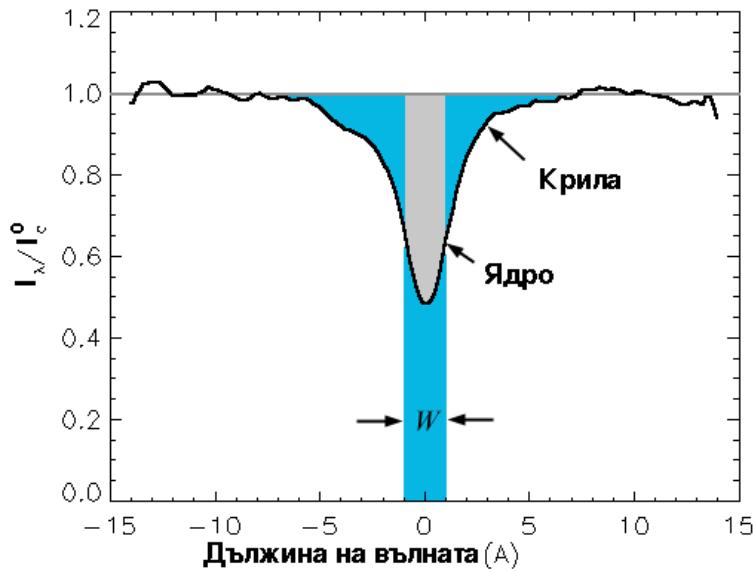
където  $I_\lambda^0$  е специфичният интензитет на непрекъснатия спектър, върху който е наложена абсорбционната линия. Алтернативно на  $r_\lambda$  се използва величината *дълбочина на линията*  $R_\lambda = 1 - r_\lambda$ . Вътрешната част на линията се нарича *ядро*, външната - *крила*, а ширината, която съответства на половината от дълбочината ѝ  $0.5 R_{\lambda_0}$ , - *полуширина* (в англоезичната литература, FWHM). Но в непосредствена близост до линията може да са разположени други линии и затова интерполяцията на нивото на непрекъснатия спектър, а оттук пресмятането на  $r_\lambda$  и FWHM се оказва доста трудна задача. За целта се въвежда друга характеристика на линията, наречена *еквивалентна ширина*  $W$ :

$$W = \int R_\lambda d\lambda = \int (1 - r_\lambda) d\lambda$$

От тази дефиниция следва, че  $W$  е равна на ширината на правоъгълник с площ, равна на ограничена от профила на линията, и височина  $I_\lambda^0$  (Фиг. 10.2).

Разширението на спектралните линии на даден атом или ион се дължи на няколко основни физически ефекти: топлинно движение на атомите, квантово размиване на енергетичните нива, взаимодействие със съседни частици.

1. Разширението поради топлинно движение на атомите се дължи на Доплеровия ефект - на пътя на квантите с дължина  $\lambda_0$  се оказват атоми, движещи се хаотично с различни скорости, според разпределението на Максуел. Ако даденият атом има ра-



Фигура 10.2: Профил и еквивалентна ширина на спектрална линия.

диална компонента на скоростта  $\pm v$ , той ще погълне квант с дължина  $\lambda_0 \mp (v/c)\lambda_0$ , като резултантното средно *топлинно разширение* на линията ще съответства на най-вероятната скорост:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

2. Разширението поради квантово размиване на нивата се нарича още *естествено разширение* и се дължи на принципа на неопределеността на Хайзенберг (Heisenberg):

$$\Delta\epsilon_k \tau_k \approx \frac{h}{2\pi} \quad (10.5)$$

Колкото по-малко е времето  $\tau_k$  на пребиваване на атома в  $k$ -то възбудено състояние (вж. (10.4)), толкова по-голямо е размиването на нивото  $\Delta\epsilon_k$ . Поради това размиване се поглъщат и кванди с по-малки или по-големи дължини от  $\lambda_0$ .

3. Различните ефекти на разширение поради взаимодействие със съседни частици се обобщават с термина *ефекти на налягането*. Към тях принадлежат:

- Затихване поради удари: преки удари с неутрални частици или електрони, съкращаващи времето на пребиваване на атома в даденото състояние.
- Ефект на Щарк (Stark): Изместване на нивата под действието на междуатомни електрични полета.
- Ефект на Зееман (Zeeman): Разширение и разцепване на спектралната линия под действието на магнитно поле върху излъчващия атом.

Ако с  $\phi(\nu)$  отбележим вероятността за абсорбция на квант с честота  $\nu$ , то пресмятаните показват, че при топлинно разширение на линията  $\Delta\nu_D$ :

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\pi \Delta\nu_D} \exp\left(-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right) , \quad (10.6)$$

докато другите два ефекта на разширение могат да се обобщят с Лоренцов профил:

$$\phi(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma/2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (10.7)$$

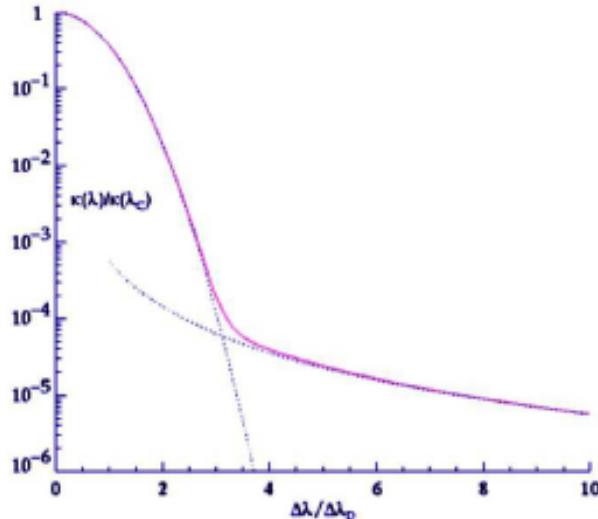
$$\gamma = 1/\tau_{\text{natural}} + 1/\tau_{\text{pressure}} ; \quad \tau_{\text{pressure}} \propto 1/n ,$$

където  $n$  е концентрацията на частиците. Сумарният ефект на разширение на линията се описва чрез конволюция на (10.6) с (10.7), водеща до т.нр. *профил на Фойгт* (Voigt):

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y)^2 dy}{\alpha^2 + (x - y)^2} \quad (10.8)$$

$$\alpha = \frac{1}{4\pi} \frac{\gamma}{\Delta\nu_D} ; \quad x = \frac{\nu - \nu_c}{\Delta\nu_D}$$

Характерният профил на Фойгт за дадена спектрална линия е показан на Фиг. 10.3. Ширина на ядрото на линията се определя предимно от Доплеровия ефект и е пропорционална на  $\sqrt{T}$  или на най-вероятната скорост на частиците, докато дължината на крилата е пропорционална на газовата концентрация.



Фигура 10.3: Ефекти на разширение на спектрална линия: профил на Фойгт. Ядрото на линията се определя предимно от Доплеровия ефект, а крилата - от ефекти на налягането.

# Глава 11

## Моделиране на звезди

### 11.1 Звездите като равновесни конфигурации

#### Типове равновесие при звездите

В първо и грубо приближение звездите могат да се приемат като обекти в равновесие. Наблюденията показват, че една значителна част от тях не променят своите размери и светимост за интервали от време, много по-малки от характерното време за дадения етап от еволюцията на звездата. Едно голямо изключение са променливите звезди от пулсиращ или еруптивен тип, които всъщност се намират в специфичен еволюционен стадий.

Ето какви типове равновесие характеризират звездата като цяло:

- *Хидростатично равновесие*: гравитационната сила във всеки слой се уравновесява от подемна (Архимедова) сила, пропорционална на градиента на газовото налягане.
- *Вириално равновесие*: баланс между средната сумарна кинетична енергия  $K$  и усреднената във времето потенциална енергия  $U$  на затворена и ограничена система от частици:

$$U + 2K = 0 , \quad (11.1)$$

Това твърдение се нарича *теорема на вириала* и е изведен в общ вид още от Клаузиус през 1870 г. В астрофизиката то има приложение най-вече за гравитационно свързани механични системи и, в частност, за звездите.

- *Енергийно равновесие*: баланс между генерираната от звездата енергия и излъчената/пренесена енергия за единица време. По същество това е условие за стационарност на звездното излъчване.

Всяко едно от тези условия може да се наруши локално и в определен момент. Но за стационарни звезди то се приема като изпълнено в усреднен смисъл за определен периоду достаътъчно малък спрямо еволюционния стадий на звездата. Приближенията за хидростатично, вириално и енергийно равновесие дават възможност да направим първи стъпки към изграждане на звезден модел.

#### Съотношение маса - светимост - радиус

Наличието на съотношение "маса - светимост" при звездите е предсказано още през 1921 год. от сър Артър Едингтън въз основа на теоретични съображения за кълба от идеален газ, намиращи се в хидростатично и лъчисто равновесие. При лъчисто равновесие в цялата

звезда светимостта  $L$  трябва е пропорционална на градиента на температурата  $\nabla_r T$  (срв. ур. 8.13), а последният от своя страна е пропорционален на градиента на налягането  $\nabla_r P$  (от уравнението на идеалния газ). При хидростатично равновесие гравитационната сила във всяка точка се уравновесява от подемната, пропорционална на  $\nabla_r P$ . Следователно, при нарастване на звездната маса  $\mathcal{M}$  светимостта трябва да нараства пропорционално, за да се запази статичното състояние на звездата. За хомологични звезди с еднакъв химичен състав и еднакво радиално разпределение на основните величини зависимостта се записва най-общо:

$$\frac{L}{L_\odot} = \left( \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_\odot} \right)^Q , \quad (11.2)$$

където  $1.5 \leq Q \leq 4$  и зависи от коефициента на непрозрачност на звездното вещество  $\kappa$ , а оттук - силно от  $\mathcal{M}$ . Наистина, наблюдателните данни показват различни стойности на  $Q$  като функция от масата:

$$Q = 2, \quad \mathcal{M} < 0.6 \mathcal{M}_\odot$$

$$Q = 4, \quad \mathcal{M} > 0.6 \mathcal{M}_\odot$$

$$Q \approx 2.8, \quad \mathcal{M} \gtrsim 10 \mathcal{M}_\odot$$

Тъй като за определен клас светимост  $L$  е доста еднозначно свързана със спектралния клас, респ.  $T_{\text{eff}}$ , то могат да се получат зависимости "маса - светимост - радиус", "маса - светимост -  $T_{\text{eff}}$ " или "светимост -  $T_{\text{eff}}$  - радиус". Така например, на HR диаграма могат да се прекарат линии на еднакъв радиус, които пресичат Главната последователност (ГП) под съществено ненулеви ъгли и определят следното съотношение "светимост - радиус" за звездите-джуджета:

$$\frac{L}{L_\odot} \approx \left( \frac{R}{R_\odot} \right)^{5.2} \quad (11.3)$$

От формулите (11.2) и (11.3) стигаме до съотношение "маса - радиус", а от (6.25) до съотношение "маса - ефективна температура" за ГП звезди:

$$\frac{R}{R_\odot} \approx \left( \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_\odot} \right)^{0.75} \quad (11.4)$$

$$\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}, \odot}} = \left( \frac{L/L_\odot}{R^2/R_\odot^2} \right)^{0.25} \approx \left( \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_\odot} \right)^{0.6} \quad (11.5)$$

Именно масата определя положението на една звезда върху ГП. А щом звездите-джуджета са най-разпространените и, следователно, представляват най-продължителният стадий от живота на една звезда, то именно масата има решаващо значение за нейната еволюция.

## 11.2 Аналитични оценки на физическите условия

За построяване на модел на ГП звезда са ни необходими някакви първоначални, груби оценки за физическите условия в звездните недра. Можем да ги направим въз основа на надеждни данни за звездните радиуси и маси, получени от наблюдения, и като изхождаме от предположението за звездата като конфигурация от идеален газ във вириално равновесие.

Интервалите, в които варират масите и радиусите на звездите са:  $10^{-2} \lesssim \mathcal{M}/\mathcal{M}_\odot \lesssim 10^2$ ,  $10^{-2} \lesssim R/R_\odot \lesssim 10^3$ . Оттук можем да получим:

- Средна плътност  $\bar{\rho}$ :

$$\bar{\rho} = \frac{3\mathcal{M}}{4\pi R^3} = \bar{\rho}_\odot \frac{\mathcal{M}/\mathcal{M}_\odot}{(R/R_\odot)^3}, \quad (11.6)$$

където  $\bar{\rho}_\odot = 1.41 \text{ g/cm}^3$  и, следователно,  $10^{-7} \lesssim \bar{\rho} \lesssim 10^6 \text{ g/cm}^3$ .

- Средна температура  $\bar{T}$ : За тази оценка използваме теоремата на вириала (11.1). Средната потенциална енергия на звездата е  $U = CG\mathcal{M}^2/R$ , където  $C$  е параметър на разпределение на масата. От друга страна, кинетичната енергия на идеален газ от  $N$  частици е  $K = 3Nk\bar{T}/2$  (вж. формула 5.4), като  $\mathcal{M} = Nm_H\bar{\mu}$ . От тук за средната температура получаваме:

$$\bar{T} = C \frac{Gm_H\bar{\mu}}{3k} \frac{\mathcal{M}}{R} \quad (11.7)$$

Средната маса на една частица  $\bar{\mu}$  се пресмята при задаване на химичния състав на звездата, изразен чрез масовите съдържания на водород ( $X$ ), хелий ( $Y$ ) и на всички по-тежки елементи ( $Z$ ). Като първа стъпка можем да приемем, че звездното веществото се състои изцяло от водород ( $\bar{\mu} = 1$ ), откъдето  $\bar{T} \sim 10^7 \text{ K}$ . При такива температури веществото е изцяло в йонизирано състояние и средните маси на частиците са съответно  $\bar{\mu}_H = 1/2$ ,  $\bar{\mu}_{He} = 4/3$  и  $\bar{\mu}_Z = 2Z/(Z+1) \approx 2$  (при  $3 \leq Z \sim 100$ ). Тогава  $\bar{\mu}$  е реципрочната величина на броя частици на единица маса:

$$\bar{\mu} = \frac{1}{X/\bar{\mu}_H + Y/\bar{\mu}_{He} + Z/\bar{\mu}_Z} = \frac{4}{6X + Y + 2} \quad (11.8)$$

За слънчев химичен състав, типичен за звездите в околност от 2 кpc,  $X_\odot = 0.715$ ,  $Y_\odot = 0.265$ , се получава средна температура  $\bar{T}_\odot \approx 7 \times 10^6 \text{ K}$ . Понеже Слънцето е звезда-джудже, можем да обобщим формулата за всички ГП звезди, предполагайки еднакво разпределение на масата:

$$\bar{T} \simeq 7 \times 10^6 \frac{\mathcal{M}/\mathcal{M}_\odot}{R/R_\odot}$$

- Средно налягане  $\bar{P}$ : Можем да го получим от уравнението за състоянието на идеалния газ (5.4), от изведената вече средна температура  $\bar{T}$ .

$$\bar{P} = \bar{n}k\bar{T} = \frac{CG}{4\pi} \frac{\mathcal{M}^2}{R^4} \quad (11.9)$$

Както се убедихме в Глава 5, идеалният газ е правдоподобен модел при невисоки плътности. С повишаване на плътността електронното налягане играе все по-голяма роля и се стига до момент, когато трябва да се отчитат квантовомеханичните ефекти и прибегне до описание на *изроден газ* чрез Ферми-статистика. При  $kT \gg m_e c^2$  имаме релативистичен изроден електронен газ, а при особено високи плътности се стига до неутронизация на веществото (изроден неутронен газ). Такива изродени звездни конфигурации ще разгледаме в Глава 13. При звезди с достатъчно високи температури и с достатъчно ниска средна плътност (клас светимост, по-висок от III) трябва да се отчита и приносът на лъчистото налягане. Чрез интегриране по пълния диапазон честоти от (6.11) получаваме:

$$P_{\text{rad}} = \frac{4\sigma}{3c} T^4 = \frac{aT^4}{3}, \quad \sigma = \frac{ac}{4} \quad (11.10)$$

Условието за отчитане на лъчистото налягане се определя от отношението:

$$\frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{gas}}} = \frac{aT^4}{3} : \frac{\Re}{\bar{\mu}} \rho T = \frac{a\bar{\mu}}{3\Re} \frac{T^3}{\rho} ;$$

От приравняването на лявата страна на уравнението на единица, получаваме за критичната плътност, под която преобладава  $P_{\text{rad}}$ :

$$\rho_{\text{crit}} = \text{const.} \bar{\mu} T^3 \quad (11.11)$$

Налягането на лъчението преобладава в разредените, обширни атмосфери на горещи звезди от ранни спектрални класове. Поради това обстоятелство атмосферата е неустойчива, а загубите на маси са чувствително по-големи, отколкото при хладни звезди от ГП.

### 11.3 Енергоотделяне и термоядрени реакции

Получените високите средни температури на звездите повдигат въпроса за източника на енергия. Какъв източник може да поддържа толкова високи температури и светимости? Наличните данни за светимостите и масите на много звезди ни дават възможност да оценим средното енергоотделяне на единица маса. За Слънцето то е  $\mathcal{E}_{\odot} = 2 \text{ erg/g.s}$ , а за останалите звезди варира в граници  $\mathcal{E} \sim 10^{-2} \div 10^5 \text{ erg/g.s}$ . Тогава, ако при всички звезди източникът на енергия е един и същ, той трябва да е чувствителен към разликите във физическите условия ( $\rho, T$ ) и химичния състав ( $X, Y, Z$ ). До 40-те години на XX век са търсени обяснения като:

- **Химически реакции:** но при тях  $\mathcal{E}$  може да достигне едва  $\mathcal{E} \sim 5 \times 10^{-6} \text{ erg/g.s}$ .
- **Естествена радиоактивност:**  $\mathcal{E} \approx 50 \text{ erg/g.s}$ , но такова обяснение противоречи с получените звездни спектри и е независимо от физическите условия.

Остават други двама сериозни “кандидати”:

- **Гравитационно свиване:** Светимостта на звездата се поддържа от превръщането на потенциалната гравитационна енергия  $U$  в кинетична  $K$ , като половината се изсветва ( $L = \frac{dK}{dt}$ ), а другата отива за нагряване на звездата. Съгласно теоремата на вириала (11.1):

$$\frac{dU}{dt} = CG \frac{\mathcal{M}^2}{R^2} \frac{dR}{dt} = -2 \frac{dK}{dt}$$

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{2RL}{CG\mathcal{M}^2}$$

Времето  $\Delta t = \tau_{\text{KH}}$ , за което звездата колапсира до точка ( $\Delta R = R$ ) и през което може да свети за сметка на гравитационната си потенциална енергия, се нарича **гравитационно характерно време** или **характерно време на Келвин-Хелмолц** (Kelvin - Helmholtz). За Слънцето се получава  $\tau_{\text{KH}} \simeq 2 \times 10^7 \text{ уг.}$  Това е значително по-малко от възрастта му  $\tau$ , а за по-масивни ГП звезди, предвид съотношенията “маса - светимост” и “маса - радиус” ((11.2), (11.4)), това е изпълнено в още по-голяма степен. Следователно, гравитационното свиване може да поддържа светимостта на звездата за кратки етапи от нейната еволюция.

- **Термоядрени реакции:** Още Едингтън (1920 г.) показва, че термоядреният синтез на едно хелиево ядро от 4 протона може да осигури общото енергоотделяне на

звездите. Енергията, съответстваща на масовия дефект при такъв процес е:

$$\Delta E = \Delta mc^2 = 26.72 \text{ MeV} = 4.288 \times 10^{-5} \text{ erg}$$

Оттук получаваме сумарната термоядрена енергия на звездата  $E_{\text{nuc}} = (\Delta mc^2/4) N_p$  и с оценка на общия брой на протоните  $N_p$  стигаме до *ядреното характерно време*  $\tau_{\text{nuc}}$ , което за звезда с една слънчева маса и със слънчев химичен състав е  $\sim 10^{11}$  уг. Освен това термоядрените реакции осигуряват запазването на висока  $\bar{T} \sim 10^7$  K в звездните недра (срв. (11.7)). Тогава средната кинетична енергия на протоните е  $\bar{\varepsilon} = 3k\bar{T}/2 \approx 1$  keV, докато Кулоновият бариер е много по-висок! Класическата вероятност за сливане на два протона е едва  $10^{-434}$ , при общ брой на нуклоните в звезда със слънчева маса  $10^{57}$  - т.е. такъв процес е на практика невъзможен. Той все пак протича благодарение на квантовомеханични **тунелни преходи** с вероятност  $P = \exp(-b/\sqrt{\varepsilon})$ , където

$$b = 31.28 Z_1 Z_2 \left( \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \right)^{1/2} (\text{keV})^{1/2}$$

Тогава протон-протонна реакция в недрата на Слънцето ( $T = 10^7$  K,  $Z_1 = Z_2 = 1$ ,  $A_1 = A_2 = 1$ ) има вероятност  $10^{-10}$  и такъв механизъм за осигуряване на светимостта е напълно възможен! Освен това се вижда, че подобни процеси са по-лесно осъществими за леки нуклони - сливането на по-масивни нуклони изисква повишаване на температурата.

И така, звездите излъчват за сметка на термоядрени реакции, протичащи в недрата им, при високи температури и налягане. На астрофизически жargon, те се наричат "горене" на съответния химичен елемент. Основните от тях са:

- \* **Горене на водорода:** Протича при около 90% от звездите, при  $T > 4 \times 10^6$  K и по две вериги - *протон-протонен цикъл* (pp) и *CNO-цикъл*. Протон-протонният цикъл е най-бавната реакция ( $\sim 10^9$  уг), което се дължи на малката вероятност за сливане на два протона:



Сумарното енергоотделяне е малко по-голямо от това при CNO-цикъла, тъй като при последния възникват повече неутрино, които отнасят енергия без следващи реакции с веществото<sup>1</sup>:



Както се вижда, ядрата на въглерода, азота и кислорода (междинни продукти в цикъла) служат само като катализатори на процеса, а крайният продукт е едно хелиево ядро ( $\alpha$ -частица). При звезди с маси  $\lesssim 1.2 M_\odot$  над 90 % от термоядрената енергия се отделя при pp-цикъл, докато при по-масивни звезди преобладава CNO-цикълът. Това се дължи на значително по-силната температурна зависимост на CNO-цикъла, при повишаването на централната температура със звездната маса (вж. 11.7). За двете вериги на синтез на хелия енергоотделянето като функция на температурата е съответно:

$$\mathcal{E}_{\text{pp}} \propto \rho X^2 T^4$$

<sup>1</sup> Неутриното участва само в слаби взаимодействия, има свободен пробег (за Слънцето) около  $10^{15}$  m и регистрирането му може да се използва като наблюдателен тест за верността на слънчевите модели.

$$\mathcal{E}_{\text{CNO}} \propto \rho X Z_{\text{CN}} T^{17}$$

- \* **Горене на хелия:** То започва в центъра на звезди, чието водородно гориво вече се е изчерпало. Налягането спада, звездното ядро се свива и при  $T \sim 10^8$  К започват реакциите от т.нар. *З $\alpha$ -цикъл*:



Освен висока температура, горенето на хелия изисква достатъчно висока плътност на ядрата  ${}^4\text{He}$  ( $> 100 \text{ g/cm}^3$ ) и затова такъв процес не е бил възможен при космологичния нуклеосинтез. Температурната зависимост на З $\alpha$ -цикъла е:

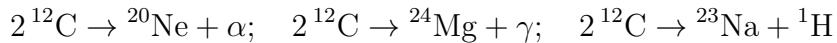
$$\mathcal{E}_{3\alpha} \propto \rho^2 T^{30}$$

По време на горене на хелия протичат и следните допълнителни реакции:

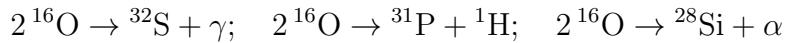


като първата от тях е честа, докато останалите - редки. Това обяснява защо космическите количества на С и О са най-големи след тези на Н и Не и защо всички следващи стадии на термоядрено горене са основани на сливането на С и О ядра.

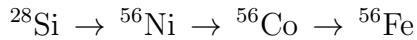
- \* **Горене на въглерода:** Започва при  $T > 6 \times 10^8$  К с температурна зависимост  $\mathcal{E}_{\text{CC}} \propto \rho Z_{\text{CC}}^2 T^{32}$  и със следните крайни продукти:



- \* **Горене на кислорода:** Започва при  $T \sim 2 \times 10^9$  К с температурна зависимост  $\mathcal{E}_{\text{OO}} \propto \rho Z_{\text{OO}}^2 T^{43}$  и със следните крайни продукти:



- \* **Горене на силиция:** Последен стадий на термоядрено горене, който започва при  $T \sim 4 \times 10^9$  К и има за продукти всички елементи до желязото включително:



При железните ядра, енергията на свързване<sup>2</sup>, падаща се на едно ядро, достига максимум и по-нататъшни термоядрени реакции са *ендотермични*. Тук се изчерпват възможностите на звездите да поддържат хидростатично равновесие чрез термоядрени реакции - следва гравитационен колапс на тяхното ядро. По-тежки елементи могат да бъдат произведени при избухване на свръхнови чрез прихващане и разпад на неутрони.

## 11.4 Основни уравнения на звездния модел

Познаването на механизмите на генериране и пренос на енергията в звездните недра, заедно с условията за хидростатично и енергийно равновесие, позволяват построяването

<sup>2</sup> Енергията, необходима за разделяне на нуклоните, или енергията, която се освобождава при сближаване на нуклоните от безкрайност.

на модел на звездата. Друго често използвано опростяващо предположение е, че звездата е *идеално сферично тяло*, т.e. пренебрегват се влиянието на околоосното въртене<sup>3</sup> и на магнитното поле. Това означава да се намерят радиалните разпределения на основните физически характеристики  $m_r, L_r, T_r, \rho_r, P_r$ , като  $0 \leq r \leq R$  пробяга стойности от нула (в центъра) до  $R$  (на повърхността<sup>4</sup>). Тогава системата от уравнения, описващи вътрешния строеж на звездата, са:

- 1. за хидростатично равновесие:** Във всеки елементарен обем гравитационната сила се уравновесява от подемна, определена от градиента на налягането между долната и горната стена ( $dF_r^{\text{grav}} = -dP_r = g\rho_r dr$ ):

$$\frac{dP_r}{dr} = -G\rho_r \frac{m_r}{r^2} \quad (11.15)$$

- 2. за масата** (масата и плътността не са взаимно независими величини):

$$\frac{dm_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho_r \quad (11.16)$$

- 3. за енергийно равновесие:** произведената енергия във всеки разглеждан слой се изсветва напълно:

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho_r \mathcal{E}(\rho_r, T_r) \quad (11.17)$$

- 4. за пренос на енергията** (два алтернативни механизма):

$$\frac{dT_r}{dr} = -\frac{3}{16\pi} \frac{\rho_r \hat{\kappa}(\rho, T)}{\sigma T_r^3} \frac{L_r}{r^2} \quad (11.18)$$

$$\frac{dT_r}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma(\rho, T)}\right) \frac{T_r}{P_r} \frac{dP_r}{dr} = -\frac{\bar{\mu} m_p}{k} \left(1 - \frac{1}{\gamma(\rho, T)}\right) G \frac{m_r}{r^2} \quad (11.19)$$

Това е нелинейна система от диференциални уравнения, която може да се реши само с числени методи. Към нея се добавят и уравненията, описващи състоянието на звездното вещества и енергоотделянето:

$$P_r = \frac{k}{\bar{\mu} m_p} \rho_r T_r \quad (11.20)$$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \rho f_1(X, Y, Z) f_2(T) , \quad (11.21)$$

като функциите  $f_1(X, Y, Z)$  и  $f_2(T)$  се избират в зависимост от протичащите термоядрени реакции (вж. по-горе). Границите условия се налагат от естествени физични съобразения:

$$\begin{aligned} r = 0 : \quad & m_r = 0, \quad L_r = 0, \quad \rho_r = \rho_c, \quad T_r = T_c \\ r = R : \quad & m_r = M, \quad L_r = L, \quad \rho_r \simeq 0, \quad T_r \simeq 0 \end{aligned}$$

В общия случай ние не знаем  $\rho_c, T_c, L$  и  $R$ . Те могат да се изключат от граничните условия, ако се премине в Лагранжеви координати, т.e. избере се масата  $m(r)$  като незави-

<sup>3</sup> Моделирането на въртящи се звезди е по-сложна, но по същество решена задача.

<sup>4</sup> Под "повърхност" обикновено се разбира долната граница на фотосферата,  $\tau = 1$ .

сима променлива и  $r = r(m)$ . Тогава системата се преобразува, като граничните условия са:

$$\begin{aligned} m = 0 : \quad & r = 0, \quad L = 0 \\ m = M : \quad & P = 0, \quad T = 0 \end{aligned}$$

Математически погледнато, нелинейната система от уравнения на звездния строеж, с гранични условия, наложени в две различни точки, *не е задължително да има единствено решение*. Все пак, в повечето случаи на фиксирана маса и химичен състав на звездата съответства точно една равновесна конфигурация. Това твърдение се нарича **теорема на Фогт-Ръсел** (Vogt-Russell), макар че не е теорема в строгия смисъл на думата. Изказано с други думи, то гласи, че масата и химичният състав на еднородна звезда определят еднозначно останалите ѝ фундаментални параметри и нейния вътрешен строеж.

Разбира се, поради протичащите термоядрени реакции в ядрото, процесите на конвективно смесване на звездното вещество в различни зони, а и загубите на маса през звездната атмосфера, химичният състав и масата са *функции на времето*. В следващ момент от времето, равновесната конфигурация е вече друга. Така пълното описание на съществуването на една звезда с  $(M, X, Y, Z)$  става чрез еволюционна последователност от модели. Представена на HR диаграма, такава последователност се нарича *еволюционен трек*.

# Глава 12

## Моделиране на междузвездната среда

Под *междузвездна среда* (ISM) се разбира дифузното вещество в една галактика, което не е съсредоточено в звездите или в техни планетни системи. Пространственото разпределение на ISM обаче се определя от звездното население, тъй като на звездите се пада огромният дял от масата на галактиката и те определят интегралното гравитационно поле. В случая с Млечния път, дялът на ISM от масата на Галактичния диск е приблизително 10-15%. ISM има няколко взаимодействащи компоненти: междузвезден газ, прах, лъчение и магнитно поле, което пронизва останалите компоненти и им оказва силно влияние.

### 12.1 Компоненти

#### Междузвезден газ

Междузвездният газ е съсредоточен предимно в галактичните дискове. Той представлява основната компонента на ISM и затова под “компоненти на ISM” често се разбират само газовите фази:

- *Неутрален водород* ( $\text{H I}$ ): отличава се съществено от другите компоненти по разпределението си в пространството.  $\text{H I}$ -областите заемат по-голям обем от Галактиката, отколкото зоните на видимо звездообразуване, като обхващат диска и част от халото. Неутралният газ е разпределен относително хомогенно в диска, като в него са потопени по-хладни и сгъстени облаци, нерядко включващи сгъстявания с висока непрозрачност.
- *Молекулен водород* ( $\text{H}_2$ ): Съсредоточен е предимно в облачни структури, където концентрацията варира в широки граници, но най-типичните стойности са  $10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Анализът на наличните данни показва, че молекулярните облаци имат маси  $\sim 10^3 - 10^4 M_\odot$ , а най-големите от тях<sup>1</sup> – съответно  $\sim 10^4 - 10^6 M_\odot$ . Те са разположени предимно на малки галактични ширини, приблизително до галактоцентрични разстояния  $\sim 12$  кpc. Интересна подгрупа на молекулярните облаци са т. нар. *тъмни инфрачервени облаци*, наблюдавани като силуети на фона на дифузно излъчване в MIR. Общият дял на атомния и молекулния водород от масата на ISM е около 60 %.
- *Области от ионизиран водород* ( $\text{H II}$  области): Те обкръжават ярки звезди от спектрални класове O-B3 или млади звездни купове. Звездните източници имат достатъчно мощно UV излъчване в Лаймановия континуум. Типичните температури в  $\text{H II}$  областите са  $10^4 \div 10^5 \text{ K}$ , а излъчването им е предимно във видимия диапазон

<sup>1</sup> Т. нар. “гигантски молекулярни облаци” (GMCs).

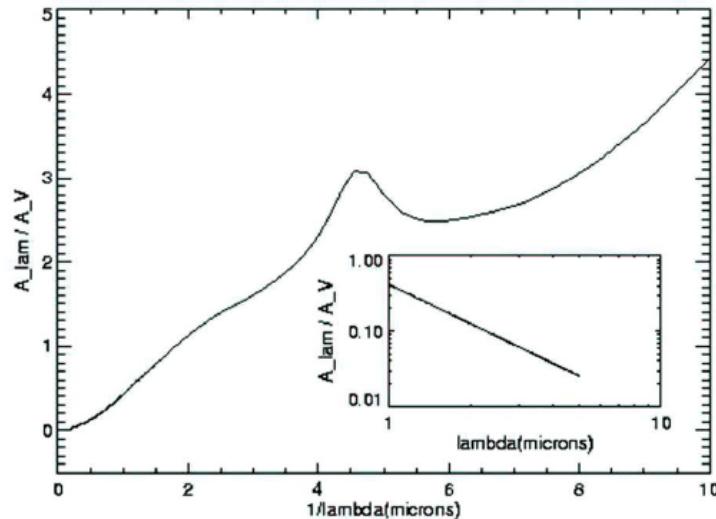
и най-вече в линията  $H_{\alpha}$ . Яркостното им разпределение в Галактиката има максимална плътност в пръстена  $4 < r_{gc} < 8$  кpc. И в Млечния път, и в други галактики, Н II-областите очертават добре спиралната структура. На йонизирания газ се пада голяма част от обема на ISM, но едва около 10 % от масата на газа.

## Междузвезден прах

Видимото почервяняване на светлината от звездите при преминаването ѝ през ISM и фактът, че този ефект ясно корелира с колонковата плътност на водорода, а не с разстоянието, говорят за наличието на допълнителна компонента на средата, обуславяща абсорбцията в широки честотни диапазони. Характерните особености на абсорбционната крива, например изпъкналостта на 217.5 nm, са като правило доста широки и следователно не могат да се дължат на поглъщането от атоми и отделни молекули. Освен това, измерените количества на елементи в локалната ISM показват, че някои от тях (например, Si и Fe) са значително по-малки, отколкото слънчевите. И най-сетне, декомпозираните спектри в MIR и FIR показват повсеместно наличие на непрекъснато, квазичернотелно излъчване, отново в добра корелация с колонковата плътност на водорода. Като вземем предвид всичко казано, налага се изводът, че освен газ в йонизирана, неутрална и молекулна форма, междузвездната среда има още една компонента, обикновено наричана *прах*.

Прахът е добре смесен с газа, при съотношение на средните плътности 1:100. Огромната част от него се съсредоточава в Галактичната равнина, където се проявява чрез поглъщане и разсейване на звездната светлина. Този ефект е особено голям, ако праховите частици са с типичен размер  $a \approx 1 \mu m$  - сумарната площ на частици с обща маса от 1 g е достатъчна да покрие 1000 пъти сечение от  $1 \text{ cm}^2$ ! Ефективността на разсейването всъщност е още по-висока, защото при  $a \gg \lambda$  пълното сечение нараства двойно поради дифракция по краищата. Екстинкцията е сложна функция на дълчината на вълната (Фиг. 12.1), която може да се изрази чрез общата формула:

$$A_{\lambda} = K_0 + K_1 \lambda^{-\beta}, \quad \beta = \beta(\alpha), \quad \alpha = 2\pi a / \lambda \quad (12.1)$$



Фигура 12.1: Закон за междузвездната екстинкция като функция от дълчината на вълната. По Savage & Mathis (1979)

Средната екстинкция от газово-прахов облак е под  $0.2^m$  на 15 pc, но при т. нар. *глобули*

може да достигне до  $1.5 - 5^m$ . Глобулите (на Бок /Bok/) са относително малки ( $d \simeq 0.5$  pc), но сгъстени ( $\rho \sim 10^{-21}$  g/cm<sup>3</sup>) облаци, които се виждат като тъмни петна на фона на звездно поле. Те са най-малките и типични елементи на МС и имат маси 20-100  $M_{\odot}$ . Лишени от вътрешни източници на енергия, глобулите са сред най-хладните природни обекти: с температури от едва няколко келвина. Общоприетото схващане е, че те са ядра или фрагменти от колапсиращи протозвездни молекулярни облаци, но статутът им все още не е уточнен поради неизяснените ефекти от вътрешното им магнитно и турбулентно налягане.

По-голямата част от междузвездния прах произхожда от звезди в стадия на червените гиганти (RGB-звезди). Техните разширени атмосфери са обогатени със Si, O и C посредством мощните конвективни потоци. Ако звездата е въглеродна, оформя се гъст "покров" от карбонатни частици (графитни люспи или аморфни частички) със среден диаметър 0.01 μm. При обогатени с кислород звезди се образуват силикатни частици (O+Si и други метали) с размер около 1 μm. Под действие на лъчистото налягане, праховите ядра се движат навън, в зони с по-ниски температури, и по тях полепват допълнителни атоми H, O, C, N, S. Така възникват ледени "мантии" от воден лед, амоняк, метан и въглероден дioxид. Чрез разнообразни и сложни химични процеси в мантията се вграждат и други съединения като CO и H<sub>2</sub>S. Въздействието на излъчването в UV от близки горещи звезди предизвиква реакции между химичните елементи в мантията и води до образуването на прости органични съединения.

## Радиационно поле

Химичното и термодинамичното състояние на газа в ISM се определят най-вече от взаимодействието на газа и праха с междузвездното радиационно поле (ISRF). Последното покрива пълния електромагнитен спектър, като в различни диапазони преобладават различни източници. ISRF в Слънчевата околност има шест компоненти: (1) Галактично синхротронно излъчване от релативистични електрони, (2) космически микровълнов фон (CMB), (3) инфрачервено и FIR емисия от нагрети от звездите прашинки, (4) свързано-свързани (bb), свързано-свободни (bf) и свободно-свободни (ff) преходи в ионизираната плазма<sup>2</sup> с  $T \sim 10^4$  K, (5) излъчване на звездите и (6) рентгеново излъчване от горещата плазма ( $T \sim 10^5 - 10^8$  K).

В микровълновия диапазон основен принос има космическият микровълнов фон (CMB), излъчен в космологичната епоха на рекомбинация и претърпял червено отместване поради разширяването на Вселената. Спектърът на CMB е много близък до този на абсолютно черно тяло с температура  $T_{CMB} = 2.73$  K. Тази температура е значително по-ниска от типичните температури на газа и праха в локалната ISM. Затова, въпреки високата плътност на енергията на CMB, обменът на енергия между него и тези компоненти на средата не се отразява особено на температурата им. (В галактиките на голямо  $z$  обаче температурата и енергийната плътност на CMB са доста по-високи; там то има голямо значение за регулирането на термодинамичната еволюция на газа и праха.) В инфрачервената област преобладава топлинното излъчване на междузвездния прах: около 2/3 от енергията му се падат на MIR и FIR ( $\lambda > 50$  μm), с модифициран чернотелен спектър. Оставащата 1/3 най-вече се излъчва в последователност на отличителни максимуми на дължини на вълните  $\lambda = 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7$  μm. Последните съответства на вибрационни преходи на т.нар. *полициклични ароматни въглеводороди* (polycyclic aromatic hydrocarbons, PAHs): големи органични молекули, съдържащи един или повече бензолови пръстени. В най-близката инфрачервена област, както и във видима и ултравиолетова светлина преобладава излъчването на звездите, като приносът на по-масивните звезди е значителен в ултравиолета.

Най-значимо въздействие върху междузвездния газ оказва радиационното поле в UV. Високоенергийните UV фотони причиняват фотойонизация и така влияят на химията и структурата на молекулярните облаци. Тъй като потенциалът на ионизация на водород-

<sup>2</sup>Понякога това се нарича *небуллярно лъчение*.

ния атом съответства на фотон с дължина на вълната от  $912 \text{ \AA}$ , фотоните с енергии над тази граница (т.е. от Лаймановия континуум) бързо се абсорбират в МС и са в нищожни количества в зоните с неутрален водород. Ето защо само атоми с по-нисък йонизационен потенциал могат да бъдат йонизирани в неутралната среда. Такъв атом е например въглеродният: основен източник на електрони в неутралната среда. Освен фотойонизационни процеси, UV фотони обуславят и фотоелектричен ефект, отделяне на електрон от прахова частица. Освободените при двата типа процеси електрони получават част от излишната енергия на фотона, която предават чрез сблъсъци на газовите частици. Така фотойонизацията (в зоните с йонизиран газ) и фотоэффектът (в зоните с неутрален газ) чрез UV-фотони са преобладаващ механизъм за нагряване на газа.

## Космически лъчи

Това е традиционното наименование на релативистични протони и  $\alpha$ -частици ( $\sim 99\%$ ) и малки количества електрони ( $\sim 1\%$ ). Можем ги разглеждаме като силно разреден релативистичен газ, чийто частици не си взаимодействват, а търпят редки удари с частиците от междузвездния газ или прах и изпитват влиянието на магнитните полета в ISM (с интензитет от порядъка на  $\mu\text{Gs}$ ). Енергията варира в широк диапазон: от  $100 \text{ MeV}$  до над  $1 \text{ TeV}$ , като огромната част от космическите лъчи с най-високи енергии са свързани с магнитното поле на Галактиката и затова претърпяват постоянно разсейване в нейния диск. Пълната енергийна плътност е близо  $2 \text{ eV.cm}^{-3}$ , което е сравнимо със сумарната плътност на звездното излъчване и само няколко пъти по-малко от средната плътност на топлинната енергия в ISM. Ето защо космическите лъчи играят важна роля в пълния енергиен баланс на газа.

Спектърът на космическите лъчи рязко спада към големите енергии. Затова основен принос за нагряването и йонизацията на газа имат частиците с най-ниски енергии:  $\lesssim 100 \text{ MeV}$ . За съжаление тази част от спектъра на космическите лъчи е известна с най-малки подробности. Частици с такива енергии не могат да проникнат в хелиосферата, поради взаимодействието им със слънчевия вятър.

По-голямата част от космическите лъчи възникват около въртящи се неutronни звезди, при взрывове на свръхнови или около черни дупки. Свръхвисоките енергии на част от тях ( $\epsilon > 10^{14} \text{ eV}$ ) изискват обаче извънгалактичен произход (напр. радио-галактики и квазари).

\* \* \*

Всички компоненти на ISM са в тясна взаимовръзка. Газът се йонизира (в по-малка или по-голяма степен) от космически лъчи или твърдо електромагнитно лъчение. Електромагнитното поле оказва влияние на движението на йоните и на праховите частици, а участието на газа в диференциалното въртене на Галактиката увлича силовите линии на магнитното поле и го усилва.

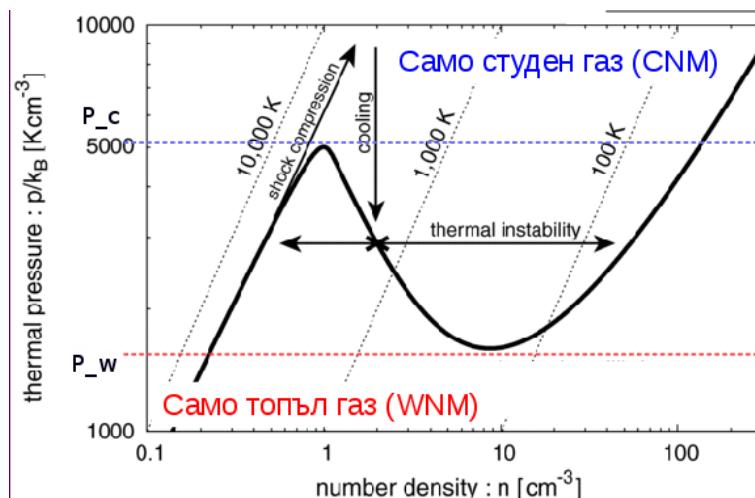
## 12.2 Фазови модели и енергиен баланс

В много отношения ISM е твърде далеч от състоянието на термодинамично равновесие. Затова не можем да приемем равновесни разпределения на Болцман или на Саха. Ударите между водородните и хелиеви атоми при ниски енергии ( $\leq 10 \text{ eV}$ ) са обаче квазиеластични и постепенно се получава равновесно разпределение по кинетични енергии, т.е. можем да работим с разпределение на Максуел по скорости.

Термодинамичното и химичното състояние на газовата ISM обикновено се описват чрез броя на нейните фази. Температурата на различните компоненти на средата се изменя от  $10 - 80 \text{ K}$  в хладните молекулярни облаци през  $\sim 10^4 \text{ K}$  в H II-областите до  $10^5 - 10^6 \text{ K}$  в останките от свръхнови (SNR). Концентрациите също варираят в широки граници: от  $10^2 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$  в молекулярни и H II-облаци до  $1 - 50 \text{ cm}^{-3}$  (H I-облаци) до  $\sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$  в

SNR (газ от коронален тип). Проблемът за устойчивостта на такива обекти или състояния се разглежда във *фазовите теоретични модели*. Съществуването на многофазова среда е възможно само при приток или отток на енергия от системата. В изолирана система в равновесие може да се развие само еднофазова среда. Главният източник на енергия за ISM са взривовете на свръхнови, като горещият газ изпълва съществена част от близкото междузвездно пространство.

Един ранен и широкоизползван модел на ISM е двуфазовият модел. Основно предположение е, че атомният газ е в термодинамично равновесие, като съществуват широки диапазони на налягането, за които са възможни устойчиви решения. Моделът описва хладни плътни облаци с  $T \sim 100$  K, наречени *студена неутрална среда* (Cold Neutral Medium, CNM), потопени в гореща и дифузна *топла неутрална среда* (Warm Neutral Medium, WNM) с  $T \sim 10^4$  K. Двете фази са в относително равновесие по наляганятия и преходът между тях може да бъде доста рязък. Равновесието се установява при баланс между нагряването от свръхнови или от млади звезди и охлажддането чрез лъчението<sup>3</sup>. Ако средата е изотермична и в нея има флуктуации на плътността, то се оказва, че по-плътните облаци се охлаждат по-бързо и стават още по-плътни поради падането на налягането в тях. За да избегнем предположението за хидродинамични флуктуации, трябва да приемем квазистационарно състояние. Тогава, при постоянно налягане имаме  $n \propto 1/T$ . Но концентрацията на свободни частици зависи силно от локалната температура. Затова към характеристиките на стационарното състояние трябва да се прибавят и скоростите на образуване и разрушаване, на възбудждане и деактивация на отделните частици и така да се получи *условие за детайлно равновесие*.



Фигура 12.2: Налагане на междузвездния газ като функция от концентрацията при двуфазов модел. Равновесните конфигурации са обозначени с плътна линия.

При отчитане на всички тези фактори може да се получи отношението между налягането и плътността в ISM. Равновесие между фазите се наблюдава при дискретни температури и плътности. Предсказанието на двуфазовия модел е онагледено на Фиг. 12.2. При ниски наляганания под някаква критична стойност  $P_W$  или при високи, над  $P_C$ , съществува само една фаза: топла в първия, и студена във втория случай. При налягане  $P_W < P < P_C$  са налице три равновесни конфигурации. Две от тях съответстват на интервалите на положителен наклон на кривата и са устойчиви – при повишаване на концентрацията има и повишаване на налягането. Междинната фаза е неустойчива, понеже при флуктуация на обема към по-висока концентрация налягането спада спрямо това на обкръжаващата

<sup>3</sup> Магнитните полета също могат да допринесат за устойчивостта на облака.

среда и разглежданият обем от средата колапсира, докато стане част от CNM. И обратно, ако отклонението е към по-ниски концентрации, налягането нараства спрямо това на средата и обемът се разширява и разрежда, като се разтваря в WNM. При типично налягане в ISM  $P/k \simeq 10^3 \text{ K/cm}^3$  получаваме оценки за характерните параметри на двете фази:  $T = 9000 \text{ K}$ ,  $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  (топла междуоблачна среда) и  $T = 35 \text{ K}$ ,  $n = 30 \text{ cm}^{-3}$  (хладни облаци). Междинното състояние с типични температури от няколко хиляди К е неустойчиво.

В *трифазовия модел* на ISM се отчита и наличието на много горещ газ от коронарен тип, каквото се потвърждава при ред наблюдения от мекото рентгеново излъчване, генерирано в голям обем разреден газ, и абсорбционни линии на O VI. Такъв газ се изхвърля при взрывове на свръхнови. Моделът се разширява с отчитане на вида на частиците: молекули, атоми или иони. Физичните характеристики на фазите на ISM са обобщени в Таблица 12.1. Отворен остава въпросът доколко изброените пет фази могат да се разграничават една от друга. В двуфазовия модел CNM и WNM са напълно разграничими фази в равновесие по наляганния, като целият атомен водород принадлежи на някоя от тях. Наблюдателните данни за H I обаче говорят, че реалната картина е далеч по-сложна. Вече разполагаме с надежни свидетелства, че немалка част от атомния газ е в топлинно неустойчиво състояние, с междинна температура между CNM и WNM. Освен това, самият факт, че ISM е силно турбулентна, подсказва, че двуфазният модел представлява прекалено опростяване. А турбулентността се задвижда от разнообразни физични процеси, сред които топлинна неустойчивост, обратно взаимодействие от свръхнови и приток на газ към галактичния диск. Ефектът от нея е постоянно размесване на газа и размиване на границите между отделните фази на средата.

Фаза	$T$ [ K ]	$n_{\text{H}}$ [ cm $^{-3}$ ]	Дял от обема [ % ]	Дял от масата [ % ]
Молекулна	10 - 20	$10^2 - 10^6$	1	20
Студена неутрална (атомна)	20 - 100	20 - 50	4	40
Топла неутрална	$6 \times 10^3 - 10^4$	0.2 - 0.5	30	30
Топла ионизирана	$8 \times 10^3$	0.2 - 0.5	15	10
Гореща ионизирана (коронална)	$10^6$	0.0065	50	<1

Таблица 12.1: Физични свойства на фазите на ISM (обобщение от различни източници).

## 12.3 Наблюдения на различните фази

### 12.3.1 Студена междузвездна среда

#### Емисии на атоми и молекули

Водородът се наблюдава лесно, когато е в атомна форма. Особено удобен е преходът в свръхтънката структура на атома с  $\lambda = 21 \text{ cm}$  (1.4 GHz), от състояние с паралелни към такова с антитаралелни спинове на протона и електрона:

$$p \uparrow e^- \uparrow \rightarrow p \uparrow e^- \downarrow + \gamma (6 \times 10^{-6} \text{ eV})$$

Този преход е забранен, с време на живот на метастабилното ниво  $11 \times 10^6$  уг. Но тъй като пълният брой водородни атоми в стълб със сечение  $1 \text{ cm}^2$  и височина 1 pc е по-голям от  $10^{18}$ , преходът се реализира в достатъчно много случаи. Освен това, енергията на прехода е 1 K, т.е. съответното ниво може да бъде възбудено дори в много студени

среди. Така емисия в линията  $\lambda 21$  см се наблюдава в Млечния Път и в много близки галактики линията  $\lambda 21$  см. Това дава възможност да се строят карти на разпределението на неутралния водород, а също кривите на въртене на спирални и неправилни галактики.

При високи плътности на газа ( $> 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ), водородът е в преобладаваща молекулна форма, преки наблюдения на която са изключително трудни. Двутонните молекули имат три типа възбудени нива: електронни (възбудване на един или повече електронни), вибрационни (съответстващи на вибрации на двете ядра) и ротационни (съответстващи на въртенето на двете ядра около общия център на масите). В общия случай електронните нива са с най-висока енергия, а ротационните – с най-ниска. Първото възбудено ниво на  $H_2$  е ротационно, с енергия 175 К по-голяма от тази на основното. Поради ниските температури в състената молекулярна ISM ( $T \sim 10$  K), там почти няма молекули в това възбудено състояние. Следователно, наблюденията на молекулния водород трябва да се осъществяват косвено, чрез корелиращ с него индикатор. Само в много редки случаи са възможни преки наблюдения – например, при наличието на ярък UV източник на заден фон, върху чийто спектър се наслагват UV абсорбционни линии.

Коректните измервания на емисии на молекули са доста сложни, защото предполагат моделиране, и интерпретацията им също не е лесна. Изисква се и голяма прецизност, тъй като линиите могат да бъдат доста ярки в сравнение с излъчването в континуума. Водеща роля в изучаването на ISM в галактики извън Местната група играят изследванията на ротационните линии на молекулата CO, тъй като последните (заедно с излъчването на  $C^+$  в зони с атомен водород) са най-лесно детектируеми емисии от студената среда. Най-простата излъчваща система е частица с точно две енергийни нива и този физически пример ни дава достатъчно разбиране. На практика по-интересни за нас са молекулите, поради преобладаването на молекулния газ в състени среди, където протича звездообразуване.

### Излъчване на праха

Първият индикатор на молекулен газ в звездообразуващите облаци, който изниква в ума, е топлинното излъчване на прашинките. Газовите облаци са винаги примесени с прах, като газът е твърде далеч от локално термодинамично равновесие и не излъчва топлинно. Обаче *прахът*, нагрят от UV излъчването на близки горещи массивни звезди, излъчва топлинно в MIR поради по-високата му непрозрачност. При тези условия може да се пресметне и температурата на праха  $T_0$ . Ако приемем, че праховата частица е сферична и се намира на разстояние  $D$  от звезда с температура  $T_*$  и радиус  $R_*$ , то от равенството на погълнатата и излъчената енергии за единица време и от предполагаемото равенство на поглъщателната и излъчвателната способност на частицата можем да получим:

$$T_0 = 0.7 T_* \left( \frac{R_*}{D} \right)^{1/2} \quad (12.2)$$

Предвид параметрите на массивните звезди и размерите на гигантските молекулярни облаци, типичните температури на праха се оказват между няколко десетки до няколкостотин келвина. Нека отбележим, че в израза (12.2) не фигурира размера на частицата. Със същата формула можем да оценим температурата на Земята, нагряна от Слънцето, и да получим 280 K.

Сега да разгледаме облак с плътност  $\rho$  и дебелина  $s$ , примесен с прашинки с температура  $T$ . Сместа има непрозрачност  $\kappa_\nu$ , която се дължи главно на прашинките, освен за честоти  $\nu$ , съответстващи на резонансни абсорбции в газовите атоми и молекули. При sub-mm наблюдения, типичните стойности на  $\kappa_\nu$  са  $\sim 0.01 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ , а облакът можем да приемем за оптично тънък. В такъв случай собственото излъчване на облака се пресмята лесно, както показвахме в Глава 8.2. При предположение за локално термодинамично равновесие, характеризиращо се с температура  $T$ , ще бъде изпълнен законът на Кирххоф  $j_\nu / \kappa_\nu = B_\nu(T)$  и тогава уравнението на лъчистия пренос за оптически тънкия прах ( $\tau_\nu \ll 1$ ) се опростява:

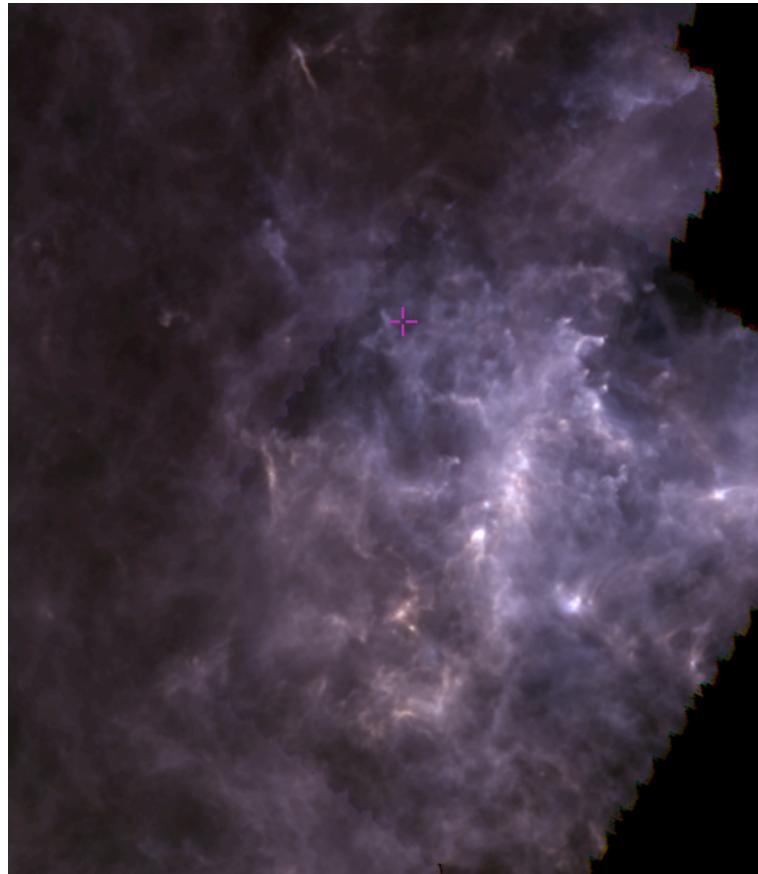
$$I_\nu = B_\nu(T) (1 - \exp(-\tau_\nu)) \approx \tau_\nu B_\nu(T) = \kappa_\nu \rho s B_\nu(T) = \kappa_\nu \Sigma B_\nu(T), \quad (12.3)$$

където  $\Sigma$  е повърхностната плътност на облака. Така от измерване на специфичния интензитет на излъчването  $I_\nu$  от прашинките в облака и при познаване на температурата и свойствата на прашинките, можем да определим колонковата плътност на газа  $N_{\text{H}} = \Sigma/\bar{\mu} m_{\text{H}}$  за всяка насоченост (beam) на телескопа.

При предположение за степенна зависимост на непрозрачността от честотата  $\kappa_\nu \propto (\nu/\nu_0)^\beta$ , което е оправдано във FIR и субмилиметровия диапазон, емисията на праха се моделира с т.н. “модифицирано чернотелно” или “сивотелно” излъчване със среден специфичен интензитет:

$$J_\nu \propto B_\nu(T_0) \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta. \quad (12.4)$$

Обикновено се приема, че средната температура на праховите частици е  $T_0 \approx 20$  K, нормировъчната честота е  $\nu_0 = 1000$  GHz ( $\lambda = 300$  μm), а спектралният показател е  $\beta \approx 2$ , като остава спорно дали той зависи от температурата. Така при наблюдения в sub-mm или в радиодиапазона емисията на праха е по-слаба (“сивотелна”), отколкото на абсолютно черно тяло с температура  $T$ . Карта на излъчването на праха в един молекулярен облак, свързан със зоната на звездообразуване Rosette, е показана на Фиг. 12.3.



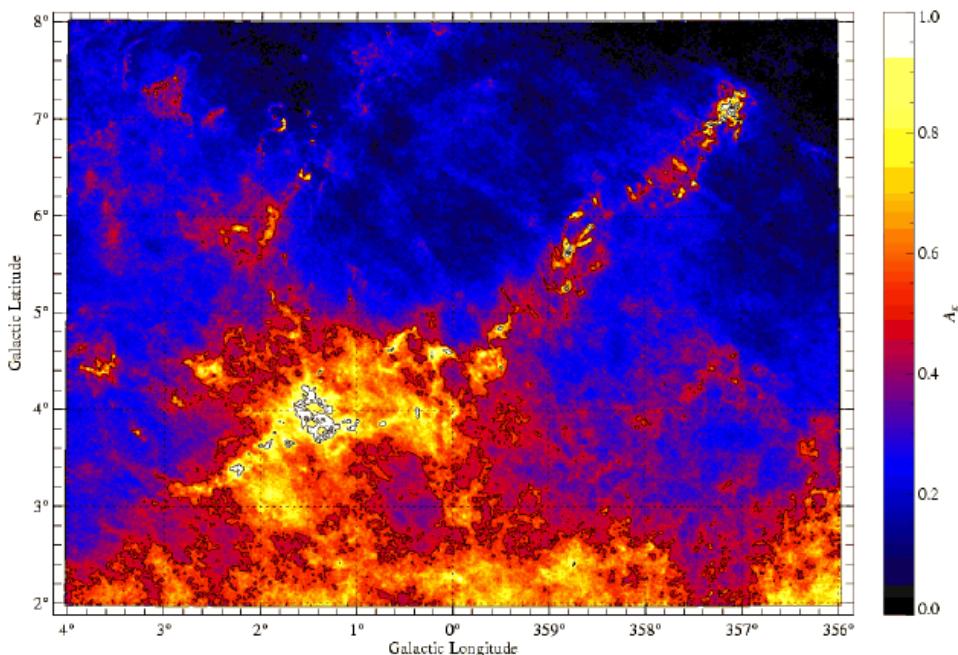
Фигура 12.3: Карта на излъчване на праха в молекулярен облак Rosette. Изображение, получено от наблюдения на 250, 350 и 500 μm с инструмента SPIRE на космическия телескоп *Herschel* (<http://sky.esa.int>).

### Екстинкция на праха

Друг възможен подход за наблюдения на хладната ISM е измерването на абсорбцията на фонови звезди, причинена от праха; обикновено в IR диапазон. В сравнение с топлинното излъчване на праха, тук има ред предимства:

1. Звездите имат много по-мощно излъчване спрямо прашинките и могат да се наблюдават в NIR, вместо в sub-mm. Затова може да постигне *многократно по-добра резолюция* на картите.
2. Тъй като непрозрачността не зависи от температурата, несигурността при конвертирането към колонкова плътност е съществено по-малка.
3. Още повече, кривата на непрозрачност в инфрачервената област е позната с доста по-добра точност, отколкото в sub-mm. Това води до още по-надеждно определяне на колонковата плътност.

Същевременно трябва да се посочат и два недостатъка на този подход. Относително високата непрозрачност в IR ограничава приложимостта му като цяло до дифузни области; в съгъстените зони светлината на фоновите звезди е напълно екранирана. Също така, за да се построи добра карта е необходимо богато и ясно видимо поле от фонови звезди, а само няколко облаци имат геометрия, позволяваща това. Вероятно най-добрият пример за приложимостта на подхода е мъглявината Pipe (Фиг. 12.4).



Фигура 12.4: Карта на екстинкция на праха в мъглявината Pipe (Lombardi et al. 2006).

Понеже междузвездният прах е с практически същото пространствено разпределение, съществува добра корелация между  $N_{\text{H}}$  и екстинкцията  $A_V$ . В Млечния път наблюденията дават следната релация:

$$N_{\text{H}} = 1.9 \times 10^{21} A_V \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$$

### 12.3.2 Топла междузвездна среда

Типичните представители на топлата междузвездна среда са H II-областите, които обаче са трифазови конфигурации, съдържащи също студена и гореща компонента. В съседство с тях винаги се откриват молекулярни облаци, част от чито сгъстени зони са претърпели колапс с образуване на звезди. Най-масивните звезди (от клас O) имат мощно UV лъчение, способно да йонизира водорода и по-тежки елементи като O, N, S. Газът се нагрява до температури  $> 5000$  K. В характерния спектър на една H II-област изпъкват силни емисионни линии, които се възбуджат чрез следните механизми:

- Рекомбинация в оптичната област: Балмерова серия, линии на He II.
- Флуоресценция: В условията на силно разредено йонизиращо лъчение от горещата звезда (звезди) каскадната рекомбинация е много по-вероятна от каскадната йонизация (теорема на Роселанд). Така UV йонизиращи квенти “се дробят” в газовата мъглявина на оптични квенти, които могат да възбудят и нива на O III, N III и др.
- Удари между електрони и йони, възбуджащи метастабилни нива на някои йони и водещи до излъчване на забранени линии като например [O III] $\lambda$  4363, 4959, 5007 Å.

Потоците в отделни линии и отношенията между тях могат да се използват като диагностични инструменти за определяне на плътностите, температурите и количествата на отделните елементи в H II-областите. Например анализът на линиите на [S II] $\lambda$  6716, 6731 позволява да се получи оценка на електронната плътност, а на споменатите по-горе линии на [O III]- на температурата.

А размерът на една H II-област може да се оцени въз основа на изискването за йонизационно-рекомбинационно равновесие. Всички фотони от Лаймановия континуум в крайна сметка се поглъщат в областта - тя нараства, докато се достигне равновесие между скоростите на йонизация и на рекомбинация. С пресмятане на коефициента на рекомбинация  $\alpha$  и на броя йонизиращи фотони от OB-звездите  $\dot{N}_{OB}$  се получава радиуса на областта, наречен *радиус на Стрьомгрен* (Strömgren):

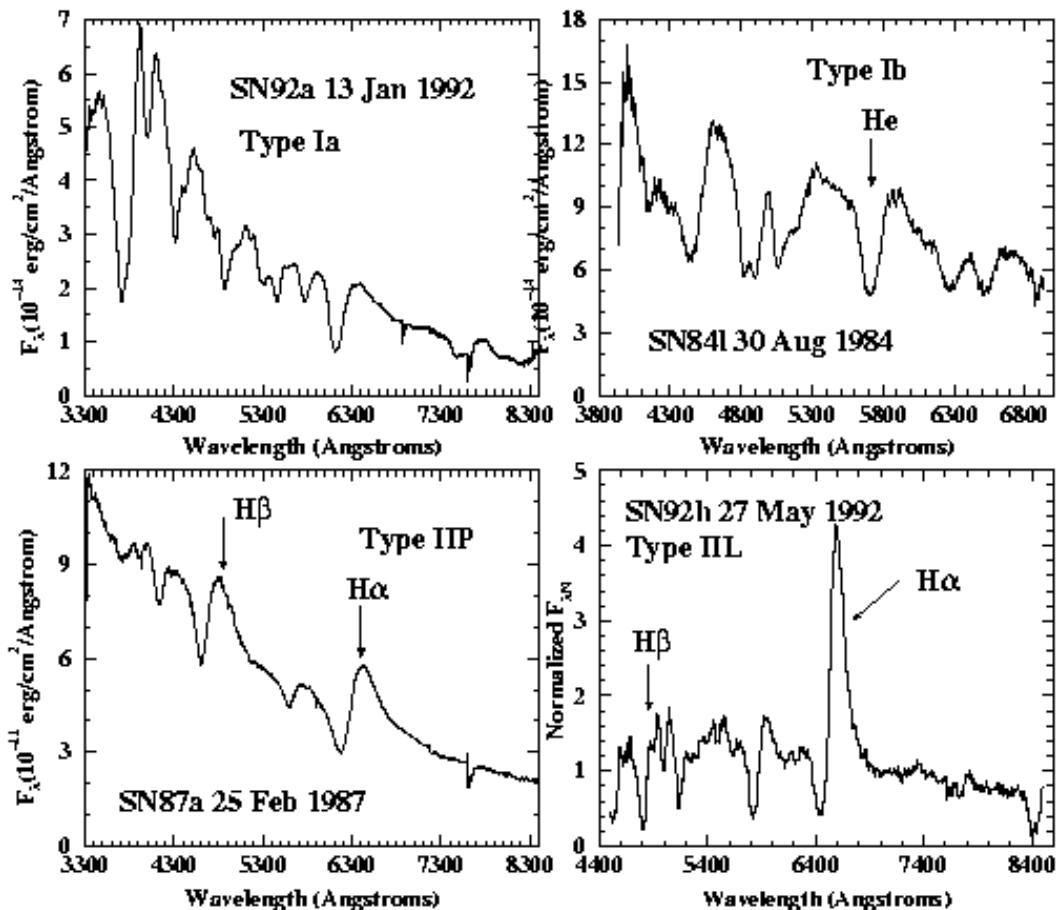
$$r_S \approx \left( \frac{3\dot{N}_{OB}}{4\pi\alpha} \right) n_H^{-2/3} \quad (12.5)$$

Една OB звезда например излъчва  $\dot{N}_{OB} = 10^{49}$  фотона от Лаймановия континуум в секунда. Тогава за  $n_H \approx 5000 \text{ cm}^{-3}$  размерите на областта са  $r_S = 0.3 \text{ pc}$ .

### 12.3.3 Гореща междузвездна среда

Разширението на обвивката на една свръхнова протича със скоростта на експлозията приблизително до момента, когато масата на изтласканото междузвездно вещество достигне масата на изхвърлената обвивка. Към този момент размерът на останките от свръхновата достига 1 pc. Оттук насетне движението на ударния фронт се забавя и температурата в средата се повишава до  $\approx 10^7$  K. При такива температури охлажддането става предимно чрез спирално лъчение, а този процес е с малка ефективност. Затова SN обвивката продължава да се разширява почти адиабатно.

Един добре известен пример за останки от свръхнова е Ракообразната мъглявина (Crab nebula). Възрастта ѝ е около 1000 години, а скоростта на разширение -  $\sim 1100 \text{ km/s}$ . Излъчва в широк диапазон: от рентгенови лъчи до радиообластта, като радиосветимостта ѝ е по-висока от интегралната светимост на Слънцето:  $5 \times 10^{26} \text{ W}$ . Около 20% от видимата светлина се излъчва от газови нишки с емисионен спектър; останалите 80% се падат на спектър без особености, като лъчението е дифузно и поляризирано. Радиоизлъчването е синхротронно: на високоенергийни частици ( $\epsilon \lesssim 10^{11} \text{ eV}$ ) в магнитно поле. Те губят енергията си с характерно време от около 50 години и следователно трябва да са били ускорени



Фигура 12.5: Оптични спектри на останки от свръхнови от различен тип.

значително след експлозията. Вероятната причина за ускорението им е магнитосферата на пулсара в центъра на мъглявината: неutronна звезда, възникнала след взрива от  $10^{54}$  година. Характерни оптични спектри на SN остатъци са показани на Фиг. 12.5.

# Глава 13

## Моделиране на обекти от изродено вещество

В напреднал еволюционен стадий на една звезда, когато тя е изчерпала термоядреното си гориво, решаващо значение за окончателната ѝ съдба има текущата маса  $M_{\text{final}}$ . Оценки от звездното моделиране сочат, че при  $M_{\text{final}} \lesssim 3 M_{\odot}$  ще се постигне равновесие и звездата ще избегне пълния колапс. Това става благодарение на израждането на газа и затова такива обекти се наричат *изродени конфигурации*.

### 13.1 Бели джуджета

#### Общи сведения

Белите джуджета (white dwarfs; WDs) са вторите по разпространеност звезди в Галактиката, след тези от Главната последователност. Те представляват последния еволюционен стадий на около 97 % от звездите; всички звезди с *начални* маси под  $\sim 8 M_{\odot}$  ще се превърнат в WDs, след изхвърляне на обвивката като планетарна мъглявина. Понастоящем са само известни няколко хиляди бели джуджета – всичките на близки разстояния (до няколкостотин pc), което е обяснимо предвид изключително ниската им светимост:  $M_{\text{bol}} \sim 7^m \div 15^m$ . Същевременно техните спектрални класове (B-F) свидетелстват за високи  $T_{\text{eff}}$ , което означава малки размери на тези обекти. Масите на WDs обаче са сравними със слънчевата. Например, звездата Sirius B, една от първите две открити бели джуджета, има маса  $1.05 M_{\odot}$ , радиус  $0.0084 R_{\odot}$  и ефективна температура  $\sim 25\,000$  К. При такава маса и планетни размери плътността е изключително висока:  $2.5 \times 10^6 \text{ g/cm}^3$ . Оттук може да се пресметне, при предположение за чисто въглеродно ядро, че средното разстояние между два йона  $C^{11+}$  е 4 пъти по-малко от Боровия им радиус – т.е. веществото е изцяло йонизирано поради високото налягане. Бялото джудже излъчва тъкмо за сметка на топлинната енергия на йонизираното вещество.

Компактността на белите джуджета обуславя голямо гравитационното ускорение във фотосферата и съответно нищожната ѝ дебелина: от порядъка на метри. Спектрите им силно се различават от тези на ГП звездите. Характеризират се с много разширени абсорбционни линии и говорят за необичаен химичен състав: чисто водородни или хелиеви атмосфери с доста ниско съдържание на останалите елементи. Силната поляризация на излъчването и наблюдаваното Зееманово разцепване на линиите показват, че белите джуджета имат силни магнитни полета:  $10^6 \div 10^8 \text{ Gs}$ .

Съпоставянето на електронната плътност в недрата на WDs с квантовата плътност при определените  $T_{\text{eff}}$  (срв. формула 5.3) показва, че класическият режим е неприложим

– необходимо ни е квантовомеханично описание. От друга страна, *ансамблът от йони* все още може да се разглежда като идеален газ.

## Уравнение на състоянието на релативистичен електронен газ

Това уравнение може да се изведе отново от израза за голям каноничен ансамбъл (вж. формула 5.2). Отчитаме, че електроните са фермиони, със спин-фактор  $\alpha = 2$  (описващ две възможни направления на спина), и приемаме изотропно разпределение по импулси. Тогава можем да запишем израза за разпределението им по импулси в сферични координати, на единица обем:

$$\begin{aligned} dN(p) &= \frac{1}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} \frac{2.4\pi p^2 dp dV}{h^3} = \frac{1}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} \frac{8\pi p^2}{h^3} dp dV , \\ dn(p) &= \frac{1}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} \frac{8\pi}{h^3} p^2 dp ; \end{aligned} \quad (13.1)$$

На микроскопично ниво, налягането може да се дефинира като поток на импулса през единична повърхност  $d\sigma$ . Ако означим с  $\theta$  ъгъла между нормалата към тази повърхност и направлението на импулса на електрона, то импулсът през нормалната проекция  $\cos \theta d\sigma$  ще бъде  $p \cos \theta$ . Тогава компонентата на импулса, простираща през  $d\sigma$ , ще бъде  $p \cos \theta \cdot v(p) \cos \theta$ , а относителният дял на електроните в пространствен ъгъл  $d\omega$  ще бъде  $d\omega/4\pi$ . Сумарният поток на импулса (електронното налягане) ще получим при интегриране по всички координати:

$$\begin{aligned} P_e &= \int_{4\pi} \int_0^\infty \frac{8\pi p^3}{h^3} \frac{1}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} \cos^2 \theta v(p) dp d\left(\frac{d\omega}{4\pi}\right) \\ &= \frac{4\pi}{3h^3} \int_0^\infty \frac{p^3}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} v(p) dp = \frac{4\pi}{3h^3} \int_0^\infty p^3 v(p) f(E) dp , \end{aligned} \quad (13.2)$$

където  $v(p)$  и  $E(p)$  са (в общия случай) релативистични изрази за скоростта и енергията на електрона в интервал по импулси  $(p, p + dp)$ , а  $\eta$  отразява степента на израждане на газа. Формулата няма аналитично решение за разнообразните физически условия в бялото джудже. Възможни са решения в крайни случаи, които могат да бъдат разширени с известни уговорки.

## Конфигурация от напълно изроден газ

Силната гравитационна компресия на ядрото на бялото джудже води до пълно израждане на електронния газ: всички квантови състояния под определена гранична стойност на импулса  $p_f$  се оказват засти. Съответната гранична енергия  $\varepsilon_f \propto n^{2/3}$  се нарича *енергия на Ферми*. Това води до доста различно разпределение по скорости – немалка част от електроните имат скорости, значително над средноквадратичната<sup>1</sup>.

В действителност, недрата на едно бяло джудже съдържат частично изроден газ, а хидростатичното равновесие се поддържа от налягането на изроден газ, с малък принос от топлинното налягане. В първо приближение обаче можем да приемем, че газът е напълно

<sup>1</sup> Дори при  $T = 0$  К ще има високоскоростни електрони!

изроден. Тогава разпределението по енергии се опростява силно:

$$\begin{aligned} f(E) &= \frac{1}{\exp(-\eta + E(p)/kT) + 1} = 1, & E \leq \varepsilon_f \\ f(E) &= 0, & E > \varepsilon_f \end{aligned}, \quad (13.3)$$

а изразът за електронното налягане (ур. 13.2) добива вида:

$$P_e = \frac{4\pi}{3h^3} \int_0^{p_f} p^3 v(p) \, dp$$

и като изразим  $v(p)$  с използване на релативистичната формула за импулса  $p = \gamma m v$ , получаваме уравнението на състоянието на напълно изродения електронен газ в общ вид:

$$P_e = \frac{4\pi m_e^4 c^5}{3h^3} \int_0^x \frac{\xi^4}{\sqrt{1 + \xi^2}} \, d\xi = \frac{\pi m_e^4 c^5}{6h^3} \left[ x(2x^2 - 3)\sqrt{1 + x^2} + 3 \sinh^{-1} x \right], \quad (13.4)$$

където  $\xi \equiv p/(m_e c)$ , а  $x \equiv p_f/(m_e c)$  се нарича *релативистичен параметър*, който е мярка за импулса на електроните на най-високо енергийно ниво. Формулата се опростява в двата гранични случая на нерелативистично ( $x \rightarrow 0$ ) и на релативистично ( $x \rightarrow \infty$ ) израждане

$$P_e = \begin{cases} (8\pi m_e^4 c^5 / 30h^3) x^5, & x \rightarrow 0 \\ (\pi m_e^4 c^5 / 3h^3) x^4, & x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (13.5)$$

От друга страна, концентрацията на изродения електронен газ като функция на релативистичния параметър  $x$  можем да пресметнем чрез интегриране на ур. (13.1) в граници от 0 до  $p_f$ :

$$n_e = \frac{8\pi m_e^3 c^3}{3h^3} x^3.$$

Замествайки полученото в ур. (13.5), стигаме до уравнения на състоянието във вида  $P = P(n)$  за двата гранични случая на израждане.

- Нерелативистично израждане:

$$P_e = \frac{1}{40} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e} n_e^{5/3} \quad (13.6)$$

- Релативистично израждане:

$$P_e = \frac{1}{16} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} h c n_e^{4/3} \quad (13.7)$$

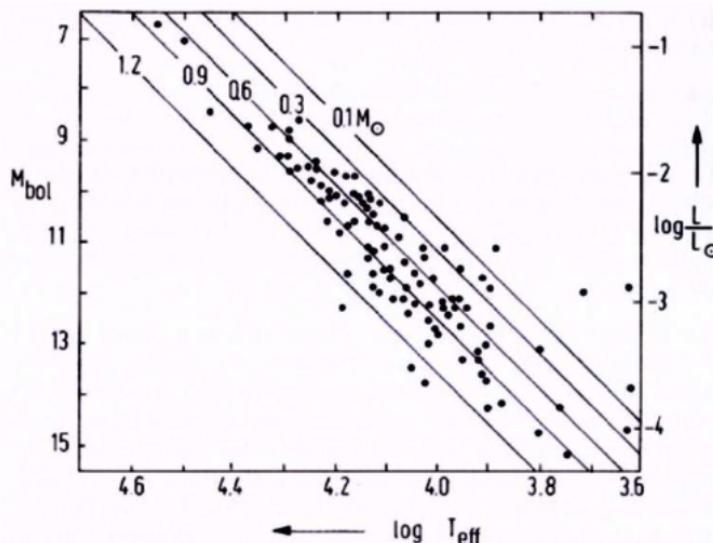
Така налягането на изродения електронен газ не зависи от температурата и химичния състав, а единствено от плътността.

## Съотношение “маса - радиус”

Като заместим оценките за централните налягане  $P_c$  (11.9) и плътност  $\rho_c$  (11.6) в полученото уравнение на състоянието за нерелативистичен изроден газ стигаме до следното съотношение маса-радиус за бялото джудже:

$$\rho_c^{5/3} \propto n_c^{5/3} \propto \frac{\mathcal{M}^{5/3}}{R^5} \propto \frac{\mathcal{M}^2}{R^4} \implies R \propto \mathcal{M}^{-1/3} \quad (13.8)$$

Така, за разлика от ГП звездите, белите джуджета се подчиняват на съвсем друго съотношение “маса - радиус” – по-масивните от тях са по-компактни. На този еволюционен стадий те вече не губят маса, а се охлаждат, като излъчват за сметка на топлината енергия на йоните. Поради постоянната си маса, белите джуджета се охлаждат по линии на постоянен радиус върху HR диаграма (Фиг. 13.1). Основният механизъм на пренос на енергия от недрата към повърхността им е *топлопроводността на изродените електрони*. Процесът на охлажддане е доста бавен: оценките сочат характерно време  $> 8 \times 10^9$  години за бяло джудже с една слънчева маса. Това превръща белите джуджета в добър показател за историята на звездообразуването в Галактиката.



Фигура 13.1: Линии на белите джуджета на HR диаграма, съпоставени с наличните наблюдателни данни.

Зависимостта на  $\varepsilon_F$  от концентрацията показва, че при по-нататъшно нарастване на плътността  $\varepsilon_F \geq m_e c^2$  и трябва да прибегнем към релативистичното уравнение на състоянието. Отново с използване на връзките  $P_c$  (11.9) и плътност  $\rho_c$  (11.6), можем да потърсим съотношение “маса-радиус” за релативистично изроден електронен газ:

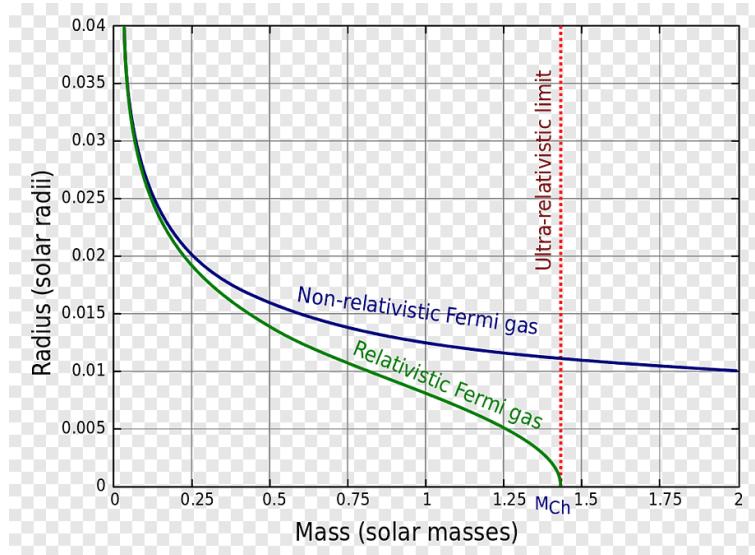
$$\rho_c^{4/3} \propto n_c^{4/3} \propto \frac{\mathcal{M}^{4/3}}{R^4} \propto \frac{\mathcal{M}^2}{R^4}$$

Зависимостите от радиуса се съкращават, което означава съществуването на единствена маса на напълно изродени релативистични WDs, над която е невъзможно поддържането на хидростатично равновесие. Тя е пресметната през 1939 г. от Чандрасекар

(Chandrasekhar), с използване на уравнението на състоянието (13.7) и уравнението на Поасон за самогравитиращ, сферично-симетричен, политропен флуид<sup>2</sup>. В негова чест тази критична маса е наречена *маса на Чандрасекар*:

$$\mathcal{M}_{\text{Ch}} = \frac{\omega_3^0 \sqrt{3\pi}}{2} \left( \frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{\bar{\mu}_e^2} = \frac{5.75}{\bar{\mu}_e^2} \mathcal{M}_\odot , \quad (13.9)$$

където  $\omega_3^0 = 2.0183$  е константа, произлизаша от решението на уравнението на Поасон при определено разпределение на плътността, а  $\bar{\mu}_e$  е средната маса, падаща се на един електрон. При звездно ядро от напълно йонизиран чист въглерод  $^{12}\text{C}$ , преобразувано в бяло джудже,  $\bar{\mu}_e \approx 12/6 = 2$ , което води до оценката  $\mathcal{M}_{\text{Ch}} = 1.44 \mathcal{M}_\odot$ . При по-големи маси устойчива конфигурация е невъзможна; бялото джудже колапсира и **избухва свръхнова от тип Ia** (SN Ia). Такива маси могат да се постигнат: а) ако звездата е член на тясна двойна система и акрецира вещества от спътника си; или б) при сливане на две бели джуджета. Колапсът води до експлозивни реакции на термоядрен синтез и около 50 % от масата се превръща в желязо. Свръхновите от тип SN Ia са най-важният източник на желязо в една галактика! Съотношението “маса-радиус” при белите джуджета е онагледено на Фиг. 13.2.



Фигура 13.2: Съотношение “маса-радиус” при белите джуджета. С вертикална пунктирна линия е обозначена масата на Чандрасекар  $\mathcal{M}_{\text{Ch}}$ .

## 13.2 Неутронни звезди

Неутронната звезда (neutron star; NS) е последен стадий на еволюция на звезда с начална маса между 8 и  $\sim 30 \mathcal{M}_\odot$ . След изгарянето на Si в ядрото, предшественикът на NS е изчерпал всичките си термоядрени източници на енергия в желязното ядро. Неутринните загуби водят до свиване и повишаване на температурата, което обуславя още по-големи неутринни загуби. Върху компактното ядро продължава да се трупа вещество

<sup>2</sup>В безразмерната си форма при астрофизични задачи то се нарича *уравнение на Лейн-Емден*.

от горящ слоев източник и масата му надминава  $\mathcal{M}_{\text{Ch}}$ . Освен това, обратният  $\beta$ -разпад ( $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ ) става енергийно изгоден и повишаващ ентропията. Така се стига до прогресивна неутронизация, която обуславя още по-голямо спадане на налягането. При  $T \sim 10^{11}$  К фотоните имат толкова високи енергии, че са в състояние да дезинтегрират ядрата на Fe и He. Тези реакции са ендотермични, налягането пада драматично и ядрото колапсира в свободно падане. При плътности  $\simeq 10^{12}$  g/cm<sup>3</sup> неутронизацията е пълна, а при  $\rho \sim 10^{14}$  g/cm<sup>3</sup> се достигат ядрени плътности и степента на компресия е практически безкрайна.

Описанието на изроденото вещество в неутронните звезди е значително по-сложно, отколкото при белите джуджета. При плътности от порядъка на ядрените и при гравитационно поле на повърхността около  $2 \times 10^{11}$  пъти по-силно от земното, трябва да се отчитат както ядрените сили, така и гравитационни релативистични ефекти. Допълнителното усложнение произхожда от неяснотата какви частици, освен неутрони и протони, дават принос към уравнението на състоянието. То задава свободни параметри на модела, водещ до различни уравнения на състоянието на NS от общ вид:

$$P_n \propto \rho^\alpha, \quad 1 < \alpha(\rho) \lesssim 3$$

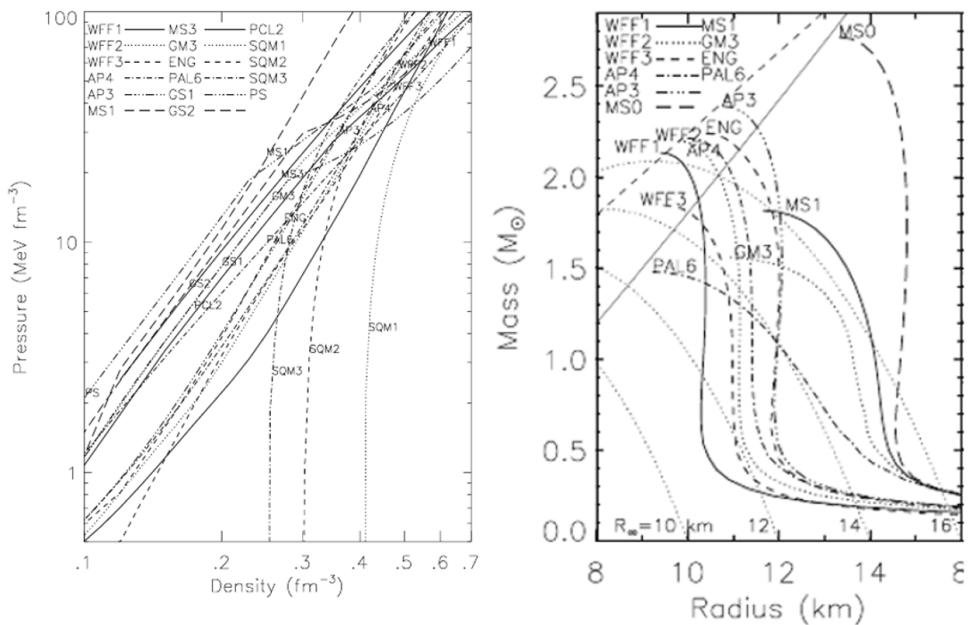
Някои от тези уравнения са онагледени на Фиг. 13.3 (вляво). Както и при белите джуджета, при неутронните звезди съществува аналогична зависимост "маса-радиус" (Фиг. 13.3, вдясно). Радиусите съответно варираят от 16 km (около минималните маси) до  $\sim 8$  km (около максималните маси). С отчитане на някои ефекти на ОТО и на уравнението на състоянието при свръхядрени плътности се определя максималната маса за една неутронна звезда, наречена *граница на Толман-Оренхаймер-Волков* (*Tolman-Oppenheimer-Volkov*)  $\mathcal{M}_{\text{TOV}}$ . Тази граница е преоценявана неколкократно. Пресмятанията в по-ранни теоретични разработки дава  $\sim 2.8 - 3$   $\mathcal{M}_\odot$ , което съответства на начална маса на звездата – предшественик  $15 - 20$   $\mathcal{M}_\odot$ . Регистрирането на сигнала от гравитационни вълни GW170817, възникнал при сливане на две неутронни звезди, води до оценка  $\approx 2.17$   $\mathcal{M}_\odot$ . Други оценки, получени въз основа на наблюдения на двойни обекти, са в сравнително тесните граници между  $2.15$  и  $2.30$   $\mathcal{M}_\odot$ . Понастоящем са известни десетина NS с маси под  $2.3$   $\mathcal{M}_\odot$  и само три – с маси между  $2.4$  и  $2.74$   $\mathcal{M}_\odot$ .

При колапса на остатъчното звездно ядро радиусът намалява около 100 пъти и по закона за запазване на момента на импулса и на магнитния момент скоростта на околоосно въртене и магнитното поле на новообразувалата се неутронна звезда силно нарастват. Това е доказано наблюдалено чрез откриването на пулсарите от Хюиш (Hewish) и сътрудници през 1967 година – тези неутронни звезди имат периоди от порядъка на секунда, а в някои случаи и под 100 ms. "Пулсациите" се обясняват с предимно синхротронно излъчване на ускорени електрони около магнитните полюси на NS, наблюдавано когато последните са отместени спрямо ротационните полюси. Все пак магнитните и центробежните сили не влияят съществено на общата структура на пулсарите, а играят роля в различните процеси на енергийни загуби.

След образуването си неутронните звезди остават вероятно за дълго горещи ( $T_{\text{eff}} > 10^6$  K за  $\sim 10^4$  K), което се потвърждава от рентгенови наблюдения на останки от свръхнови. Съществуват различни модели за вътрешния строеж на неутронните звезди, различаващи се по-скоро в детайлите. Техни наблюдателни тестове са т.н.ар. *астросейзмологични изследвания* на наблюдаемите спектри. В центъра на неутронната звезда стои вътрешно ядро с радиус до 3 km, състоящо се вероятно от кварк-глюонна плазма. По-голямата част от обема се пада на външното ядро ( $R \approx 9$  km) от изроден неутронен флуид, с малки примеси на електрони и протони. Над него е разположена вътрешната кора от електрони и протони, обогатена с неутронен флуид. Повърхността е покрита от тънка ( $\sim 300 - 500$  m) външна кора от кристализирано  $^{56}\text{Fe}$  и изродени електрони.

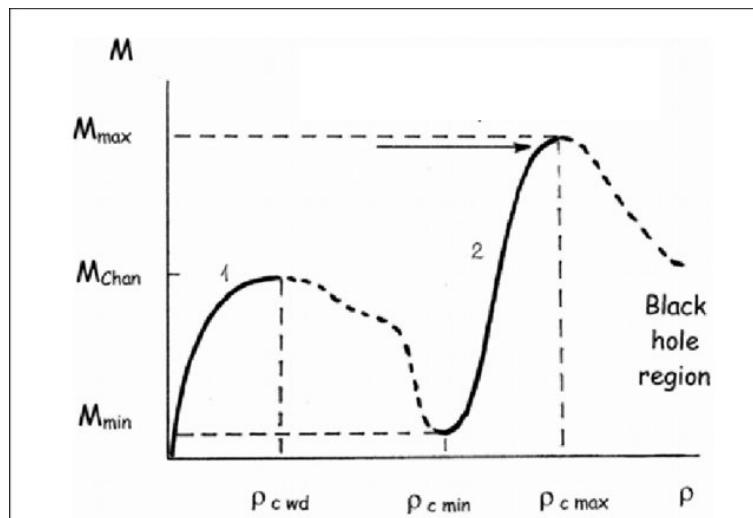
\* \* \*

На Фиг. 13.4 е показана диаграмата "централна плътност - маса" за линията на звездните конфигурации от изроден газ. Устойчиви конфигурации са възможни само в определен



Фигура 13.3: Неутронни звезди: уравнения на състоянието (вляво) и съотношение “маса-радиус” (вдясно). (Займствано от Lattimer & Prakash 2001.)

ни интервали от  $\rho_c$  (плътни линии), с горни граници съответно  $M_{Ch}$  и  $M_{TOV}$ , където наклонът е положителен.



Фигура 13.4: Диаграма “централна плътност - маса” за изродени конфигурации. Със стрелка е показана областта на неутронните звезди, които биха могли да се превърнат в черни дупки при акреция на маса. (Займствано от A. Saakian, *The Physics of Neutron Stars*, Moscow 1998.)

# Глава 14

## Увод в астрофизиката на планетите

### 14.1 Понятия за планета и субпланетни тела

Понятието *планета*<sup>1</sup> има древен произход и е свързано с разграничението на телата от Слънчевата система от звездите, които били смятани за неподвижни. Но дори и до днес то подлежи на уточняване. Според съвременната дефиниция, възприета от Международния астрономически съюз<sup>2</sup> през 2006 год., планетата е небесно тяло, което:

- е достатъчно масивно, за да достигне хидростатично равновесие и оттук *квазисферична форма*.
- не е достатъчно масивно, за да не започнат *термоядрени реакции в ядрото му*.
- е “очистило” близката околност на орбиталната си зона от *планетезимали*.

Думата *планетезимал* означава буквально “безкрайно малка планета” и обикновено се отнася до малки твърди тела от протопланетни дискове. Някои специалисти обаче настояват терминът да се използва и по отношение на по-големи тела от Слънчевата система като астероидите и кометите, които представляват остатъци от процеса на планетообразуване. Според дефиницията, предложена на конференция, посветена на тези проблеми<sup>3</sup>, планетезималът е “твърд обект, възникващ при акумулиране на планетна маса, под преобладаващото въздействие на самогравитацията и при пренебрежимо влияние на газовия поток върху орбиталната му динамика. Това съответства на обекти от слънчевата мъглявина, по-големи от  $\sim 1 \text{ km}$ ”.

Космическо тяло, което не е спътник на по-масивна планета и изпълнява първите два критерия за планета, се класифицира като *планета-джудже*, докато обект, удовлетворяващ само втория критерий, но в орбита около Слънцето, получава названието *малко тяло от Слънчевата система*<sup>4</sup>. Тези дефиниции остават предмет на дебати в специализираните среди. Когато през 1930 год. е открит Плутон, той е обявен за деветата планета от Слънчевата система и масата му се оценява на по-голяма от тази на Меркурий. Но през 1978 год., след откриването на спътника му Харон, се оказва, че Плутон отстъпва по маса дори на Луната, макар и на порядък по-голяма от тази на най-големия астероид, Церера. През 90-те години на XX век се редуват открития на други обекти от пояса на Кайпер, с хелиоцентрични разстояния и орбитни елементи, близки до тези на Плутон. От своя страна, орбитните елементи на Плутон отчетливо се различават от тези на планетите. След 2000

<sup>1</sup> От гръцкото *πλανηθης*, блуждаещ.

<sup>2</sup> International Astronomical Union, съкратено IAU.

<sup>3</sup> From dust to planetesimals, Workshop at Ringberg Castle, Germany, September 2006.

<sup>4</sup> Small solar system body, съкратено SSSB.

Таблица 14.1: Орбитални и физични характеристики на планетите и планетите-джуджета от Слънчевата система.

Планета	Гол. полуос [ AU ]	Орбит. период [ юг ]	Ексцен-трицитет	Маса [ $M_{\oplus}$ ]	Екв. радиус [ km ]	Ср. плътност [ g/cm <sup>3</sup> ]
<b>Планети</b>						
Меркурий	0.387	0.241	0.206	0.056	2430	5.44
Венера	0.723	0.615	0.007	0.815	6052	5.22
Земя	1.000	1.000	0.017	1.000	6378	5.52
Марс	1.524	1.881	0.093	0.108	3395	3.97
Юпитер	5.203	11.86	0.048	317.800	70850	1.30
Сатурн	9.539	29.46	0.056	95.110	60400	0.71
Уран	19.18	84.02	0.047	14.520	24600	1.47
Нептун	30.06	164.8	0.009	17.230	23500	2.27
<b>Планети-джуджета</b>						
Церера	2.8	4.6	0.008	0.00016	476	2.16
Плутон	39.5	247.9	0.249	0.00218	1151	1.85
Хаумеа	45.1	281.9	0.195	0.00066	718	2.02
Макемаке	45.3	305.3	0.161	0.00052	710	2.10
Ерида	68.0	561.4	0.436	0.00280	1163	2.52

година са открити още няколко обекта, сравними с Плутон по размери и орбитни елементи: Коаяр, Седна и Ерида, а след тях и други по-малки. При това Ерида се оказва малко по-масивна от Плутон (вж. Таблица 14.2). Повдига се и въпросът за класификацията на откритите *екзопланети*. Така алтернативите са: а) да се увеличи драстично, с тенденция към по-нататъшно нарастване, броят на планетите в Слънчевата система; или б) Плутон да бъде класифициран по друг начин. Така се стига до горните дефиниции от 2006 год. Има редица предложения за алтернативни дефиниции, по критерии като динамика или химичен състав.

И така, понастоящем съставът на Слънчевата система е следният: осем планети, техните спътници (към момента, общо 205), пет планети-джуджета (Церера, Плутон, Ерида, Хаумеа, Макемаке; с техните общо 9 спътника), пет кандидати за планети-джуджета (Оркус, Салация, Куаяр, Гонгтонг и Седна) и милиарди малки тела: астероиди, обекти от т. нар. пояс на Кайпер (Kuiper), метеороиди и междупланетен прах.

## 14.2 Планети в Слънчевата система

### Пространствено разпределение

Някои орбитни елементи и физически параметри на планетите в Слънчевата система са посочени в Таблица 14.2. Доминантни обекти в гравитационно отношение са двата газови гиганта: Юпитер и Сатурн. Сред планетите от земен тип също изпъкват две с отчетливо по-големи маси: Венера и Земята. С изключение на Меркурий, всички планети се движат по орбити с малък эксцентрицитет и наклон спрямо еклиптиката. Нормалата към средната им орбитална равнина е наклонена под малък ъгъл ( $7^{\circ}$ ) спрямо ротационната ос на Слънцето.

Според съвременната класификация на планетите и субпланетните тела, структурата на системата е следната (в скоби са посочени са средните хелиоцентрични разстояния  $a$ ):

- Планети от земната група ( $a \lesssim 1.5$  AU): Меркурий, Венера, Земя и Марс
- Главен астероиден пояс ( $2.3 \lesssim a \lesssim 3.3$  AU): една планета-джудже (Церера) и хиляди до милиони малки тела
- Външни планети или планети-гиганти ( $5 \lesssim a \lesssim 30$  AU): Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун
- Транснептунова зона ( $a > 30$  AU) - все още недостатъчно изследвана; разделя се на следните компоненти:
  - \* Пояс на Кайпер ( $30 \lesssim a \lesssim 50$  AU): състои се главно от ледени частици, планетизимиали, малки тела и три планети-джуджета (Плутон, Хаумеа и Макемаке). Поясът се смята за източник на краткопериодичните комети.
  - \* Дифузен диск (scattered disc): обектите от диска имат перихелии в пояса на Кайпер, но афелиите им достигат до 150 AU. Типичен пример е планетата-джудже Ерида.
  - \* Облак на Оорт (Oort) ( $a \sim 50\,000$  AU): хипотетичен ансамбъл от ледени обекти, смятан за източник на дългопериодичните комети, изпращани към вътрешните части на Слънчевата система чрез взаимодействия с планетите-гиганти. Като представител се сочи подобният на Плутон обект Седна, който бе открит през 2003 год. и вероятно ще бъде класифициран като планета-джудже.

Ясната сегрегация по хелиоцентрични разстояния между планетите от земен тип и планетите-гиганти е подчертана от разположението на главния астероиден пояс. Вътрешният радиус на зоната на планетите-гиганти съвпада с критичното хелиоцентрично разстояние, над което протопланетният диск е имал достатъчно ниска температура, за да възникнат ледени частици. Това е важно прозрение при изграждането на класическата теория за образуването на планетите-гиганти, чието характерно време зависи от масата на кондензираното вещества. С други думи, наличието на достатъчни количества ледени частици ускорява нарастването на протопланети.

## Правило на Тициус-Боде. Резонанси

Бегъл преглед на средните хелиоцентрични разстояния  $a_i$  на планетите показва, че – с малки изключения и в грубо приближение, –  $a_i$  е пропорционално на  $a_i - a_{i-1}$ . Това е установено още през XVIII век, преди откриването на Уран и Нептун. Сравнително успешен, но изцяло емпиричен опит за описание на тази зависимост е т.нар. **правило на Тициус-Боде** (Titius-Bode), публикувано през 1772 година:

$$a = 0.4 + 0.3 \times 2^n , n = -\infty, 0, 1, 2, \dots, 8 \quad (14.1)$$

Познатите хелиоцентрични разстояния до Сатурн включително отговарят сравнително точно на предсказанията на горната формула. Откриването на Уран от Хершел през 1781 год. на първо време потвърдило достоверността на правилото и стимулирало понататъшни търсения на липсващата планета между Марс и Юпитер ( $n = 3$ ). Така през XIX век били открити много астероиди – като се започне от планетата-джудже Церера (1801 год.), на астероида Палада (1802 г.) и се стигне до 228-те обекта, открити от Волф до 1891 год. Изказана била хипотезата, че предполагаемата планета се е разрушила под приливните въздействия на Марс и Юпитер. Американският астроном Даниел Киркууд (Kirkwood) изучава разпределението на астероидите по хелиоцентрични разстояния и установява празнини в него, които по третия закон на Кеплер съответстват на периоди  $1/3$ ,  $2/5$ ,  $3/7$  и  $1/2$  от периода на Юпитер. Това се обяснява с гравитационната пертурбация от

страна на Юпитер, при което малките тела са изведени на определени, резонансни разстояния. Делението на Касини в пръстена на Сатурн е също резултат от такъв ефект от страна на неговите спътници. Лагранжевите точки около массивните планети също своеобразни "kapани" за малките тела. Например, триъгълните Лагранжеви точки на Юпитер определят разположението на астероидите от групите на "гърците" и "тряянците".

В по-глобален план, правени са много опити да се обоснове правилото на Тициус-Боде изобщо като комбинация на орбитални резонанси и степени на свобода. За *орбитален резонанс* между две гравитационно свързани тела говорим, когато отношението на орбиталните им периоди е приблизително равно на частното на две цели числа<sup>5</sup>. Терминът "приблизително равно" означава, че всеки резонанс има характерна ширина, която варира в зависимост от ексцентрицитетите на двете орбити. Например, Нептун и Плуто (както и други обекти от пояса на Кайпер) са в резонанс 3:2, докато Юпитер и Сатурн са близо до резонанс 5:2, но определено не го удовлетворяват.

Ако правилото на Тициус-Боде е универсално, то всяка устойчива планетна система би трябвало да го удовлетворява; с различни стойности на коефициентите. Грешката при Нептун обаче вече е твърде голяма, а откриването на Плуто и, впоследствие, на пояса на Кайпер повдигат допълнителни трудности и до голяма степен дискредитират формулата (14.1) в съвременните професионални кръгове. Откритията на множество екзопланети все още не предлагат достатъчно данни за проверка дали подобно правило е приложимо извън Слънчевата система.

Две от планетите-гиганти имат множество спътници, които вероятно са възникнали чрез процеси, довели до образуването на самите планети. Четирите големи (Галилееви) спътници на Юпитер заедно с най-вътрешния, Амалтея, имат регулярен резонансно разположение, но различно от правилото на Тициус-Боде<sup>6</sup>. Ако орбитите на планетите или на спътниците им са разположени произволно, с единственото изискване да бъдат устойчиви за дълъг период от време, то вероятността да открием двойка тела в резонанс измежду тях е малка. Наличието на немалко орбитални резонанси е силно свидетелство, че дисипативните – най-вече, приливни – процеси в Слънчевата система са довели до съществена еволюция на орбитите и до попадането на повечето планети в резонанс в определен момент от съществуването им.

Повечето регулярни спътници са *приливно закованi* към своята планета, т.е. едната им страна винаги е обърната към нея. Типичен пример е Луната, чийто период на околоосно въртене е равен на орбиталния ѝ около Земята. Причината за това явление е приливното въздействие, в резултат на което средното разстояние на спътника се увеличава (респективно, орбиталният му период нараства), докато околоосното въртене на планетата се забавя поради възникване на допълнителен въртящ момент по оста "планета - спътник". Ако съотношението между масите не е голямо, в крайна сметка планетата също ще бъде приливно закована към спътника си. От друга страна, ако орбитата на спътника е ексцентрична и приливното въздействие е относително слабо, спътникът не е приливно закован, а се постига т. нар. *спин-орбитален резонанс* със съотношение "ротационен период - орбитален период", различно от 1:1. Например, ротационният период на Меркурий е закован към орбиталния около Слънцето в резонанс 2:3.

## Земни планети и планети-гиганти: сравнителни характеристики

**Планетите от Земната група**, наричани понякога и *телурични*, имат висока средна плътност (4-5 пъти по-голяма от тази на водата) и се състоят предимно от силикатни скали<sup>7</sup>, минерали с високи температури на топене. Те се различават съществено от планетите-гиганти, които нямат твърди повърхности, а химичният им състав е смес от водород, хелий и вода в различни агрегатни състояния. Освен това, всички телурични

<sup>5</sup> Колкото по-малки са тези цели числа, толкова по-значим е резонансът.

<sup>6</sup> Орбиталният период на всеки от тях е два пъти по-голям от този на предишния по близост до планетата.

<sup>7</sup> Теоретично могат да съществуват и карбонатни планети от земен тип, подобни по състав на астероидите от карбонатни хондрити.

Таблица 14.2: Сравнителни характеристики на планетите от Слънчевата система

<b>Характеристики</b>	<b>Земна група</b> (телурични)	<b>Планети-гиганти</b>
<i>Средна плътност</i>	Висока ( $4\text{-}6 \text{ g.cm}^{-3}$ )	Ниска (флуиди)
<i>Вътрешен строеж</i>	Метално ядро, силикатна мантия, твърда кора	Скалисто ядро, мантии от леден материал/металичен H, водородни атмосфери
<i>Тектонични образувания</i>	Кратери, разломи, каньони, планини	–
<i>Атмосфери</i>	Вторични (тектоника и др.)	Първични
<i>Пръстени</i>	–	Система от пръстени
<i>Спътници</i>	Малко или липсващи	Много спътници
<i>Малки тела в зоната</i>	Малко	Множество

планети имат сходен вътрешен строеж: метално ядро, най-вече от желязо и никел, обвито от силикатна полутечна мантия, покрита от твърда кора<sup>8</sup>. Повърхността им е осеяна с тектонични образувания като каньони, разломи, кратери, планини и вулкани. Вулканичната дейност или взаимодействието с комети са обусловили възникването на вторични атмосфери, които са съществени при Венера, Земята и Марс. Само Земята има активна хидросфера. Предполага се, че в ранната епоха от съществуването на Слънчевата система в зоната на телуричните планети са съществували множество планетезимали, които са се слели с или са били разрушени от сега съществуващите планети.

Средната зона на Слънчевата система е населена от планетите-гиганти и техните спътници с планетни размери. Тук са разположени и траекториите на много късоперiodични комети, а също на ледени планетоиди, наречени *кентаври*. Без да има традиционно име, областта понякога се определя като “външна Слънчева система”, но понастоящем това понятие обикновено се отнася към Транснептуоновата зона. Средната плътност на външните планети е близка до плътността на водата: за разлика от планетите от земната група, те се състоят най-вече от замръзнали газове като вода, амоняк ( $\text{NH}_3$ ) и метан ( $\text{CH}_4$ ). Докато планетите от Земната група имат вторични атмосфери, възникнали чрез вулканична дейност или сблъсъци с астероиди или комети, планетите-гиганти притежават първични атмосфери, пряко произлизящи от протослънчевата мъглявина. Освен това, всички външни планети притежават системи от пръстени.

## 14.3 Екзопланети: методи на детектиране

### Радиална скорост

Методът на радиалните скорости (RV метод) е подход за детектиране на екзопланета чрез спектрален анализ. Наблюдателната величина е радиалната скорост на звездата като функция на времето. Нека за простота приемем, че планетата с маса  $m_{\text{pl}}$  се движи по кръгова орбита с радиус  $a$  около звезда с маса  $M_*$  (Фиг. 14.1). Тогава орбиталната скорост

<sup>8</sup> Подобен е строежът и на Луната, с изключение на липсата на желязно ядро.

на звездата около центъра на масите е:

$$v_* \simeq \frac{m_{\text{pl}}}{M_*} \sqrt{\frac{GM_*}{a}} ;$$

Ако ъгълът между лъча на зрение и нормалата към орбиталната равнина е  $i$ , то радиалната скорост ще варира с полуамплитуда:

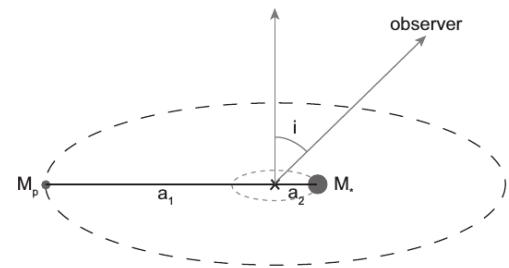
$$K = v_* \sin i \propto m_{\text{pl}} \sin i a^{-1/2}$$

При непознат наклон  $i$  измерената  $K$  задава долна граница на планетната маса  $m_{\text{pl}}$ . Нека отбележим, че  $M_*$  не се определя от кривата на радиалната скорост, а от свойства на звездния спектър. При ексцентрична орбита на планетата, ексцентрицитетът  $e$  може да се получи от апроксимиране на несинусоидалната крива на радиалната скорост.

Източниците на шум при изследване на радиалната скорост са фотонен шум, осцилации или конвективни движения в звездата и инструментални ефекти. Тяхната значимост силно варира от звезда към звезда. В идеализирания случай на постоянен шум при наблюдения прагът на селекция на кандидати за екзопланети би бил:

$$(m_{\text{pl}} \sin i)_{\min} = C a^{1/2} ,$$

където  $C$  е константа. Планети с маси под този праг няма да бъдат детектирани, както и такива с орбитални периоди, надвишаващи продължителността на наблюдателния ред<sup>9</sup>. Тези съображения налагат приблизителна селективна граница, показана на Фиг. 14.3. Методът благоприятства детектирането на планети с малки маси на малки отстояния от звездата, като при  $\sim 5$  AU има относително рязък предел. Необходимо условие за прилагането му са изключително точни измервания на радиалната скорост – за сравнение, в Слънчевата система  $v_* \approx 12$  m/s (поради влиянието на Юпитер) и едва  $v_* \approx 0.1$  m/s (поради влиянието на Земята). Такава точност е далеч под разделителната способност на астрономическите спектрографи. Тя се постига чрез анализ на крилата на остри линии, където отместването в радиалната скорост може да бъде детектирано много по-надеждно.



Фигура 14.1: Метод на радиалните скорости: геометрия на орбитите на звездата и на екзопланетата.

## Транзит пред звездата

При метода на планетните транзити наблюданата величина е потокът от звездата  $F$  като функция на времето. Излъчването на самата планета във видимия диапазон е нищожно, така че с добро приближение можем да очакваме U-образна крива на блъсъка, обусловена от напълно непрозрачния планетен диск, проектиран върху диска на звездата (Фиг. 14.2). Относителната дълбочина на транзита е:

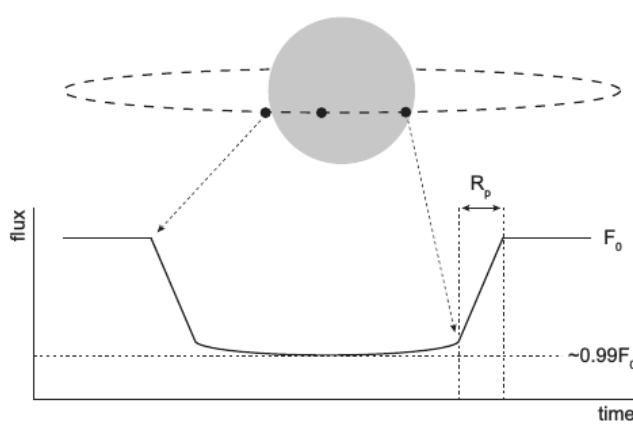
$$\frac{\delta F}{F} = \left( \frac{R_{\text{pl}}}{R_*} \right)^2$$

<sup>9</sup> Поради недостатъчна информация за точно определяне на орбитните елементи.

където  $R_{\text{pl}}$  и  $R_*$  са съответно радиусите на планетата и на звездата. При планети-гиганти относителната дълбочина е от порядъка на 1 %, докато за планети от земен тип, обикалящи около звезди, подобни на Слънцето, тя е много по-малка:  $\Delta F/F \simeq 8.4 \times 10^{-5}$ . Условие за наблюдението на транзит е подходящ, много малък наклон на орбитата спрямо лъча на зрение – тя трябва да се наблюдава почти ребром. За планета с голяма орбитална полуос  $a$  в система съществува зависимостта  $\cos(i) \leq (R_{\text{pl}} + R_*)/a$ . Тогава, с оглед на напълно произволната стойност на  $i$ , вероятността за наблюдение на транзит ще бъде:

$$P_{\text{transit}} = (R_{\text{pl}} + R_*)/a$$

За планета с размерите на Земята това прави около 0.5 %. Обратната пропорционалност на  $P_{\text{transit}}$  спрямо голямата полуос на орбитата ограничава приложимостта на метода до малки отстояния от звездата – в още по-голяма степен, отколкото RV метода (срв. Фиг. 14.3). Величините, които можем да измерим пряко, са орбиталният период на планетата и  $(R_{\text{pl}} + R_*)$ , а от тях могат да се пресметнат  $a$  и  $R_{\text{pl}}$ , ако масата и радиусът на звездата са известни с добра точност.



Фигура 14.2: Крива на блясък при транзит на газов гигант по диска на звезда от слънчев тип.

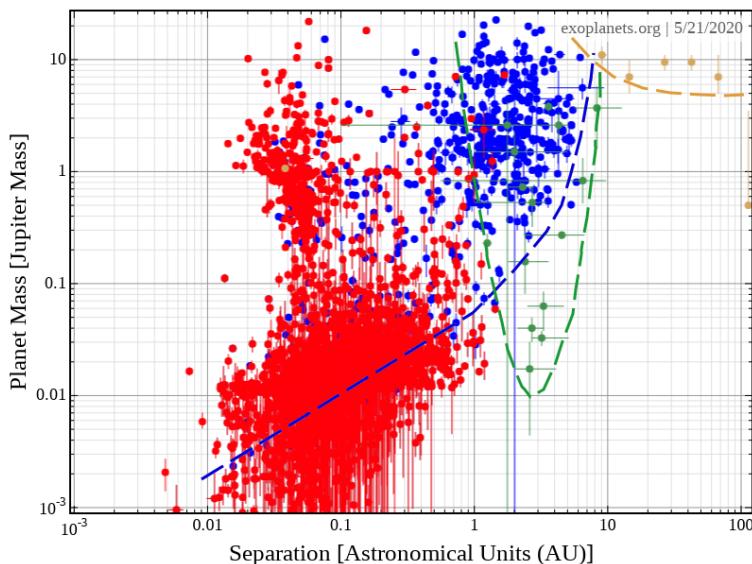
Ако разполагаме с данни за радиалната скорост на звезда с една или повече планети с наблюдани транзити, можем непосредствено да оценим масите и плътностите на тези планети. При достатъчна прецизност на данните е възможно дори да определим дали орбиталното движение на планетата съвпада по посока с околоосното въртене на звездата – т.е. да получим тъгъла между проекциите на ротационната тъглова скорост на звездата и орбиталната тъглова скорост на планетата. (С използване на т. нар. ефект на Rossiter-McLaughlin.) Това може да ни предостави полезна информация за проверка на теориите на образуването на компактни планетни системи.

Предизвикателства при прилагане на метода на транзитите са отстраняването на шума и разграничаването на фалшиви детекции (например, затъмнителни променливи или затъмнение от фонова звезда). При наземни наблюдения главна компонента на шума са флуктуации от атмосфера, които ограничават точността на измерването на  $\delta F/F$  до  $\sim 10^{-3}$  и, следователно, позволяват детектирането само на газови или ледени гиганти. При наблюдения с космически телескопи и в зависимост от апертурата и яркостта на източника, главен принос към шума имат фотонният шум и променливостта на самата звезда. Измерените шумове от звезди спомагат за оценка на този ефект и позволиха на мисията *Kepler* да открие голямо количество малки планети, макар че това е второстепенна цел спрямо основната задача: колко често се срещат планети от земен тип на разстояние  $\sim 1$  AU около звезди, подобни на Слънцето.

## Гравитационни микролещи

Методът на гравитационните микролещи се използва при наземни наблюдения и е най-подходящ за откриването на планети с малка маса<sup>10</sup>. Обектът от предния фон, който

<sup>10</sup> Първата екзопланета, открита чрез този метод, е с маса  $\sim 5M_{\oplus}$ .



Фигура 14.3: Диаграма “маса-отстояние от звездата” за екзопланети, детектирани по RV метода (синьо), по транзити (червено), чрез гравитационни микролещи (зелено) или пряко (оранжево). Приблизителните селективни граници са показани с пунктир в съответния цвят.

служи като “микролеща”, е с твърде малка маса (в нашия случай, планета), за да се наблюдава пряко изкривяване на изображението на далечния обект, но все пак причинява достатъчно усилване на неговия блясък. За целта е необходим обаче по-дълъг наблюдателен ред. Методът е особено ефективен за детектиране на планети с големи полуоси на орбитите, близки до радиуса на Айнщайн<sup>11</sup>, превърнат в линейни единици за разстоянието до звездата. Пускането в експлоатация на инфрачервения телескоп с широко поле RST, планирано за 2026 г., би спомогнало за детектирането на много екзопланети по метода на гравитационните микролещи.

## Пряко детектиране

По настоящем пряко детектиране от изображения е възможно само за массивни планети на относително големи отстояния от звездата. Очакваният напредък се свързва с данни от Gemini Planet Imager и някои инструменти, монтирани на VLT. От теоретична гледна точка, най-интересната система, открита досега, е HR 8799. Тя се състои от четири планети с големи маси, на проектирани отстояния от звездата до 70 AU. Трудно е да се моделира образуването на такава планетна система.

## 14.4 Екзопланети: физически характеристики

### Маси, големи полуоси и радиуси

Определянето на спектъра на масите на екзопланетите е възможно в интервала, ограничен от получените по RV метода данни – т.e. над границата на пълнота се намират само

<sup>11</sup> Ъглов размер на пръстена на Айнщайн, обусловен от микролещата.

ледените и газови гиганти. Данните за над 300 планети от този тип, събрани към момента, показват следните степенни закони:

$$\frac{dN}{dm_{pl}} \propto m_{pl}^{-1.1}$$

$$\frac{dN}{d \log a} \propto a^{0.4}$$

Известни са ни относително малко планети, отстоящи на повече от 5 AU от звездата, но въпреки това разпределението по маси в интервала между  $5 M_{\oplus}$  и  $10 M_{\mathrm{J}}$  може да се смята за коректно определено. Екстраполацията на наличните данни предполага, че около 20 % от звездите от слънчев тип имат системи от гигантски планети с големи полуоси под 20 AU (Marcy et al. 2008).

Най-изненадващият резултат от мисията *Kepler* е откриването на многообразно население от малки планети с къси орбитални периоди. Например, една оценка показва, че средно на една звезда се падат  $\simeq 0.7 - 1.4$  планети с периоди  $P < 50^d$  и  $R_{pl} \geq 0.5 R_{\oplus}$ . Разпределението по размери е гладко, като нараства стръмно към малките радиуси. За планети с големи полуоси под  $0.25$  AU то е степенно:

$$\frac{dN}{dR_{pl}} \propto R_{pl}^{-1.9}, \quad R_{pl} \gtrsim 2 R_{\oplus}$$

Друг изненадващ факт е, че данните не показват наличието на бимодално разпределение по размери – както бихме очаквали въз основа на ясната сегрегация по размери между планетите от земен тип и гигантите в Слънчевата система. За  $R_{pl} < 2 R_{\oplus}$  наклонът на разпределението намалява; то става приблизително равномерно между 1 и  $2 R_{\oplus}$ .

Оценки на масите и на средните плътности са възможни за малка подизвадка обекти, детектирани от *Kepler*, с прецизни измервания на Доплеровото отместване и на времето на транзита. Все пак е ясно, че те са хетерогенна група:

- “Свръхземи”: скалисти планети с маси и радиуси, надвишаващи земните.
- “Мининептуни”: планети с твърдо ядро и немалка газова обвивка

Например, системата Kepler-36 system съдържа две планети на близки орбити, едната от които е с маса  $4.5 M_{\oplus}$  и плътност  $7.5 \text{ g.cm}^{-3}$ , а другата е с маса  $8 M_{\oplus}$  и плътност едва  $0.9 \text{ g.cm}^{-3}$ . Изглежда, че планетите с размери  $R_p \lesssim 1.5 R_{\oplus}$  са предимно “свръхземи”, докато относителният дял на мининептуните нараства сред по-големите планети.

## Орбити. Класификация на екзопланетите

Добавянето на данни за отстоянието на екзопланетите от звездата към оценките за техните маси и размери води до настоящата им класификация. Тя е обобщена в Таблица 14.3.

Диаграмата “голяма полуос - ексцентрицитет” ( $a - e$ ) на планетите-гиганти показва, че т.нр. “горещи” юпитери имат почти кръгови орбити. Това се дължи на приливна дисипация в звездата и в планетата-гигант. Повечето от тези обекти са по-масивни от планетите-гиганти в Слънчевата система и са значително по-близо до своята звезда. Извадката от екзопланети на по-големи отстояния от звездата показва обаче значителна дисперсия по ексцентрицитет, с медианна стойност  $e_{med} \simeq 0.28$ . Открити са и планети с огромен орбитален ексцентрицитет ( $e > 0.8$ ).

Няколко наблюдателни факта се смятат за ключови в търсенето на обяснение на “горещите юпитери” и техните ексцентрицитети. От една страна е известно, че “горещите юпитери са (почти винаги) сами”. Сред звездите без спътник от тип “горещ юпитер”, детектирането на други гигантски планети е с относителна честота 22%, докато едва 3 %

Таблица 14.3: Основни типове екзопланети

Наименование	Определение	Бележка
“Горещи юпитери” (Hot Jupiters)	$0.4 \lesssim (M/M_J) \lesssim 12$ , $P \lesssim 10^d$	Често единствени в своята планетна система
Студени газови гиганти (Cold gas giants)	$1 \lesssim (M/M_J) \lesssim 1.6$ , $P > 200^d$	Еволюционно свиване; при маси над граничната се стига до израждане на газа
“Мининептуни” (Mini-Neptunes)	$2 \lesssim (M/M_\oplus) \lesssim 10$ $2 \leq (R/R_\oplus) \leq 4$	“Газови джуджета”: скалисто ядро и дебела газ. обвивка
“Свръхземи” (Super-Earths)	$2 \lesssim (M/M_\oplus) \lesssim 10$ $1.25 < (R/R_\oplus) \lesssim 2$	Планети-океани (високо съдържание на вода) или скалисти с газ. обвивка
От земен тип (terrestrial)	$(M/M_\oplus) \lesssim 2$ $0.8 \leq (R/R_\oplus) \leq 1.25$	Скалисти и/или богати на метали

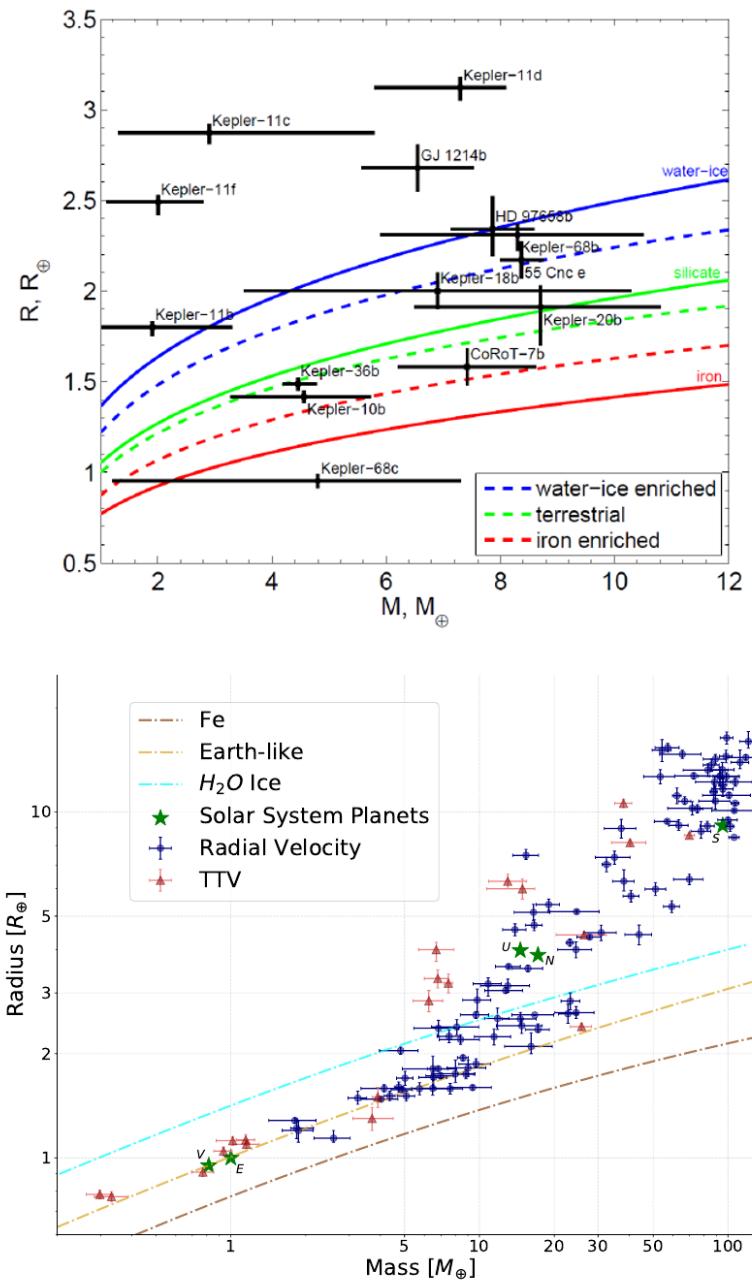
от тези с такъв спътник имат и други спътници. Феноменът се обяснява с еволюцията на планетните системи – образуването на горещи юпитери е несъвместимо с образуването на друга близка планета или с нейното дългосрочно оцеляване. Също така е установено, че горещи юпитери около звезди с  $T_{\text{eff}} \sim 6250$  K имат наклони на ротационната спрямо орбиталната ос в широки граници, включително и системи с ретроградни орбити. При по-хладните звезди има ясно изразено предпочтение към по-тясна съгласуваност между посоките на орбиталната и ротационната щъглови скорости. Отворен остава въпросът доколко това разпределение е повлияно от приливна еволюция на планетната система.

Интересен въпрос е дали преобладават планетните системи с резонансни орбити. Един от първите открити примери е системата GJ 876, състояща се от две массивни планети в резонанс 2:1. Сред най-добре изучените системи с множество планети и съдържащи газови гиганти резонансните конфигурации изглежда са често срещани. Тяхното наличие се тълкува като свидетелство за дисипативни процеси при еволюцията на планетната система. Повечето системи с планети, открити от мисията *Kepler*, не са резонансни, но в съществена част има двойки планети, които са близо до резонанси 2:1 или 3:2 – най-често с няколко процента. Едно от предложениета за разбиране на явлението е, че първоначално те са били прихванати в резонанс, но впоследствие конфигурацията се е променила вследствие на приливни взаимодействия или взаимодействия с планетезимали.

## Вътрешен строеж

Съчетавайки измерванията на размерите (по метода на транзитите) и на радиалната скорост (по RV метода), можем да получим емпиричното съотношение от степенен тип “маса-радиус” за екзопланетите. То ни дава ценен тест за техния вътрешен строеж. От общи съображения следва да се очаква, че при газовите гиганти наклонът е малък, като  $R_{\text{pl}} \simeq R_J$  в интервала от няколко десети до няколко  $M_J$ . Само че наличните данни от засечени транзити показват, че някои горещи юпитери имат маси, съществено по-малки или по-големи от очакваните стойности. В първо приближение, радиусът на газов гигант с дадена маса варира в зависимост от металличността, докато положението на малките планети върху диаграмата “маса-радиус” се обяснява с по-високи металличности от средната (Фиг. 14.4). Нека отбележим все пак, че някои свръхземи, открити от *Kepler*, се намират далеч над линията за обогатени с воден лед обекти и вероятно са газови или течни обекти. Допълнителни бележки за строежа на екзопланетните населния са добавени в колонка 3 на

Таблица 14.3.



Фигура 14.4: Диаграма “маса-размер” за екзопланети: обща (долу) и само за свръхземи (горе). С линии са изобразени моделите за чист (плътна) и смесен (прекъсната) химичен състав. Приближителните селективни граници са показани с пунктир в съответния цвят.

Затруднения при теоретичното моделиране представляват т.нар. “раздути планети” като TrES-4 (открита през 2007 г. от екип, начело с българския астроном Георги Мандушев) и WASP-12b, които са твърде големи дори в сравнение с конфигурации от чист водород или хелий. Обяснението на такива огромни размери изисква наличието на допълнител-

лен източник на топлина. Неговата природа не е напълно разбрана; вероятно той не е единствен по рода си. Емпиричните наблюдения показват, че радиусите на такива обекти корелират със светимостта на звездата. Това предполага, че поне в някои случаи нагряването от звездата въздейства на конвективната вътрешност на планетата и това води до нарастване на радиуса ѝ. Възможните механизми на такова въздействие включват вариации в непрозрачността на атмосферите и магнитни полета, генериращи нагряване чрез електрични токове във вътрешността.

## Обитаемост

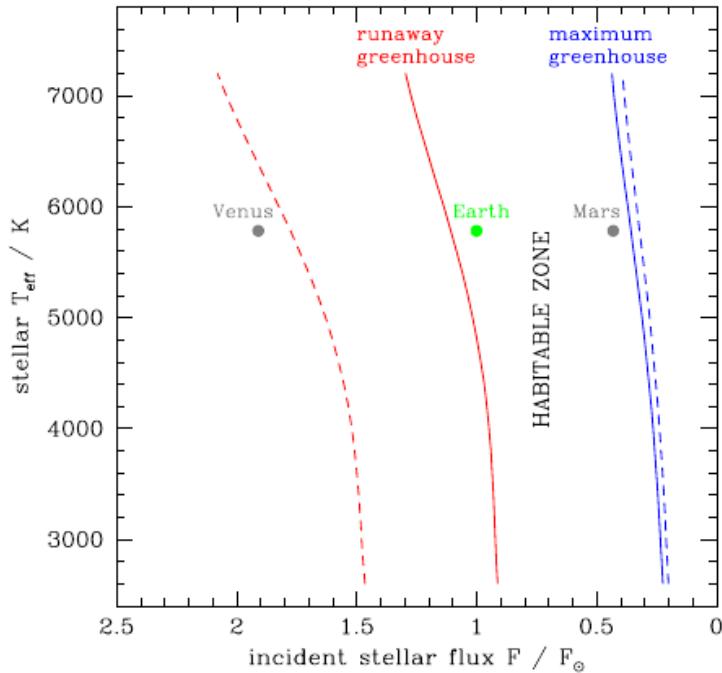
Общоприета дефиниция за *обитаемост* на една планета няма. С оглед на характеристиките на живите организми, една максимално стриктна дефиниция трябва да включва фактори като: скалиста (твърда) повърхност, наличие на вода на повърхността, високо съдържание на кислород в атмосферата и подходяща температура. Налагането на всички тези изисквания силно стеснява кандидатите за обитаемост сред екзопланетите. Затова обикновено се използва една по-проста, но все пак консервативна дефиниция, включваща единствено наличието на течна вода на повърхността. Последното е възможно в някакъв интервал на отстояния от звездата, който зависи от:

- Близост на звездата (граници на зоната)
- Светимост и време на живот на звездата (еволюционно движение на зоната): например, светимостта на Слънцето е била с 30 % по-малка.
- Състав на планетната атмосфера: наличие на парникови газове, циркулация и отражателна способност
- Вътрешни енергийни източници в планетата: радиоактивни елементи, приливно нагряване (дисипация на приливни сили чрез деформация на планетата). Такива източници могат да поддържат резервоари от течна вода под повърхността, дори и ако планетата се намира извън обитаемата зона. Такъв е случаят със спътника на Юпитер Европа, съдържаща огромни количества вода на десетки километри под повърхността ѝ. На Земята също има процъфтяващ живот под повърхността – най-вече от микроорганизми, които могат да оцелят и при недостатъчно кислород.

Несигурността на оценките за ролята на парниковите газове усложнява точното определяне на обитаемостта. Да разгледаме най-простиия случай без атмосфера и да приравним мощността на падащото звездно лъчение  $\pi R_{\text{pl}}^2 L_*/(4\pi a^2)$  на топлинната светимост на планетата  $4\pi R_{\text{pl}}^2 \sigma T_{\text{surf}}^4$ . Тогава при албедото на планетата  $A$  ще получим за повърхностната температура:

$$T_{\text{surf}} = 255 \left(1 - \frac{A}{0.3}\right) \left(\frac{L_*}{L_\odot}\right)^{1/4} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}}\right)^{-1/2} \text{ K}. \quad (14.2)$$

При геометрично албедо на Земята  $A = 0.43$ , формулата дава доста ниска температура. Това е свидетелство за критично важната роля на планетните атмосфери в определянето на обитаемата зона. За целта са използвани два подхода. Теоретичният подход (Kasting, Whitmire & Reynolds 1993) използва модели на планетната атмосфера като гранични условия, при които парниковият газ може да поддържа течна вода на повърхността. Вътрешната граница на обитаемата зона се задава от задвижването на *неудържим парников* (*runaway greenhouse*) *ефект*, при който нарастващите  $T_{\text{surf}}$  водят до нарастващо изпарение на водата на повърхността, а самата тя също е парников газ. Така в крайна сметка цялата хидросфера на планетата се превръща в част от атмосферата. Външната граница на обитаемата зона пък се задава от условието за *максимален парников* (*maxitum greenhouse*) *ефект*. Една планета с вулканична дейност може да изхвърли в атмосферата големи количества  $\text{CO}_2$ , но максималното съдържание в атмосферата (и съответно максималният парников ефект) е ограничено от започването на кондензация на  $\text{CO}_2$ .



Фигура 14.5: Ширина на обитаемата зона за звезди с различни  $T_{\text{eff}}$  (по Kopparapu et al. 2013). С прекъсната линия са показани границите на емпиричната обитаема зона.

Ширина на обитаемата зона, пресметната от такива съображения е показана на Фиг. 14.5. Тя не е особено широка – при настоящите физични условия в Слънчевата система вътрешната граница е малко под 1 AU, докато външната граница едва обхваща орбитата на Марс<sup>12</sup>. Реалната обитаема зона обаче се различава от теоретичната, в която има доста опростявания и идеализации. Емпирично можем да я опишем чрез наблюдения в Слънчевата система. Преки наблюдения и геоморфологични свидетелства показват, че преди около 4 Gyr по повърхността на Марс е текла вода, т.е. планетата трябва да е била на отстояние от Слънцето в рамките на обитаемата зона, въпреки по-ниската тогавашната светимост на звездата. С по-малка степен на сигурност може да се твърди, че Венера е била обитаема в относително близкото минало, макар че тя се намира ясно под вътрешната граница на обитаемата зона. Така очертаната *емпирична обитаема зона* може да се дефинира, със съответното скалиране към други типове звезди. Нейните оптимистични граници са показани с прекъсната линия на Фиг. 14.5. Понастоящем са известни около 30 екзопланети в “оптимистичната обитаема зона”, като 20 от тях са с радиус под  $2 R_{\oplus}$ . Едно от интригувашите нови открития през 2020 г. е на екзопланетата Kepler-1649c, която обикаля около червено джудже, получава 75 % от енергията, получена от Земята за единица време, и е с размери  $1.06 R_{\oplus}$ .

<sup>12</sup> И не е достигала орбитата на Марс в най-ранния стадий от съществуването на системата.

# Приложение А: Използвани съкращения

**На кирилица**

АЧТ	Абсолютно Черно Тяло
ГП	Главна Последователност
ЛТР	Локално Термодинамично Равновесие
МС	Междузвездна Среда

**На латиница**

2MASS	Two Micron All Sky Survey
AGB	Asymptotic Giant Branch
AGN	Active Galactic Nuclei
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
BATSE	Burst and Transient Source Explorer
CCD	Charge-Coupled Device
CM	Colour–Magnitude (диаграма)
CMB	Cosmic Microwave Background
COBE	COsmic Background Explorer
DM	Distance Modulus
ESO	European Southern Observatory
FWHM	Full Width on Half Maximum
FIR	Far InfraRed
FUSE	Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer
FUV	Far UltraViolet
GALEX	GALaxy Evolution eXplorer
GRB	Gamma-Ray Bursts
HESS	High-Energy Spectroscopic System
HH	Herbig-Haro (обект)
HR	Hertzsprung–Russell (диаграма на)
HSO	Herschel Space Observatory
HST	Hubble Space Telescope
IAU	International Astronomical Union
IGM	InterGalactic Medium
IRAS	InfraRed Astronomical Satellite
ISM	InterStellar Medium
LAT	(Fermi) Large Area Telescope
MAGIC	Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes
MIR	MidInfraRed
MHD	MagnetoHydroDynamics
NED	NASA/IPAC Extragalactic Database

NIR	Near InfraRed
NUV	Near UltraViolet
RGB	Red Giant Branch
ROSAT	RÖntgenSATellit
RXTE	Rossi X-ray Timing Explorer Mission
SNR	SuperNova Remnant
SSSB	Small Solar System Body
SST	Spitzer Space Telescope
Swift GRBM	Swift Gamma-Ray Burst Mission
UIT	Ultraviolet Imaging Telescope
VLA	Very Large Array
VLT	Very Large Telescope
WR	Wolf-Rayet (звезди)

## Приложение Б: Фундаментални и астрофизични константи

В съвременната физика се предпочита използването на системата SI (MKS), докато в астрофизиката, от съображения за удобство в ред случаи, по-широко приложение намира системата CGS с основни единици  $[L] = \text{см}$ ,  $[M] = \text{г}$  и  $[T] = \text{s}$ . Единиците за сила и енергия в CGS съответно са:

$$\begin{aligned}1 \text{ dyn} &= 10^{-5} \text{ N} \\1 \text{ erg} &= 10^{-7} \text{ J}\end{aligned}$$

Широко използваната единица за дължина на вълната е *ангстрюом*:  $1\text{\AA} = 10^{-10} \text{ м}$ , а енергията на фотоните, особено когато са високи, обикновено се привеждат в електронволти:

$$1\text{eV} = 1.6022 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

### Фундаментални константи

$$G = 6.672041 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g.s}^2$$

$$c = 2.997925 \times 10^{10} \text{ cm/s}$$

$$h = 6.626176 \times 10^{-27} \text{ erg.s}$$

$$m_p = 1.672649 \times 10^{-24} \text{ g}$$

$$m_e \approx (1/1836) m_p$$

$$k = 1.380662 \times 10^{-16} \text{ erg/K}$$

$$R_H = 1.097 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$$

$$\sigma = 5.670327 \times 10^{-5} \text{ erg/cm}^2.\text{s.K}^4$$

$$a = 4\sigma/c = 7.5657 \times 10^{-15} \text{ erg/cm}^3.\text{K}^4$$

$$q_e = 4.80325 \times 10^{-10} \text{ CGSEq}$$

$$\mathfrak{R} = 8.314 \times 10^3 \text{ J/K.kmol}$$

### Астрофизични константи

#### Единица за време

- Звездна година:  $yg = 365.2564$

#### Единици за дължина/разстояние

- Земен радиус:  $R_{\oplus} = 6.378 \times 10^8 \text{ см}$
- Слънчев радиус:  $R_{\odot} = 6.9599 \times 10^{10} \text{ см}$
- Астрономическа единица:  $AU = 1.495979 \times 10^{13} \text{ см}$
- Парсек:  $pc = 3.085678 \times 10^{18} \text{ см}$

#### Единици за маса

- Земна маса:  $M_{\oplus} = 5.9764 \times 10^{27} \text{ г}$
- Маса на Юпитер:  $M_J = 317.8 M_{\oplus}$
- Слънчева маса:  $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33} \text{ г}$

#### Единици за мощност на излъчването

- Слънчева светимост:  $L_{\odot} = 3.8269 \times 10^{33} \text{ erg/s}$

## **Приложение В: Кратка хронология на астрофизиката**

## От Първата до Втората научна революция

- 1609-1619 Кеплер излага трите закона на планетното движение в книгите си *Нова астрономия* (*Astronomia Nova*) и *Хармониките на света* (*Harmonices Mundi*). Първи опити за физично обяснение на движението на космически тела.
- 1687** Нютон публикува революционната си монография *Математически принципи на натуралната философия* (*Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*), в която излага теорията на универсалното гравитационно привличане.
- 1755 Кант (Immanuel Kant) издига хипотеза за произхода на телата в Слънчевата система.
- 1781** В търсene на комети Шарл Месие (Charles Messier), открива десетки слаби далечни обекти (оказали се впоследствие галактики, мъглявини и звездни купове), които включва в каталога си под името “мъглявини”.  
Хершел (Herschel) открива Уран, първата “нова” планета от Слънчевата система.
- 1785 Хершел построява първия модел на Галактиката.
- 1796 Лаплас (Laplace) издига т.нар. “мъглявинна хипотеза” за възникването на Слънчевата система.
- 1814 Фраунхофер (Fraunhofer) прави детайлно описание на слънчевия спектър.
- 1838 Бесел (Friedrich Bessel) определя точния паралакс на близката звезда 61 Сиг. Това е първата надеждна оценка на разстояние до звезда, с което започват да се уточняват мащабите на слънчевата околност.
- 1856 Погсън (Norman Pogson, 1829–1891) предлага калибровка на скалата на звездните величини.
- 1859 Кирхоф (Kirchoff) предлага интерпретация на тъмните (абсорбционни) линии в звездните спектри.
- 1860-1863 Начало на спектралния анализ на звездите: Huggins идентифицира линии на познати химични елементи в спектрите на Бетелгейзе ( $\alpha$  Ори) и Алдебаран ( $\alpha$  Тав).
- 1905** Айнщайн (Albert Einstein) полага основите на Специалната теория на относителността в работата си *On the Electrodynamics of Moving Bodies*.

## От Втората научна революция до наши дни

1908	Херцшprung (Ejnar Hertzsprung, 1873 - 1967) разграничава звездите-гиганти от звездите-джуджета. Хенриета Ливит (Leavitt) открива зависимостта “период-светимост” при цефеидите.
1911-1914	Херцшprung и Ръсел (Russell) откриват връзка между спектралния клас на звездата и нейната абсолютна величина (HR диаграма)
<b>1916</b>	Едингтън (Eddington) полага основите на теорията на вътрешния строеж на звездите Айнщайн издига Общата теория на относителността, в която описва гравитационното взаимодействие като влияние на масивните обекти върху геометрията на пространство-времето
1920	Слайфер (Slipher) установява червени отмествания в галактичните спектри.
<b>1923</b>	Първо пряко измерване на звезден диаметър (чрез интерферометър) Едуин Хъбъл (Hubble) доказва, че галактиките не са обекти от Млечния път.
<b>1929</b>	Хъбъл открива линейна зависимост между разстоянието до дадена галактика и радиалната ѝ скорост (закон на Hubble).
1937-40	Гамов (Gamow) разработва първата теория на звездната еволюция.
1947	Амбарцумян открива звездните асоциации.
<b>1957-1958</b>	Пускане на първите изкуствени спътници на Земята. Начало на ерата на космонавтиката.
12.04.1961	Първи полет на човек в космоса (Ю. Гагарин)
1965	Пензиас (Penzias) и Уилсън (Wilson) откриват реликовото космическо лъчение, което се явява пряко доказателство на Теорията за Големия взрив.
1967	Откриване на първия пулсар: наблюдално доказателство за съществуването на неutronни звезди.
<b>21.VII.1969</b>	Първо кацане на човек на друга планета Армстронг (Armstrong) и Олдрин (Aldrin) на Луната.