



**Софийски университет**  
**„Св. Климент Охридски“**  
**Физически факултет**

# ЗВЕЗДООБРАЗУВАНЕ

*Лекционни записки*

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

Тодор Велчев

София, 2017

# Съдържание

<b>I Наблюдателни основи и теоретични съображения</b>	<b>7</b>
<b>1 Междузвездна среда в галактиките</b>	<b>1</b>
1.1 Компоненти на междузвездната среда. . . . .	1
1.2 Фази на междузвездния газ . . . . .	6
<b>2 Наблюдения на хладна междузвездна среда</b>	<b>9</b>
2.1 Излъчване на праха . . . . .	10
2.2 Екстинкция на праха . . . . .	12
2.3 Молекулни емисии . . . . .	13
<b>3 Феноменология на наблюдаваните обекти</b>	<b>18</b>
3.1 Структура на молекулния газ в галактиките . . . . .	18
3.2 Индикатори на звездообразуване . . . . .	21
<b>4 Кратка история на теоретичните модели</b>	<b>27</b>
4.1 Първата парадигма: гравитация срещу газово налягане . . . . .	27
4.2 “Стандартна теория”: колапс с магнитна поддръжка . . . . .	29
4.3 Съвременна парадигма: гравотурбулентно звездообразуване . . . . .	32
<b>II Физика на звездообразуването</b>	<b>36</b>
<b>5 Химически процеси в студената междузвездна среда</b>	<b>37</b>
5.1 Химия на водорода . . . . .	37
5.2 Химия на въглерода и кислорода . . . . .	40
<b>6 Термодинамика на молекулния газ</b>	<b>42</b>
6.1 Нагряване и охлажддане . . . . .	42
6.2 Преход от атомна към молекулна фаза . . . . .	45
<b>7 Турбулентност и нейните характеристики</b>	<b>46</b>
7.1 Флуидни уравнения и характерни числа . . . . .	46
7.2 Теория на Колмогоров и турбулентна каскада . . . . .	48
7.3 Свръхзвукова турбулентност . . . . .	50
7.4 Задвижване на турбулентността (forcing) . . . . .	53

---

<b>8 Магнитни полета в хладната междузвезденна среда</b>	<b>54</b>
8.1 Измервания на магнитното поле от наблюдения . . . . .	54
8.2 Магнетизирана турбулентност: уравнения и характерни числа . . . . .	55
8.3 Амбиполярна дифузия . . . . .	58
<b>9 Гравитационна неустойчивост и колапс</b>	<b>60</b>
9.1 Неустойчивост по Джинс. Сфера на Bonnor-Ebert . . . . .	60
9.2 Магнитна критична маса . . . . .	61
9.3 Турбулентна поддръжка и колапс . . . . .	61
<b>10 Обратно въздействие от новообразувани звезди</b>	<b>62</b>
10.1 Механизми на внасяне на импулс . . . . .	63
10.2 Механизми на внасяне на енергия . . . . .	65
<b>11 Обобщение: звездообразуването като съвкупност от процеси на много скали</b>	<b>70</b>
<b>III Обекти и структури в областите на звездообразуване</b>	<b>71</b>
<b>12 Гигантски молекулярни облаци</b>	<b>72</b>
12.1 Физични характеристики . . . . .	72
12.2 Скалиращи отношения . . . . .	75
12.3 Характерни времена . . . . .	77
<b>13 Образуване и структура на молекулярни облаци</b>	<b>78</b>
13.1 Сценарии за възникване на облаци . . . . .	78
13.2 Йерархични структури: сгъстявания, ядра, влакна . . . . .	82
<b>14 Предзвездни ядра</b>	<b>83</b>
<b>IV Съвременна теория на звездообразуването</b>	<b>84</b>
<b>15 Звездообразуване на галактични мащаби</b>	<b>85</b>
<b>16 Възникване на звезди в групи</b>	<b>86</b>
<b>17 Начална функция на звездните маси: наблюдения</b>	<b>87</b>
<b>18 Начална функция на звездните маси: теория</b>	<b>88</b>
<b>19 Образуване на протозвездни</b>	<b>89</b>
<b>20 Протозвездна еволюция</b>	<b>90</b>

Приложение А: Използвани съкращения	93
Приложение Б: Често използвани означения на величини	94
Приложение В: Фундаментални и астрофизични константи	95

# Списък на фигуриите

2.1	Енергийни ротационни нива на H <sub>2</sub> . . . . .	10
2.2	Пример за карта на излъчване на праха. . . . .	12
2.3	Пример за карта на екстинкция на праха. . . . .	13
2.4	Разпределения по скорости в области на звездообразуване. . . . .	17
3.1	Разпределение на молекулния газ в галактиките . . . . .	19
3.2	Карта на гигантския молекулярен облак Perseus в <sup>13</sup> CO . . . . .	20
3.3	Рекомбинационни линии в спектри на галактики от различен тип . . . . .	25
4.1	Стадии на звездообразуването според “стандартната теория” . . . . .	30
4.2	Ефекти на задвижване на турбулентността в самогравитираща среда . . . . .	33
7.1	Спектър на турбулентността по Колмогоров: експериментално потвърждение.	50
7.2	Скалиране на дисперсията на скоростта в ISM на Млечния път. . . . .	52

# Списък на таблици

1.1	Фази на междузвездната среда . . . . .	7
4.1	Фази на протозвездната еволюция . . . . .	31

## Анотация

Курсът *Звездообразуване* е предназначен за студенти от магистърската програма „Астрономия и астрофизика“, но може да представлява интерес и за такива от други специалности с интерес към теоретичните и числени предизвикателства на областите на звездообразуване. Целта на курса е да изгради цялостна представа за процесите, чрез които възникват звездите, и да изложи накратко съвременната теория на звездообразуване.

Изследванията в областта на звездообразуването са изключително интензивни през последните десетилетия и това не е случайно. Тази научна област е с централно значение за астрофизиката. Превръщането на междузвездния газ в звезди определя строежа на галактиките и тяхната еволюция. Чрез преобразуване на ядрената енергия на газа, останал след Големия взрив, този процес определя светимостта на галактиките и най-вероятно е обусловил районизацията на Вселената. Огромната част от химичните елементи – включително тези, от които е изградено нашето тяло – се синтезират в звездите. Също така, процесът на звездообразуване е неразрывно свързан с възникването и ранната еволюция на планетните системи.

Курсът има четири раздела с различен обем. Уводният раздел представлява запознанство с феноменологията на звездообразуването и очертава важните моменти в развитието на теорията. Следва голям раздел, посветен на физическите процеси на звездообразуването, с ударение върху съвременните изследвания. Третият раздел насочва вниманието към обектите и структурите в областите на звездообразуване, които се изучават по наблюдателни и симулационни данни. В последния раздел са разгледани главните проблеми пред съвременната теория и са посочени някои тенденции за нейното развитие.

Курсът е поднесен в достъпна форма, с илюстрации от съвременни наблюдения и числени симулации, както и със специални коментари върху по-сложните физически феномени. В приложенията е приведен списък на използваните съкращения. В текста често се употребяват англоезичните съкращения, с оглед на широкото им използване в научната литература и на международни научни форуми. Общоприетите български съкращения са запазени.

## Част I

# Наблюдателни основи и теоретични съображения

Днес може да се каже с увереност, че звездообразуването е повсеместно явление и е противало практически през цялата еволюция на Вселената – разполагаме с огромен брой наблюдални потвърждения. Ето какво показват данните към момента:

- Звездообразуването е започнало много скоро след Големия взрив. Макар че не можем да наблюдаваме първото поколение звезди, второто постепенно става достъпно.
- Звездите винаги възникват в галактики и в протогалактики. При това се наблюдава корелация между областите на звездообразуване и динамиката на големи скали: в дисковите галактики звездообразуването е съсредоточено в спиралните ръкави. Понякога е обусловено от приливна пертурбация от близка галактика.
- Глобално, в галактиките звездообразуването корелира добре с разпределението на молекулния водород ( $H_2$ ) и не толкова добре – с разпределението на атомния водород ( $H I$ ).
- Локално, звездите възникват в молекулярни облаци (видимо обособени сгъстявания от  $H_2$ ), често в групи (купове). Моделирането показва, че процесът на възникване на звезди е бърз (от порядъка на динамичното време на средата).
- Обратното въздействие от нововъзникналите звезди е много важно за определяне на параметрите на процеса: ефективност, скорост и т.н.

Междузвездната среда<sup>1</sup> (MC) е първичният резервоар на галактиките, в който се раждат звездите и в който те внасят енергия, импулс и химически обогатен материал. Така тя играе ключова роля в цикъла на материята и, оттук, за изграждането на една съгласувана картина на образуването и еволюцията на галактиките. Динамиката на MC определя момента и местата на звездообразуване. Затова е уместно да започнем с обща информация за нейната физика и наблюдения.

---

<sup>1</sup> В научната литература се използва често съкращението ISM (InterStellar Medium).

# Глава 1

## Междузвездна среда в галактиките

Наблюдавайки небето в ясна и безлунна нощ, лесно можем да различим характерните тъмни области, закриващи на места ивицата на Млечния Път. Това са облаци от газ и прах, които екранират светлината от далечните звезди. С помощта на съвременните наземни и сателитни телескопи можем да наблюдаваме тези обекти в широк диапазон от електромагнитния спектър: от радиовълните чак до високoenергийните гама-лъчи. Красивото изображение на мъглявината NGC 2174, получено с космическия телескоп "Хъбъл" разкрива морфологията и разнообразието от структури, характерни за газово-праховите комплекси в Галактиката. Добре известно е, че процесите на звездообразуване в Млечния път и другите галактики са тясно свързани с тези тъмни облаци, състоящи се предимно от студен водород в молекулна форма ( $H_2$ ) и междузвезден прах. След започване на процеси на звездообразуване, обратното въздействие, което младите звезди оказват върху родителската им среда, става значимо. Излъчването на младите массивни звезди е достатъчно мощно, за да йонизира околната среда, създавайки локални области от гореща йонизирана плазма.

### 1.1 Компоненти на междузвездната среда.

Дялът на водорода от масата на нашата Галактика е 70.4%, този на хелия е 28.1%, а всички по-тежки елементи ("метали") допринасят за едва 1.5% от нея. Масата на МС е приблизително 10-15% от масата на Галактичния диск. МС има няколко взаимодействащи си компоненти: междузвезден газ, прах, лъчение и магнитно поле, което пронизва останалите компоненти и им оказва силно влияние.

#### Междузвезден газ

Газовата компонента на МС е съсредоточена предимно в галактичните дискове. Трудно е да се оцени пълната маса на газа в Галактиката; оценките сочат стойности  $\sim 10^{10} M_\odot$  (Kalberla & Kerp, 2009). Голяма част от обема на ISM се пада на йонизирания газ, но на нея съответстват едва около 25 % от масата на газа. Разпределението на газа е силно нехомогенно, като плътните зони (облаци) имат много малък принос за обема, но много съществен за масата. Приблизително половината от пълната маса на газовата компонента заема само 1 - 2% от обема на междузвездната среда. Газът в тези облаци е предимно под формата на неутрален атомен водород ( $H I$ ). Облаците са достатъчно плътни, така

че фотоните, способни да йонизират водородния атом, се екранират успешно от тънките повърхностни слоеве.

Газовите потоци в МС се характеризират със сложни едромащабни движения. Измерените дисперсии на скоростите за различни студени облаци са типично свръхзвукови (няколко  $\text{km.s}^{-1}$ ; типична скорост на звука за МО  $c_s \propto T^{1/2} \sim 0.5 \text{ km.s}^{-1}$ ). Изследванията на отделни газови облаци свидетелстват за висока дисперсия на скоростите в тях. Типичното време на живот на облаците е от порядъка на 10 милиона години. Едромащабните движения на газовите потоци в МС се пораждат чрез внасяне на енергия от избухващи свръхнови, чрез мощните звездни ветрове и/или от диференциалното въртене на Галактиката. Така се захранва една каскада на турбулентната кинетична енергия от големите ( $L \sim 100 \text{ pc}$ ) към по-малките размерни скали ( $L < 0.1 \text{ pc}$ ), докато се достигне до дисипация.

## Междузвезден прах

Видимото почервяване 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*.

Праховите частици поглъщат и разсейват светлината от звездите. Това е т. нар. *екстинкция* на лъчението в МС, която е по-ефективна при малки дължини на вълната. Точната зависимост на екстинкцията от дължината на вълната носи информация за състава и размера на праховите частици, които взаимодействват с лъчението от звездите. В първо приближение абсорбцията антикорелира с дължината на вълната – това подсказва, че частиците с малки размери (разсейващи ефективно в ултравиолетовия и оптичния диапазон) са в много по-големи количества, отколкото едрите. Поради екстинкцията звездите, които наблюдаваме през голямо количество междузвезден прах по лъча на зрение, изглеждат по-червени, отколкото всъщност са. Този наблюдателен ефект е познат като *почервяване* (reddening) и е едно от доказателствата, че междузвездното пространство е изпълнено от материална среда, която взаимодейства с лъчението.

Зависимостта може да се калибрира чрез съответните измервания и е била използвана за извеждане в подробности на разпределението на прашинките по размери. Една от най-ранните и все още широко цитирани работи на тази тема принадлежи на Mathis et al. (1977). Те възпроизвеждат екстинкционната крива на ISM в интервала 0.1 – 1  $\mu\text{m}$  със смес от сферични графитови и силикатни зърна с разпределение по размери:

$$N(a)da \propto a^{-3.5}da , \quad (1.1)$$

където  $a$  е радиусът на прашинката, вариращ между  $a_{\min} = 50 \text{ nm}$  и  $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$ . Лесно може да се види, че при такава зависимост в пълната маса на праха преобладава приносът

на големите прашинки, докато в пълната площ – на малките. По-съвременните модели потвърждават тази картина.

Пълната маса на праха трудно може да се оцени само чрез измервания на абсорбцията, но в комбинация с измерванията на пътищата на изчерпване (depletion) на различните елементи в студената ISM, можем да пресметнем надеждни ограничения. За локалната ISM се получава, че пълната маса на металите, налични в прашинките, е приблизително същата както пълната им маса в газа. Следователно на праха се пада около 1 % от пълната маса на ISM. Затова, когато се опитваме да моделираме топлинното и химичното поведение на ISM, прахът ще играе не по-малко важна роля, отколкото металите в газовата компонента.

Разпределението на междузвездния прах следва това на газовата компонента в Галактиката. Той е добре смесен с газа в МС, като свойствата на праховите частици зависят до голяма степен от неговата плътност. Характерните размери на прашинките варират от части от нанометъра (характерния размер на някои големи молекули) до около един микрон. Разпределението им по размери обаче силно зависи от свойствата на газа, с който са примесени, като по правило големите прахови частици населяват по-плътните зони на МС. При наличието на определени условия в МО настъпва гравитационен колапс, образува се протозвезда, която развива протопланетен диск. Така междузвездният прах става основният материал за образуване на планети (или на твърди ядра на газови планети) в тези дискове.

Наблюденията на междузвездния газ показват, че съдържанието на немалко тежки елементи (например, C и Si) е много по-ниско от измереното при слънчеви изследвания. Изглежда, че липсващите количества трябва да търсим в самите прахови частици – изследването им (т.нар. elemental depletion) може даде повече информация за свойствата, строежа и състава на междузвездния прах, както и за ролята на праховите частици в глобалните свойства на МС.

## Магнитно поле

Магнитното поле на МС е силно нерегулярно и в глобален план, ориентирано успоредно на Галактичния диск. Средната му сила (индукция) е от порядъка на  $1 \mu\text{G}$ , докато амплитудата на флуктуациите на полето е от порядъка на  $5 \mu\text{G}$ . Тези стойности са значително по-ниски от измерените на повърхността на Земята, но все пак, поради големите времеви и пространствени скали в междузвездното пространство, магнитното поле играе значителна роля за динамиката и структурата на МС, като влияе на движението на всички заредени частици, разпространението на космичните лъчи и свойствата на йонизирания газ.

Все още нямаме пълно разбиране за произхода на магнитното поле в МС. Смята се, че основният механизъм за поддържане на полето е турбулентното динамо, чрез който част от кинетичната енергия на турбулентните движения на (частично) йонизирания газ се превръща в енергия на магнитното поле. Земното магнитно поле се създава и поддържа от подобен механизъм, действащ в течното ядро на нашата планета. Трябва обаче да се отбележи, че механизмът на динамото функционира само при вече налично магнитно поле, т.е. той може да поддържа и усилва съществуващи магнитни полета. Така въпросът за произхода на магнитното поле в МС остава отворен. Едно от предположенията е, че то представлява остатък от магнитни полета на първите звезди<sup>1</sup>, преминаващи през край-

<sup>1</sup> Според съвременните космологични представи, това е най-ранното поколение (т.нар. III-то поколение) звезди в Галактиката, възникнали около 100 милиона години след Големия взрив.

ните етапи на своята еволюция. Друго предположение допуска по-скоро извънгалактичен произход на магнитното поле в МС – смята се, че то е унаследено от магнитно поле, кое-то вече е съществувало при образуването на Галактиката (Widrow et al., 2012). Обширен преглед на тази проблематика може да се открие в Durrer & Neronov (2013).

## 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). Тук трябва да отбележим няколко важни фактора:

- Химичното състояние на газа (нивото на йонизация, съотношението на атомния към молекулния газ и др.) зависи от скоростта на фотодисоциация на молекулите и на фотойонизация на атомите.
- Термодинамичното състояние на газа зависи от скоростта на фотойонизация и на фотоелектрично нагряване, т.е. на избиването на електрони от прашинките при абсорбция на UV фотони.
- Термодинамичното състояние на праха се определя почти изцяло от баланса между абсорбцията на лъчението от ISRF от прашинките и топлинното преизлъчване на погълнатата енергия.

Радиационното поле в МС покрива пълния електромагнитен спектър, като в различни диапазони преобладават различни източници. В Слънчевата околност, ISRF 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 йонизираната 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). Да разгледаме накратко приноса на тези компоненти:

- В микровълновия диапазон основен принос има космическият микровълнов фон (КМФ), излъчен в космологичната епоха на рекомбинация и претърпял червено отместване поради разширяването на Вселената. Спектърът на КМФ е много близък до този на абсолютно черно тяло с температура  $T_{\text{CMB}} = 2.73$  K. Тази температура е значително по-ниска от типичните температури на газа и праха в локалната МС. Затова, въпреки високата плътност на енергията на КМФ, обменът на енергия между него и тези компоненти на средата не се отразява особено на температурата им. Затова КМФ не играе съществена роля в цялостния енергиен баланс на МС в Млечния път или в другите галактики. Обаче в галактиките на голямо  $z$  температурата и енергийната плътност на КМФ са доста по-високи и зависят от червеното отместване съответно по законите  $T_{\text{CMB}} \propto (1+z)$  и  $u_{\text{CMB}} \propto (1+z)^4$ . В този случай КМФ има голямо значение за регулирането на термодинамичната еволюция на газа и праха.
- В инфрачервената област ( $5 \lesssim \lambda \lesssim 600$  μm) преобладава топлинното излъчване на междузвездния прах: около 2/3 от неговата енергия се падат на MIR и FIR

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

( $\lambda > 50 \text{ } \mu\text{m}$ ), с модифициран чернотелен спектър (вж. Част 2.1). Оставащата 1/3 най-вече се излъчва в последователност на отличителни максимуми на дължини на вълните  $\lambda = 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7 \text{ } \mu\text{m}$ . 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. Обаче в зони с преобладаващ неутрален газ, има силен недостиг на звездни фотони с енергии, надхвърлящи йонизационния потенциал на водорода (13.6 eV) – те се поглъщат от водородните атоми, като ги йонизират, и така не могат да проникнат дълбоко в тези зони. Скоростта на photoелектрично нагряване е чувствителна към енергията на фотоните в широк диапазон, като  $G_0$  е подходящ параметър за оценка на приноса на звездното излъчване за енергии 6 – 13.6 eV:

$$G_0 \equiv \frac{u(6 - 13.6 \text{ eV})}{5.29 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-3}} . \quad (1.2)$$

Най-значимо въздействие върху междузвездния газ оказва радиационното поле в UV. Високоенергийните UV фотони причиняват фотойонизация и така влияят на химията и структурата на молекуларните облаци. Тъй като потенциалът на йонизация на водородния атом съответства на фотон с дължина на вълната от 912 Å, фотоните с енергии под 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 photoелектричен 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 photoэффектът (в зоните с неутрален газ) чрез UV-фотони са преобладаващ механизъм за нагряване на газа.

Ултравиолетовите фотони играят важна роля и за фазовата сегрегация в МС. Те се абсорбират от праховите частици и от други сложни молекули и така причиняват дисоциацията им в обвивките на МО. В резултат на това, молекулният газ се концентрира предимно в централните зони на облаци, екранирани от повърхностните слоеве, които са в атомна фаза. Ще направим преглед на отделните фази на МС във връзка със структурата на неутралните облаци.

## Космически лъчи

Това е традиционното наименование на частици с релативистични, високоенергийни частици, най-вече ядра ( $\sim 99 \%$ ) и малки количества електрони ( $\sim 1 \%$ ). Ядрата са предимно протони, с примес от  $\sim 10 \%$   $\alpha$ -частици и  $\sim 1 \%$  ядра на по-тежки елементи. Енергиите варират в широк диапазон: от 100 MeV до над 1 TeV (Fig. 2), като пълната енергийна плътност е близо  $2 \text{ eV cm}^{-3}$ , което е 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. Огромната част от космическите лъчи с най-високи енергии са свързани

с магнитното поле на Галактиката и затова претърпяват постоянно разсейване в нейния диск. По тази причина можем да очакваме, че локалната им плътност на енергията трябва да се отличава с приблизително равномерно разпределение. Наблюденията на космически лъчи с енергии от порядъка на TeV, т.е. неповлияни съществено от взаимодействия със слънчевия вятър, показват, че интензитетът им в отправна система в покой, свързана със Слънцето, е почти изотропно разпределен, в съгласие с предположението за хомогенно поле на енергийната плътност.

Първоначално космическите частици са били изтекли от звезди в различен стадий на тяхната еволюция, а впоследствие са били ускорени до релативистични скорости в резултат от многократно разсейване поради нерегуляреността на междузвездното магнитно поле, поради променливо магнитно поле вследствие на магнитоидродинамична (magneto-hydrodynamic, MHD) турбулентност в МС или поради ударни фронтове, породени от избухване на свръхнови.

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. За да се определи скоростта на йонизация, дължаща се на тях, се използват непреки подходи, основани на ограничения от химичен характер.

Освен чрез преки наблюдения, космическите лъчи могат да бъдат изучавани чрез тяхното взаимодействие с веществото на МС. Например, така може да възникне поток от гама лъчи, които могат да бъдат регистрирани и изследвани. Космическите лъчи могат да йонизират и молекулите в междузвездните облаци. Така йонизацията на  $\text{H}_2$  е от особена важност за мрежата от химични реакции в МС. Наблюденията на молекулни иони като  $\text{H}_3^+$  дава допълнителна информация за спектъра на космическото лъчение (предимно за нискоенергийната част от спектъра, която е с основно значение за йонизацията на молекулите в МС).

## 1.2 Фази на междузвездния газ

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  $\text{H II}$ -областите до  $10^5 - 10^6 \text{ K}$  в остатъците от свръхнови (SNR). Концентрациите също варираят в широки граници: от  $10^2 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$  в молекулярни и  $\text{H II}$ -облаци до  $1 - 50 \text{ cm}^{-3}$  ( $\text{H I}$ -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 МС са взривовете на свръхнови, като горещият газ изпълва съществена част от близкото междузвездно пространство.

Един ранен и широкоизползван модел на ISM е двуфазният модел, предложен от Field et al. (1969). Основното предположение е, че атомният газ е в термодинамично равновесие, като съществуват широки диапазони на налягането, за които са възможни устойчиви решения. Единият съответства на студен и вплътнен газ с  $T \sim 100 \text{ K}$ , наречен *студена*

*неутрална среда* (Cold Neutral Medium, CNM), а другият – на топъл дифузен газ с  $T \sim 10^4$  K, наречен *топла неутрална среда* (Warm Neutral Medium, WNM). Така моделът описва хладни плътни облаци, потопени в гореща и разредена междуоблачна среда. Двете фази са в относително равновесие по налягане и преходът между тях може да бъде доста рязък. Газът при междинни температури е топлинно неустойчив и в зависимост от плътността си продължава да се охлажда, докато стане част от CNM, или се нагрява и разрежда, като става част от WNM.

Равновесието между двете устойчиви фази се установява при баланс между нагряването от свръхнови или от млади звезди и охлаждането чрез лъчението<sup>3</sup>. Ако средата е изотермична и в нея има флукутации на плътността, то се оказва, че по-плътните облаци се охлаждат по-бързо и стават още по-плътни поради падането на налягането. За да избегнем предположението за хидродинамични флукутации, 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*.

При отчитане на всички тези фактори може да се получи отношението между налягането и плътността в МС. Равновесие между фазите се наблюдава при дискретни температури и плътности. Примерен резултат от такъв модел е показан на Фиг. ? За дадено налягане  $P_c$  съществуват три равновесни конфигурации: две устойчиви (за  $n_g$  и  $n_c$ ) и една неустойчива. Междинната е неустойчива, понеже при флукутация на обема към по-висока концентрация налягането спада спрямо това на обкръжаващата среда и обемът колапсира към концентрация  $n_c$ . И обратно, ако отклонението е към по-ниски концентрации, налягането нараства спрямо това на средата и обемът се разширява до достигане на състояние  $n = n_g$ .

При типични налягания за МС  $\lg(P/k) \simeq 3.0$  получаваме за параметрите на двете фази:  $T = 9000$  K,  $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  (гореща междуоблачна среда) и  $T = 35$  K,  $n = 30 \text{ cm}^{-3}$  (хладни облаци). В *трифазния модел* 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. Междинното състояние с  $T = 5000$  K е неустойчиво. Физичните характеристики на фазите на ISM са обобщени в Таблица 1.1.

Фаза	$T$ [ K ]	$n_{\text{H}}$ [cm $^{-3}$ ]	Обемен фактор на запълване
Молекулна	10 - 20	$10^2 - 10^6$	1%
Студена неутрална (атомна)	20 - 100	20 - 50	4%
Топла неутрална	$6 \times 10^3 - 10^4$	0.2 - 0.5	30%
Топла йонизирана	$8 \times 10^3$	0.2 - 0.5	15%
Гореща йонизирана	$10^6$	0.0065	50%

Таблица 1.1: Физични свойства на фазите на МС по Ferrière (2001). Обемните фактори на запълване са взети от (Stahler & Palla, 2005).

Отворен остава въпросът доколко изброените пет фази могат да се разграничават една

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

от друга. В класическия двуфазен модели и много от неговите разширения, CNM и WNM са напълно разграничими фази в равновесие по налягания, като целият атомен водород ISM 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. На ролята на турбулентността за структурирането на ISM и на механизмите на задвижването ѝ ще се спрем по-подробно в Част 7.

Металичността в ISM играе важна роля за регулиране на нейната термодинамика. Измерването на тази величина в Млечния път става чрез различни методи: от оптичните емисионни линии [O II] и [O III], заедно с H<sub>α</sub> и H<sub>β</sub> може да се наложат ограничения върху количеството на кислород в Галактичните H II области, а оттам да се пресметне и пълната металичност  $Z$ , за която се предполага, че зависи линейно от количеството кислород. Друга възможност е да се използват абсорбционните UV линии в спектрите на ярки фонови звезди за пресмятане на количествата въглерод, азот, кислород и други тежки елементи. Металичността може да се определи и по спектрите на млади, массивни B звезди. Поради краткото време на живот на тези обекти, тази оценка е доста близка до настоящото локално количество на тежките елементи.

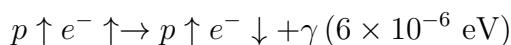
Съчетавайки информацията от тези различни методи, можем да слободим достатъчно достоверна картина за разпределението на металичността в газовата компонента на ISM. Оценките на  $Z$  от спектрите на B звезди и от H II области показват наличието на едромащабен радиален градиент  $-0.04 \text{ dex.kpc}^{-1}$  на металичността в ISM (Maciel and Costa 2010). Металичността в т.нар. Централна молекуларна зона (Central Molecular Zone, CMZ) в Млечния път е около два пъти по-голяма, отколкото слънчевата, а във външните зони на Галактиката типичната  $Z$  е с по-ниска стойност. Сравнението между пресметнатите количества на отделните елементи от спектрите на B звезди и от UV абсорбционни линии разкрива, че повечето елементи до голяма степен са изчерпани в газовата фаза, а това пък навежда на мисълта, че те са преминали в междузвездния прах. Елементите с високи температури на кондензация по-лесно се свързват в прашинките и това определя по-голямата им степен на изчерпване в газовата компонента.

## Глава 2

# Наблюдения на хладна междузвездна среда

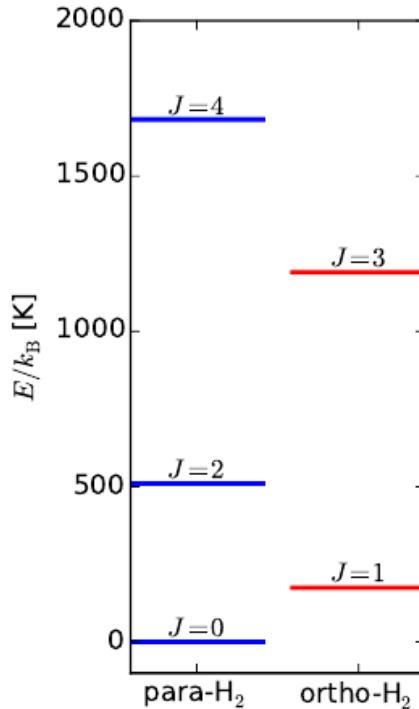
В общия случай междузвездните облаци, в които протича звездообразуване, са студени. Затова повечето подходи за тяхното изучаване изискват наблюдения в инфрачервения, sub-mm и радиодиапазона. Интерпретацията на резултатите хич не е тривиална – за да ги разбираме правилно и за да вникнем във феноменологията на междузвездния газ, трябва да разбираме достатъчно физиката на преноса на лъчение.

Водородът е най-разпространеният елемент и се наблюдава лесно, когато е в атомна форма. Особено удобен е преходът в свръхтънката структура на водородния атом с  $\lambda = 21 \text{ cm}$  (1.4 GHz): от състояние с паралелни към такова с антипаралелни спинове на протона и електрона. Енергията, съответстваща на прехода, е 1 K, така че съответното ниво може да бъде възбудено дори в много студени среди. При температури около 100 K средното време между два удара на частица е  $\sim 500$  уг, а енергията, която може да послужи за възбудждане е  $\leq 10^{-2} \text{ eV}$ . Затова повечето атоми са в основно състояние. Все пак нивата на свръхтънката структура в основно състояние могат да бъдат възбудени. Преходът



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

Обаче при високите плътности, характерни за зоните на звездообразуване, водородът е в преобладаващо молекулна форма, преки наблюдения на която са изключително трудни. В това можем да се убедим от схемата на енергийните ротационни нива на H<sub>2</sub> (Фиг. 2.1). Двуатомните молекули имат три типа възбудени нива: електронни (възбудждане 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. В случая с H<sub>2</sub> първото възбудено ниво  $J = 1$  е ротационно, с енергия 175 K по-голяма от тази на основното. Поради ниските температури в съгъстената молекулярна ISM ( $T \sim 10 \text{ K}$ ), там почти няма молекули в това възбудено състояние. При това, от съображения за си-



Фигура 2.1: Енергийни ротационни нива на молекулата H<sub>2</sub>.

метрия излъчвателни преходи с  $\Delta J = 1$  са забранени в хомоядрени<sup>1</sup> молекули като H<sub>2</sub>. Всъщност, няма електронен процес, чрез който молекула H<sub>2</sub> с нечетно  $J$  (ortho-H<sub>2</sub>) да се преобразува в такава с четно  $J$  (para-H<sub>2</sub>) и обратно, защото позволените преходи се определят от спиновете на ядрата. Това обуславя липсата на емисия на H<sub>2</sub> от тип  $J = 1 \rightarrow 0$ ; най-нискоенергийната е  $J = 2 \rightarrow 0$ , която обаче е много слаба, понеже е от квадруполна конфигурация. Още повече, нивото  $J = 2$  е с цели 510 K над основното, т.е. при ансамбъл в равновесие и при  $T = 10$  K, фракцията на молекулите в такова възбудено състояние е едва  $\sim e^{-510/10} \approx 10^{-22}$ ! С други думи, в един молекулярен облак просто няма молекули H<sub>2</sub>, способни да излъчват. Високата им температура на възбудяване се дължи на малката им маса: при квантов осцилатор или ротор гъстотата на нивата варира с приведената маса по закона  $m^{-1/2}$ .

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.

## 2.1 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 (LTE, Local Thermodynamic Equilibrium) и не излъчва топлинно. Прахът обаче, нагрят от UV излъчването на близки

<sup>1</sup>Състоящи се от атоми от един единствен елемент.

горещи масивни звезди, има топлинно излъчване в MIR. (Това има особено значение за охлаждането на областите на звездообразуване.) 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:

$$T_0 = 0.7 T_* \left( \frac{R_*}{D} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

Предвид параметрите на масивните звезди и разстоянията, съответстващи на типичните размери на областите на звездообразуване, типичните температури на праха се оказват между няколко десетки до няколкостотин келвина. Нека отбележим, че в израза (2.1) 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 наблюдения, типичните стойности на  $\kappa_\nu$  са  $\sim 0.01 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ . И тъй като на практика никой облак няма повърхностна плътност  $\Sigma > 100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ , можем спокойно да го приемем за оптически тънък. В такъв случай собственото излъчване на облака се пресмята лесно. При предположение за локално термодинамично равновесие, характеризиращо се с температура  $T$ , отношението между излъчвателната способност на единица маса газ  $j_\nu$  [ $\text{erg} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ] и непрозрачността  $\kappa_\nu$  ще бъде равно на функцията на Планк:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (2.2)$$

Тогава уравнението на лъчистия пренос за оптически тънкия прах ( $\tau_\nu \ll 1$ ) се опростява:

$$I_\nu = B_\nu(T) (1 - \exp(-\tau_\nu)) \approx \tau_\nu B_\nu(T) = \kappa_\nu \rho s B_\nu(T); \quad (2.3)$$

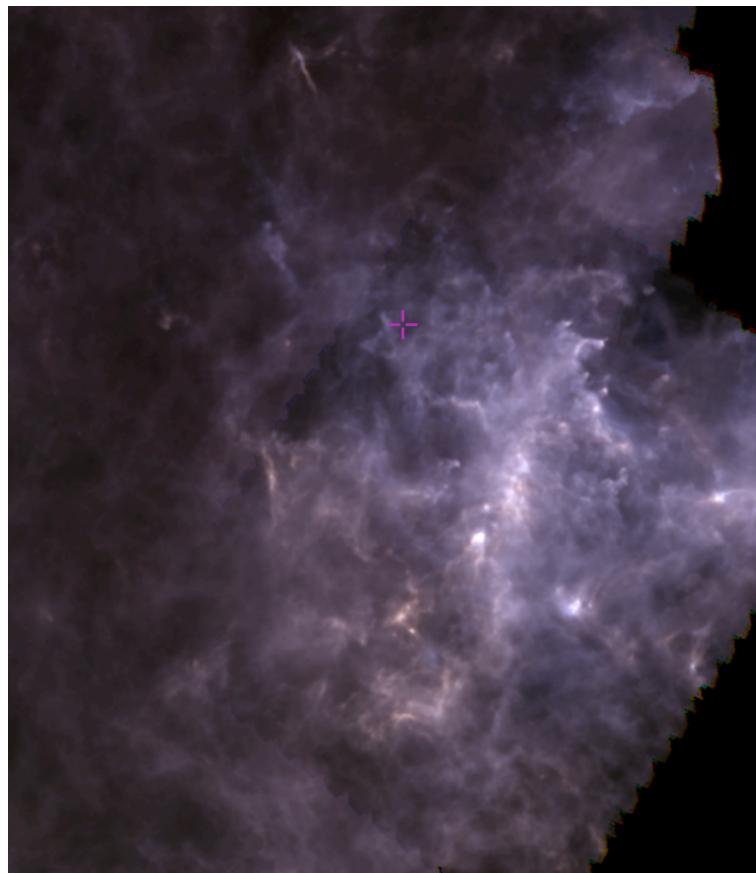
Така от измерване на специфичния интензитет на излъчването  $I_\nu$  от прашинките в облака и при познаване на температурата и свойствата на прашинките, можем да определим колонковата плътност на газа за всяка насоченост (beam) на телескопа.

При предположение за степенна зависимост на непрозрачността от честотата  $\kappa_\nu \propto (\nu/\nu_0)^\beta$ , което е оправдано във FIR и субмилиметровия диапазон (Planck Collaboration XVII, 2014), емисията на праха се моделира с т.н. "модифицирано чернотелно" или "сивотелно" излъчване със среден специфичен интензитет:

$$J_\nu \propto B_\nu(T_0) \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta. \quad (2.4)$$

Обикновено се приема, че средната температура на праховите частици е  $T_0 \approx 20 \text{ K}$ , а спектралният показател  $\beta \approx 2$ , като остава спорно дали той зависи от температурата. При работа със съвременни наблюдателни данни от *Herschel*,  $\beta$  обикновено се фиксира, а потокът от всеки пиксел се апроксимира по формула (2.4), като  $T$  и  $\Sigma$  се варират като свободни параметри. Примерно изображение, получено чрез тази техника, е показано на

Фиг. 2.2. Основната неточност е в познаването на непрозрачността на праха и на температурата на газа (в рамките на фактор 2-3), която от своя страна поражда несигурност в трансформацията от емисия на праха към колонкова плътност на газа. Всеки от двата фактора може да бъде подобрен от наблюдения в широк спектрален диапазон, позволяващи едновременно апроксимиране на колонковата плътност, кривата на непрозрачност на праха и на температурата на праха. С изстрелването в орбита на сателита *Herschel* (2009 г.) такива наблюдения станаха възможни – иначе при дължини на вълната от няколко стотин  $\mu\text{m}$  те са неосъществими от земната повърхност.



Фигура 2.2: Карта на излъчване на праха в молекулярен облак Rosette. Изображение, получено от наблюдения на 250, 350 и 500  $\mu\text{m}$  с инструмента SPIRE на космическия телескоп *Herschel* (<http://sky.esa.int>).

## 2.2 Екстинкция на праха

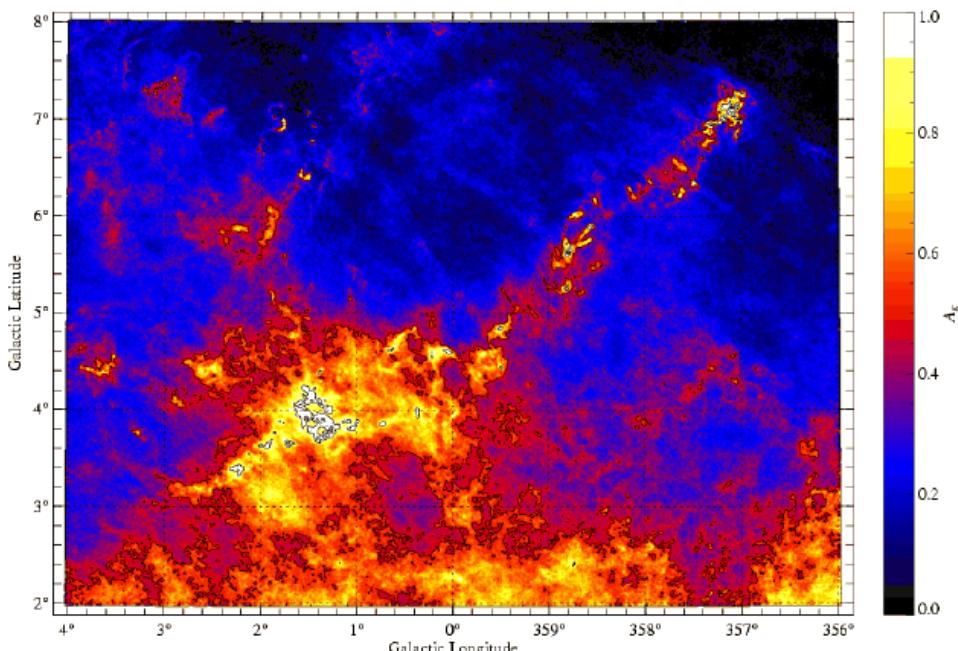
Друг възможен подход за наблюдения на хладната ISM е измерването на абсорбцията на фонови звезди, причинена от праха; обикновено в IR диапазон. В сравнение с топлинното излъчване на праха, тук има ред предимства:

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 следните недостатъци на подхода:

- \* Относително високата непрозрачност в IR ограничава приложимостта му като цяло до дифузни области; в сгъстените зони светлината на фоновите звезди е напълно екранирана.
- \* 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. 2.3).



Фигура 2.3: Карта на екстинкция на праха в мъглявината Pipe (Lombardi, Alves, & Lada, 2006).

## 2.3 Молекулни емисии

Голяма част от познанията ни за газа в областите на звездообразуване се дължат на наблюдения на молекулни емисии. Коректните измервания 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 състенни среди, където протича звездообразуване.

## Коефициенти на Айнщайн и ударно възбуждане

Нека разглеждаме газ с концентрация  $n_X$ , състоящ се от атоми или молекули от тип X при температура  $T$ . За простота ще приемем, че частиците имат само две нива с енергийна разлика  $E$ , като концентрациите на тези в основно и във възбудено ниво са съответно  $n_0$  и  $n_1$ . Ако газът е в топлинно равновесие, то съгласно формулата на Болцман  $n_1/n_0 = \exp(-E/kT)$  и съответно

$$n_0 = n_X/Z, \quad n_1 = n_X \exp(-E/kT)/Z(T),$$

където  $Z(T) = 1 + \exp(-E/kT)$  е статистическата сума. Възможните излъчвателни преходи между нивата могат да бъдат: спонтанна емисия, стимулирана емисия и абсорбция, описвани със съответните коефициенти на Айнщайн. Обикновено в областите на звездообразуване можем да пренебрегнем стимулираната емисия и абсорбцията, тъй като фоновото радиационно поле е твърде слабо и честотата на тези процеси е пренебрежимо малка. Изключение представляват случаите:

- Когато оптичната дебелина на линиите стане огромна и броят фотони, които се поглъщат и разсейват в средата, нарасне значително;
- Когато честотата на разглеждания преход съответства на много ниска енергия и взаимодействията с фотони от КМФ станат съществени.

Спонтанната емисия  $1 \rightarrow 0$  се описва от коефициента  $A_{10}$  с размерност  $s^{-1}$ , като скоростта на затихване се определя по формулата:

$$\left( \frac{dn_1}{dt} \right)_{\text{se}} = -A_{10} n_1 \quad [\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}], \quad (2.5)$$

т.е. характерното време на (експоненциално) намаляване на частиците на ниво 1 е  $(1/A_{10})$  s. Времената за затихване при молекулите са обикновено не повече от няколко века, което е доста малко в сравнение с различните характерни времена, свързани със звездообразуването. Затова, ако спонтанната емисия е единственият протичащ процес, всички молекули ще претърпят бърза деактивация до основно ниво и емисия няма да се наблюдава.

Обаче, в състените зони на звездообразуване ударите между частиците са достатъчно чести, за да поддържат население от възбудени молекули. За простота ще разгледаме само удари между примерните двуатомни молекули и  $H_2$ . Определянето на скоростта на възбуждане поради удари представлява доста тежка задача на квантовата механика; с изключение на най-простите случаи, не е възможно точното пресмятане дори на енергийните нива на отделна изолирана молекула, камо ли взаимодействието между сблъскващи се молекули при произволни скорости и взаимни ориентации. А точните пресмятания на честотата на ударите са по принцип невъзможни – прибягва се или до приближения, или до лабораторни експерименти. Например, често се предполага, че честотите на сблъсъци с  $H_2$  и с водородни атоми са свързани с някакъв постоянен коефициент.

Нека скоростта на възбуждане от основно ниво поради удари между частиците  $X$  и  $H_2$  е:

$$\left( \frac{dn_1}{dt} \right)_{\text{cex}} = k_{01} n_0 n_{H_2} \quad [\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}] , \quad (2.6)$$

където коефициентът  $k_{01}$  е с размерност обем върху време и в общия случай е функция на кинетичната температура на газа  $T$ , но не и на концентрацията на водородните молекули  $n_{H_2}$ .

Ако означим съответния коефициент на ударна деактивация с  $k_{10}$ , то скоростта на деактивация поради удари ще бъде:

$$\left( \frac{dn_1}{dt} \right)_{\text{cdex}} = -k_{10} n_1 n_{H_2} \quad [\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}] , \quad (2.7)$$

Връзката между  $k_{01}$  and  $k_{10}$  е проста. Да разгледаме зона с огромна оптична дебелина, практически непроницаема за фотоните и затова без значима роля на радиационните процеси. Ако газът е в равновесие, скоростите на ударно възбуждане и деактивация (ур. 2.6 и 2.7) ще бъдат равни и противоположни по знак, следователно  $n_{H_2}(k_{01}n_0 - k_{10}n_1) = 0$  и от формулата на Болцман получаваме връзка между коефициентите

$$k_{01} = k_{10} \exp(-E/kT) ; \quad (2.8)$$

Този аргумент е приложим еднакво добре за избрана двойка нива в по-сложна молекула, с повече от две нива. Затова е достатъчно да познаваме скоростта на ударно възбуждане или деактивация между всеки две нива, за да пресметнем и скоростта на обратния процес.

## Критична плътност

При статистическо равновесие на системата с две нива, скоростта на затихване на възбуденото ниво, която е сума от скоростите на възбуждане и деактивация ще бъде нулема. При заместване от съответните уравнения (2.5)-(2.7) извеждаме формулата:

$$\frac{n_1}{n_0} = \exp(-E/kT) \frac{1}{1 + A_{10}/(k_{10}n_{H_2})} ;$$

Лесно се вижда физическият смисъл на този израз: ако радиационните процеси са пре-небрежими спрямо броя на ударите ( $A_{10} \ll k_{10}n$ ), то отношението между населеностите на нивата е близо до Болцмановото  $\exp(-E/kT)$ . С повишаване на приноса на лъчението, т.е. повишаване на  $A_{10}/(k_{10}n)$ , фракцията на атомите с горни възбудени нива намалява – населеността на последните е субтоплинна. Тъй като честотата на ударите зависи от плътността, а излъчвателната деактивация не, балансът между тези два процеса се определя от плътността. Удобно е да въведем някаква *критична плътност*  $n_{\text{crit}} = A_{10}/k_{10}$ , чрез която да запишем горния израз:

$$\frac{n_1}{n_0} = \exp(-E/kT) \frac{1}{1 + n_{\text{crit}}/n_{H_2}} ; \quad (2.9)$$

При плътности много над  $n_{\text{crit}}$ , населеността на нивото ще бъде близо до Болцмановата стойност, докато в обратния случай възбуденото ниво ще бъде с по-малка населеност. Самата критична плътност се дефинира просто като плътността, при която излъчвателните и ударните деактивации на горното ниво притичат с една и съща честота.

Този процес на термализация има важни следствия за емисиите в молекулни линии. Мощността на излъчване от една молекула е:

$$\frac{L}{n_X} = \frac{EA_{10}n_1}{n_X} = \dots = EA_{10} \frac{\exp(-E/kT)}{Z(T) + n_{\text{crit}}/n_{H_2}} ;$$

Така при ниска плътност всяка молекула има принос към излъчването, пропорционален на отношението между плътността към критичната плътност. Нека отбележим, че това е отношение между партньори в ударите ( $H_2$ ), а не плътност на излъчващите молекули. Пълната светимост варира като горното отношение, умножено по концентрацията на излъчващите молекули. Практическата полза от това е, че различни молекули трасират различни плътности на газа в галактиките. Молекули с ниска критична плътност достигат линеен режим при ниска плътност, и тъй като по-голяма част от масата на газа е съсредоточена в този режим, те трасират най-широко разпространената газова компонента. Емисията на молекули с високи критични плътности ще се определя в по-голяма степен от плътния газ и затова тя трасира по-редките зони на висока плътност. Разбира се, оценката е донякъде качествена, тъй като преходът от режима  $L/n_X \propto n_{H_2}$  към  $L/n_X \sim \text{const}$  не е особено рязък. Все пак отношенията между светимостите в линии с различни критични плътности представляват твърде важен диагностичен инструмент за получаването на цялостното разпределение на плътността в ISM.

По-горните пресмятания са направени за оптично тънка емисия. Ако линията е оптично дебела, вече не може да се пренебрегват процесите на стимулирано излъчване и абсорбция и не всички излъчени фотони ще напускат облака. Линиите на CO обикновено са оптично дебели.

## Динамична и температурна структура на газа

Ако емисионната линия е оптично тънка, тя може да се използва за изследване на динамичната и температурна структура на газа. В този случай ширината на линията се определя най-вече от разпределението на скоростта на излъчващите молекули. Физическата картина е доста проста. Да предположим, че разпределението на скоростите в газа по лъча на зрение е  $\psi(v)$ , т.e.  $\int \psi(v)dv = 1$ . За оптично тънка линия, при пренебрежимо малко естествено разширение и разширение поради ефекти на налягането, емисията ще има форма на  $\delta$ -функция в отправна система на газа в покой. Като между скорост и честота ще има еднозначно съответствие. Така излъчването на газ, движещ се със скорост  $v$  спрямо наблюдателя по лъча на зрение, ще бъде с честота  $\nu \approx \nu_0(1 - v/c)$ , където  $\nu_0$  е честотата в центъра на линията в отправна система, където молекулата е в покой, а  $v/c \ll 1$ . В този случай профилът на линията се описва тривидно:  $\phi(\nu) = \psi(c(1 - \nu/\nu_0))$ .

Профилът  $\phi(\nu)$  е пряко измерваема величина и от нея непосредствено получаваме разпределението по скорости  $\psi(v)$ , което се дължи на топлинни и на нетоплинни движения в газа. Топлинните движения се описват от Максуелово разпределение по скорости и пораждат Максуелов профил  $\psi(v) \propto \exp[-(\nu - \nu_{\text{cen}})^2/\sigma_\nu]$ , където  $\nu_{\text{cen}} = \nu_0(1 - \bar{v}/c)$ , а  $\bar{v}$  е средната скорост на газовите частици по лъча на зрение. Ширината на линията  $\sigma_\nu = kT/\mu/c$  се определя по газовата температура  $T$  и средната маса на излъчващата молекула  $\mu$ .

Нетоплинните движения представляват едромащабни потоци в газа и могат да породят разнообразни разпределения по скорости в зависимост от движението на облака като цяло. За жалост дори сложни нетоплинни движения често пораждат разпределения подобни на Максуелови, просто поради Централната гранична теорема – скоростите на достатъчно

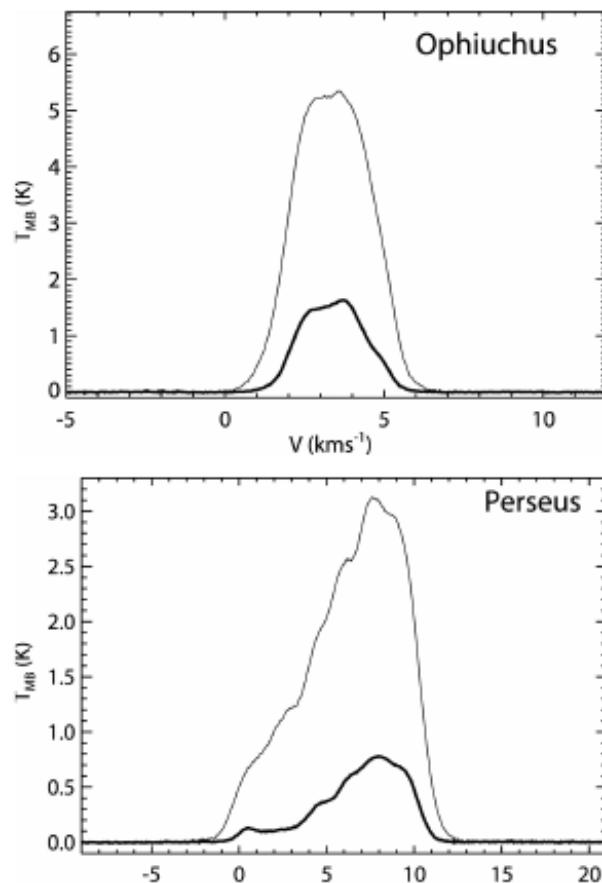
голям брой стохастични потоци клонят към Гаусово разпределение. Примери за разпределения по скорости, измерени в двете близки области на звездообразуване Ophiuchus и Perseus, са показани на Фиг. 2.4.

За да определим дали профилът на дадена линия отразява предимно топлинни или нетоплинни движения, трябва да определим температурата по независим начин. Това често се прави чрез наблюдения на повече линии от същото вещество. Формула (2.9) показва, че светимостта в определена оптично тънка линия е функция на температурата  $T$ , плътността  $n$  и концентрацията на излъчващи молекули  $n_X$ . Ако наблюдаваме три прехода в една и същества молекула, ще имаме система от три независими уравнения с три неизвестни, която можем да решим за  $n$ ,  $n_X$  и  $T$ . При някои молекули, с оглед на структурата на нивата им, тази техника дава недвусмисленi резултати. Най-известният пример за това е амониякът  $\text{NH}_3$ .

### Трудности при работа с данни от молекулни емисии

Първата трудност е свързана с оптичната дебелина: повечето от най-силните линии, на най-разпространените вещества в ISM, са оптично дебели. В такъв случай наблюденията са представителни само за повърхностните зони на облака, а емисията от неговото ядро е екранирана. Все пак ценна информация може да се извлече и от оптично дебели линии, но по по-сложен начин. Ще се върнем на въпроса, когато разглеждаме разпределението на GMCs на големи мащаби.

Второто усложнение е свързано с химичния състав. Образуването и разрушаването на молекули в ISM е сложен проблем, като количеството на всеки елемент или съединение в общия случай зависи от плътността, температурата и радиационното поле в газа. По краищата на облаците някои молекули може да липсват, защото са дисоциирани от междузвездното UV излъчване. При големи плътности и ниски температури много молекули полепват по повърхността на прашинките. Това важи особено за CO – често се установява, че максимуми на плътността на карти на праховото излъчване съответстват на локални минимуми на излъчването на CO. Това се дължи на изчерпването на CO в газообразно състояние в стъстените зони на облаците и образуването на лед от CO върху повърхността на прашинките. Затова трябва да се внимава особено дали промените в молекулните емисии се дължат на промени в термодинамичните параметри на газа (като плътност и температура) или на промени в количествата на излъчващите молекули.



Фигура 2.4: Разпределения по скорости от наблюдения в  $^{12}\text{CO}$  (тънка линия) и  $^{13}\text{CO}$  (дебела линия) в молекуллярните облаци Ophiuchus и Perseus.

# Глава 3

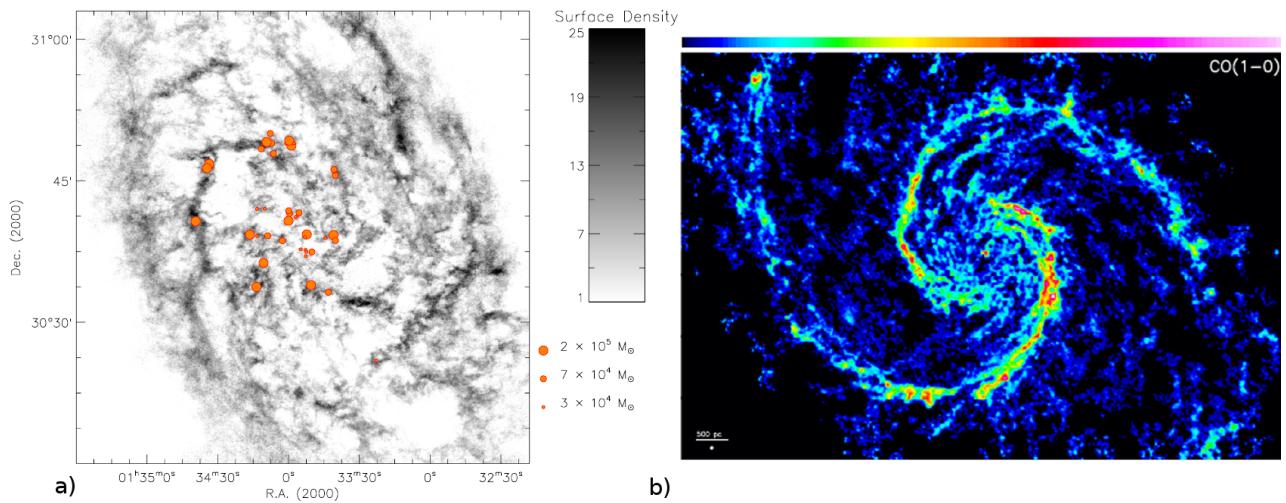
## Феноменология на наблюдаваните обекти

### 3.1 Структура на молекулния газ в галактиките

#### Общо разпределение

Най-често използваният наблюдателен индикатор на молекулярните облаци са ротационните линии на CO. Те са подходящи за целта по три главни причини. Първо, молекулата CO е най-разпространеното съединение в ISM след H<sub>2</sub>. Второ, нейното разпределение ясно корелира с това на H<sub>2</sub>. Най-сетне, нискоенергийните юни нива могат да бъдат възбудени при ниските температури, характерни за MO, и съответните преходи между тях са наблюдавани в радиодиапазона. Например, нивото CO  $J = 1$  е с енергия едва 5.5 K над основното. Всъщност молекулата CO е основният охладител на молекулния газ и съответно нейното възбуждане определя газовата температура. (Повече за това ще говорим в Част 6.1.) Нейната емисия може да се използва за определяне на масите на MO (Част 12.1). Съотношението по маси между H I и H<sub>2</sub> в Млечния път и на галактоцентрични разстояния под това на Слънцето е грубо 70:30. Фракцията на молекулния газ нараства рязко към Галактичния център и клони към 100 % в молекулярен пръстен на  $\sim 3$  kpc, а после спада до  $\sim 10$  % към галактоцентрични разстояния, сравними с нашето. В други близки галактики пропорциите варират в широки граници: от почти чист H I до почти изцяло H<sub>2</sub>.

Междузвездната среда в галактики с преобладаващ атомен газ, като нашата, се характеризират с предимно влакнеста структура, като малки молекулярни облаци са разположени около максимумите на разпределението на H I. В галактики с едромащабна спирална структура молекуляренят газ трасира много добре спиралните ръкави, наблюдавани в оптичния диапазон. Типични примери са показани на Фиг. 3.1. (Физическите причини за асоциирането на молекулярен газ и H I, както и между MO и спиралните ръкави, са интересен предмет на обсъждане, на който ще се върнем по-късно.) Както личи от изображенията, молекулният газ в галактиките (или зони от галактики) с преобладаващ H I обикновено е групиран в дискретни обекти, наречени *гигантски молекулярни облаци* (Giant Molecular Clouds, GMCs). В Млечния път техните маси достигат до няколко милиона  $M_{\odot}$ , докато долната граница е поне няколко  $10^4 M_{\odot}$ . Области на преобладаващо молекулен газ са по-безструктурни.



Фигура 3.1: Разпределение на молекулния газ в галактиките: а) GMCs (кръгчета), детектирани в линията CO( $1 \rightarrow 0$ ), наложени върху H I карта на M33 (Imara et al., 2011); б) карта на емисията на CO( $1 \rightarrow 0$ ) в M51 (Schinnerer et al., 2013).

## Облачни структури

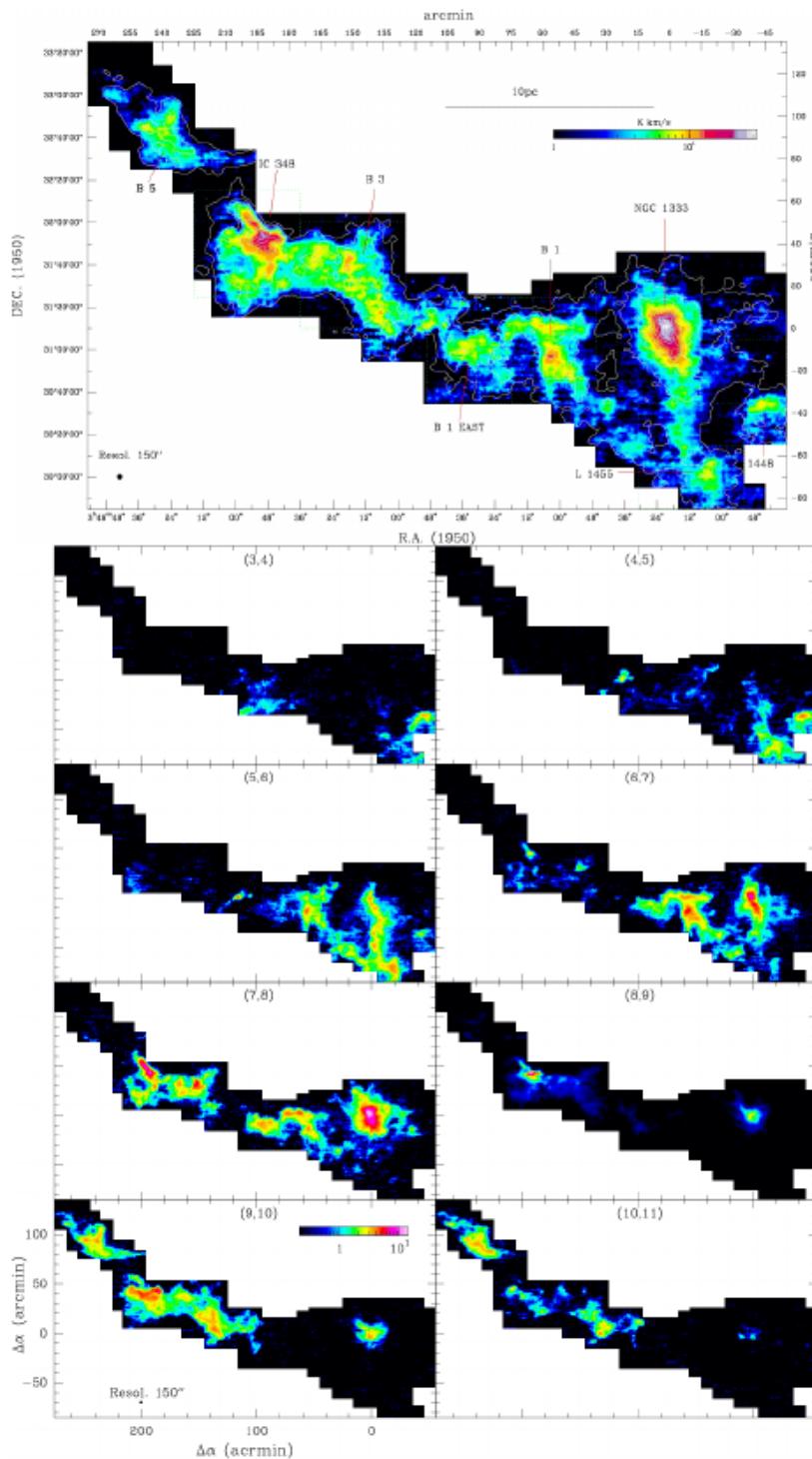
GMCs не са сферични, а имат сложна вътрешна структура – често силно влакнеста и нехомогенна, с множество отделни сгъстявания (clumps), като голяма част от масата е съсредоточена в разредени зони, а много малка – в силно сгъстени. Средната плътност на газа<sup>1</sup>, трасиран от  $^{12}\text{CO}$ , е  $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$ . Типичните размери на GMCs са десетки pc – облакът Perseus, показан на Фиг. 3.2 е малък спрямо повечето подобни в Галактиката. Изображения с висока резолюция са получени само за близки и малки GMCs. Най-масивните населяват т.нр. *Молекулярен простен*.

На сложната структура на GMCs, видима на карти на CO емисиите, съответства сложна структура и в пространството на скоростите. Типичната дисперсия на скоростите на тези обекти е доста по-голяма от топлинната скорост на звука  $c_s \sim 0.2 \text{ km.s}^{-1}$  (при температура на газа  $T = 10 \text{ K}$ ). За изследване на разпределението на газа при различни плътности в PPV пространството (Position - Position - Velocity) могат да се използват различни индикатори – за всяка точка на картата се получава спектър, който ни дава разпределението по радиални скорости (Фиг. 3.2).

Комбинираното изследване по няколко молекулярни индикатора също ни дава представа за структурата по плътност и по скорост. Например, по данни от тримерни PPV кубове на емисията в  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  можем да очертаем изо-повърхнини, като последните в  $^{12}\text{CO}$  обикновено съдържат тези в  $^{13}\text{CO}$ , тъй като първото съединение трасира по-разредения газ. Най-общо, от повърхността към “центъра” на облака се наблюдава градиент на плътността, но морфологията никак не е проста.

Ако резолюцията на изображенията ни позволява да разглеждаме по-малките скали, плътността нараства до  $10^5 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$  и повече, докато масата намалява до няколко слънчеви маси. Такива области, наречени обикновено “ядра”, са наредени обикновено в и по протежение на влакна от разреден газ. Морфологично те са по-скоро сфероидални, за разлика от обвиващите ги структури, и се смята, че могат да бъдат предшественици на отделни звезди или звездни купове. (Ще разгледаме по-подробно тези обекти в Глава 14.)

<sup>1</sup>Пресметната като частно на масата и приблизителния обем.



Фигура 3.2: Карта на гигантския молекулярен облак Perseus по емисия  $^{13}\text{CO}$  ( $2 \rightarrow 1$ ) (Sun et al., 2006). В горния панел е показан интегрираният по всички скорости интензитет, а в две колони по-долу са картите, получени в различни скоростни канали (в скоби са указаны диапазоните по скорости в  $\text{km.s}^{-1}$ ).

Но ядрата не се разграничават само като прости, сфероидални сгъстявания, но и като подобни, прости структури в пространството на скоростите. Дисперсията на скоростите

в тях по-скоро субзвукова – за разлика от GMCs, където тя е силно свръхзвукова. Това личи от топлинното разширение на линиите, сравнимо с очакваното от чисто топлинни движения.

## 3.2 Индикатори на звездообразуване

Направихме общ преглед на средата, в която възникват звездите. Сега нека се спрем и на феноменологията на обектите, непосредствено предшестващи звездообразуването, както и на младите звездни населения. Високата светимост на последните позволява да ги наблюдаваме и извън нашата Галактика, а също да оценим тяхното въздействие върху заобикалящата ги междузвездна среда.

### Предзвездни и протозвездни обекти

Ако звездообразуването започва от сгъстено газово кълбо, естествено е да търсим такъв обект в облак, който е студен и не съдържа централен точков източник. Щом възникне протозвезда, излъчването ѝ постепенно ще нагрее облака, докато газът ще акретира върху нея, което ще доведе до намаляване на непрозрачността. В крайна сметка обвивката ще стане прозрачна в NIR и даже в оптичния диапазон, позволяйки първи преки наблюдения на звездата. Остатъчно образование около звездата е акреционен диск, който постепенно също се поглъща от нея и частично се разсейва. Образувалата се звезда са свиват и попада върху Главната последователност. Тази обща теоретична схема е заложена в основата на “стандартната теория” на звездообразуването, която ще опишем по-долу (Част 4.2). Тя е подкрепена от наблюдателна диагностика в инфрачервения и в субмилиметровия диапазон. Приведената наблюдателна класификация трябва да се разглежда по-скоро като *ориентир* за отделните еволюционни етапи на един предзвезден и протозведен обект.

- *Предзвездно ядро:* възниква в сгъстени зони на MO, в които самогравитацията надделява над нетоплинните механизми на поддръжка (поток на магнитното поле или свръхзвукова турбулентност).
- *Затъмнена протозвезда с акреционен диск:* оформя се и нараства в центъра на колапсиращ облак. Наблюдават се в субмилиметровия и инфрачервения диапазон поради пълното екраниране на масивната обвивка. Да разгледаме ядро с маса  $\sim 1 M_{\odot}$ , наблюдавано в емисии на праха или на молекули. Когато в центъра му възникне звезда, тя ще бъде с много малка маса и светимост и затова ще бъде в състояние да нагрее само малко количество прах и то в непосредствена близост. Така в пълното излъчване най-голям дял ще има топлинната емисия на праха при неговата равновесна температура и SED на източника ще изглежда като това на предходния еволюционен етап.

Но има и други възможни индикатори. Например, наблюдаваното  $N$ -pdf има много оствър и неразделен максимум. Друг характерен индикатор е наличието на изтичане на вещество (outflow) радиално от центъра на ядрото и продължаващо няколко дена. Такива биполярни структури с високи скорости могат да се наблюдават в молекулни емисии. Непреки свидетелства за тях е детектирането на молекулни емисии с високи нива на възбудждане, например линията  $\text{SiO}(2 \rightarrow 1)$ , която обикновено се наблюдава

в газ, движещ се с няколко десетки  $\text{km.s}^{-1}$  и с температура няколкостотин К. Единствено компактен обект с втора космическа скорост  $\gtrsim 100 \text{ km.s}^{-1}$  може да ускори газа в МО до такива стойности.

- *Протозвезда с акреционен диск и биполярно излъчване:* звездните ветрове и излъчване пробиват обвивката по ротационната ос на системата и създават постоянно биполярно излъчване, което накрая води до разсейване на обвивката. Обектът все още се наблюдава в оптичния и близкия инфрачервен диапазон. Като критерий на разграничение спрямо предходния етап днес се приема следният: субмилиметровата светимост (за  $\lambda > 350\mu\text{m}$ ) да падне под 0.5% от пълната болометрична светимост. В практиката обаче по-често се използва друга наблюдана величина: болометричната температура  $T_{\text{bol}}$ , определена като температурата на абсолютно черно тяло с честота на излъчване, усреднена по поток, равна на определената по наблюдаваното SED:

$$\frac{\int \nu B_\nu(T_{\text{bol}}) d\nu}{\int B_\nu(T_{\text{bol}}) d\nu} = \frac{\int \nu F_\nu d\nu}{\int F_\nu d\nu} . \quad (3.1)$$

Когато протозвездата достигне  $T_{\text{bol}} = 70 \text{ K}$ , тя се класифицира като обект от клас I (вж. следващата част), по-нататъшната ѝ еволюция се определя от нейното SED в инфрачервения диапазон. На по-ранни стадии нейната прахова обвивка е толкова оптично дебела, че наблюдателят изобщо не вижда нейната фотосфера, а регистрира само топлинната емисия на праха. Тъй като радиусът на обвивката е много по-голям от този на звездата, а светимостите им равни (прахът е в LTE),  $L_{\text{dust}}$  съответства на по-ниска температура и съответно по-големи дължини на вълната  $\lambda$ . От друга страна, непрозрачността на праха намалява с  $\lambda$ ; така излъчването се отмества към дължини на вълната, където прахът е оптически тънък и напуска обекта. Наблюдаваме не звезда, а “прахова фотосфера”. Така колонковата плътност на праха около звездата е пропорционална на отместването на максимума на излъчването към по-големи дължини, за да напусне то обекта.

Обекти с максимуми на SED, разположени по-близо до оптичния диапазон, са в по-напреднал стадий на еволюция, защото са загубили по-голяма част от обвивките си. При  $T_{\text{bol}} = 650 \text{ K}$  вече говорим за обект от клас II, т.e.

- *Млада звезда с (proto)планетен диск и почти без обвивка:* обвивката е напълно погълната от звездата или се е разсеяла от обратни процеси. Затова тя е вече оптично тънка във видимия диапазон и можем да наблюдаваме пряко звездната атмосфера, т.e. чернотелно излъчване с излишък в NIR и MIR, който представлява принос на топлия газов диск. Такива обекти са познати също като класически тип T Tauri. Понеже дискът им все още има значителна маса, предполага се, че това е етапът, на който протича образуването на планети.
- *Млада звезда с разсейващ се или оптически тънък диск:* The final class is class III, which in terms of SED have  $\alpha_{IR} < -1.6$ . Stars in this class correspond to weak line T Tauri stars. The SEDs of these stars look like bare stellar photospheres in the optical through the mid-infrared. If there is any IR excess at all, it is in the very far IR, indicating that the emitting circumstellar material is cool and located far from the star. The idea here is that the disk around them has begun to dissipate, and is either now optically thin at IR wavelengths or completely dissipated, so there is no strong IR excess.

However, these stars are still not mature main sequence stars. First of all, their temperatures and luminosities do not correspond to those of main sequence stars. Instead, they are still puffed up to larger radii, so they tend to have either lower effective temperatures or higher bolometric luminosities (or both) than main sequence stars of the same mass. Second, they show extremely high levels of magnetic activity compared to main sequence stars, producing high levels of x-ray emission. Third, they show lithium absorption lines in their atmospheres. This is significant because lithium is easily destroyed by nuclear reactions at high temperatures, and no main sequence stars with convective photospheres show Li absorption. Young stars show it only because there has not yet been time for all the Li to burn.

### Статистика на млади звездни населения: в Млечния път и извън

Young stars tend to be born in the presence of other stars, rather than by themselves. This is not surprising: the gas cores from which they form are very small fragments,  $\sim 1 M_{\odot}$ , inside much larger,  $\sim 10^6 M_{\odot}$  clouds. It would be surprising if only one tiny fragment formed. The smallest scale we can look at beyond a single star is multiple systems. When we do so, we find that a significant fraction of stars are members of multiple systems – usually binaries, but also some triples, quadruples, and larger. The multiplicity is a strong function of stellar mass. The vast majority of B and earlier stars are multiples, while the majority of G, K, and M stars are singles. This means that most stars are single, but that most massive stars are multiples. The distribution of binary periods is extremely broad, ranging from hours to Myr. The origin of the distribution of periods, and of the mass-dependence of the multiplicity fraction, is a significant area of research in star formation theory. С разпределението на младите звезди по маси, наречено IMF (Initial Mass Function), ще се занимаем по-подробно в Част 18.

В галактиките извън Местната група не можем да получим спектри и дори фотометрия на отделни звезди. Да предположим, че знаем (нормираната) IMF  $dn/dm$ , със средна звездна маса  $\bar{m}$ . Ако светимостта<sup>2</sup> на звезда с маса  $m$  и в момент  $t$  е  $L(m, t)$ , то общата светимост на звездно население с брой  $N_*$ , образувало се едновременно в момент  $t = 0$ , ще бъде:

$$L(t) = N_* \int_0^{\infty} L(m, t) \frac{dn}{dm} dm \quad (3.2)$$

Нека сега разгледаме цяла галактика със скорост на звездообразуване<sup>3</sup>  $\dot{M}_*(t)$ . Тогава за общата светимост на звездното население, което е налице към настоящия момент  $t_{\text{gal}}$  от съществуването на галактиката, получаваме:

$$L_* = \int_0^{t_{\text{gal}}} \frac{\dot{M}_*(t)}{\bar{m}} dt \int_0^{\infty} L(m, t) \frac{dn}{dm} dm .$$

Нека като първо приближение приемем, че  $\dot{M}_*(t) = \text{const}$ . Тъй като функцията  $L(m, t)$  клони към нула след достатъчно дълго време, можем да разделим интегралите по  $m$  и  $t$

<sup>2</sup>Болометрична или в някакъв спектрален диапазон.

<sup>3</sup>Последната величина често се обозначава със съкращението SFR: Star Formation Rate.

и да запишем:

$$L_* = \frac{\dot{M}_*}{\overline{m}} \int_0^{\infty} \frac{dn}{dm} dm \int_0^{t_{\text{gal}}} L(m, t) dt \equiv \frac{\dot{M}_*}{\overline{m}} \int_0^{\infty} \langle L_{\text{life}} \rangle_m \frac{dn}{dm} dm , \quad (3.3)$$

където  $\langle L_{\text{life}} \rangle_m$  е пълната енергия, излъчена от звездата за нейното време на живот. Изразът от дясно зависи от SFR  $\dot{M}_*$ , от освободената енергия  $\langle L_{\text{life}} \rangle_m$  и от IMF  $dn/dm$ . Втората величина можем да пресметнем от теорията за звездния строеж и еволюция, а  $L$  е измерваема величина. Тогава задаването на IMF ще ни даде оценка на SFR. Физическата картина е, че ако наблюдаваме звездно население, при което е налице равновесие между новообразувани и умиращи звезди, пълният брой звезди, допринасящ към измерената светимост, е пропорционален на скоростта на тяхното възникване.

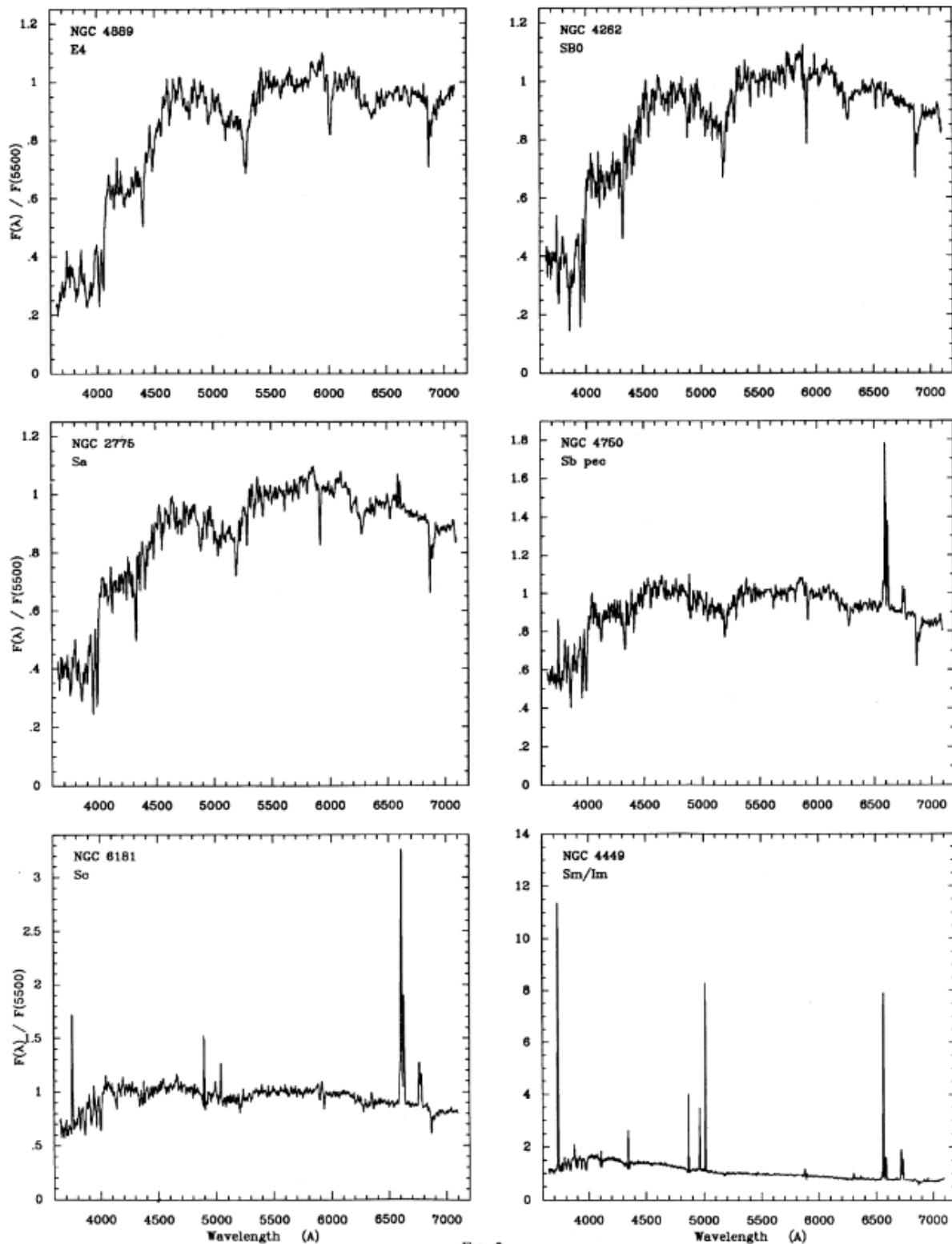
Дали обаче допускането за постоянна SFR е основателно? Зависи от системата, която разглеждаме. То е разумно за галактики, които не испитват външна пертурбация и за периоди, много по-малки от динамичното време<sup>4</sup>  $t_{\text{dyn}}$ . Ако разглеждаме светимост в спектрален диапазон, в който излъчват най-вече звезди с кратък живот ( $\ll t_{\text{dyn}}$ ), то  $L(m, t)$  клони бързо към нула и предположението е близо до истината. Необходимостта това изискване да бъде изпълнено ни води до използването на светимости в диапазони, където преобладава излъчването на много массивни звезди, с твърде кратко време на живот. Затова ни интересуват подходи за детектиране на млади массивни звезди. Ето някои от тях:

- *Рекомбинационни линии:* вероятно най-използваният метод, а за наземни наблюдения на повечето галактики и единственият метод е детекцията на рекомбинационни линии на водорода. Бегъл преглед на спектрите на галактики, от такива без звездообразуване (типове E4 и SB) до много активни (Sc и Sm/Im) показва големи разлики по отношение наличието на емисионни линии (Фиг. 3.3). Най-силно изразените линии са  $H_\alpha \lambda 6563 \text{ \AA}$  и  $H_\beta \lambda 4861 \text{ \AA}$ . В NIR (непоказани на фигурата) се наблюдават  $\text{Pa } \alpha$  ( $\lambda = 1.87 \mu\text{m}$ ) и  $\beta$  ( $\lambda = 1.28 \mu\text{m}$ ), както и  $\text{Br } \alpha$  ( $\lambda = 4.05 \mu\text{m}$ ) and  $\gamma$  ( $\lambda = 2.17 \mu\text{m}$ ). Тези линии са индикатори на звездообразуване, защото се генерираят в H II областите около млади звезди, а за възникването на такива области звездата трябва да бъде с маса поне  $10\text{-}20 M_\odot$ .

Obtaining a numerical conversion between the observed luminosity in one of these lines and the SFR is a four-step process. First, we do the quantum statistical mechanics calculation to compute the yield of photons in the various lines per recombination. Second, we equate the total recombination rate to the total ionization rate, and use this to determine the total rate of emission for the line in question per ionizing photon injected into the nebula. Third, we use stellar models to compute  $\langle L_{\text{ion; life}} \rangle_m$ , the total ionizing photon production by a star of mass  $m$  over its lifetime. Four, we evaluate the integral over the IMF given by equation (3.3) to obtain the numerical conversion between SFR and luminosity.

Note that there are significant uncertainties in these numbers, the biggest one of which is the IMF. The reason the IMF matters so much is that the light is completely dominated by the massive stars, while the mass is all on the low mass stars we're not observing directly. To give an example, for a Chabrier IMF stars more massive than  $15 M_\odot$  contribute 99% of

<sup>4</sup>Около 200 Муг за галактика от типа на Млечния път.



Фигура 3.3: Рекомбинационни линии в спектри на галактики от различен Хъблов тип (указан в горните леви тъгли). Заимствано от Kennicutt (1992).

the total ionizing flux for a stellar population, but constitute less than 0.3% of the mass. Thus we are extrapolating by at least a factor of 30 in mass, and small changes in the

IMF can produce large changes in the resulting ionizing luminosity to mass conversion.

- *Спирачно излъчване в радиодиапазона:* Такова излъчване е също характерно за H II областите, редом със свързано-свързани преходи в обвивката на водородния и други типове атоми. Наличието на големи количества йони обуславя ускорение на свободни електрони. Тяхното спирачно излъчване  $F_{\text{bs}}$  е пропорционално на концентрациите на двета типа частици. Тъй като скоростта на рекомбинация е също пропорционална на  $n_e n_{H^+}$  и е равна на скоростта на йонизация, потокът  $F_{\text{bs}}$  е пропорционален на скоростта на внасяне на йонизиращи фотони в H II областта. От познаването на втората величина, въз основа на физиката на тези зони, можем да оценим SFR.

Този метод е много ефективен, защото радиоизлъчването не се екранира от праха. Той е особено за предпочитане при наблюдения в Млечния път, на малки галактични ширини. От друга страна, емисията поради спирачно излъчване са слаби и очертаването на отделната H II област е абсолютно необходимо, за да ги различим от други източници.

- *Инфрачервено излъчване на праха:* Това е подходящ индикатор за галактики с голямо прахово съдържание и по-високи SFR. Екстинкцията на праха създава проблеми поради ефективното поглъщане на Балмеровата серия (вж. Част 1.1). При инфрачервените серии на Paschen и Bracket поглъщането е слабо, но пък те са на 1-2 порядъка по-слаби и са трудно детектируеми.

Но в галактика с достатъчно съдържание на прах практически цялата звездна светлина се поглъща от прашинките, които я преизлъчват в FIR. Така спектралното разпределение на енергията (SED) има максимум в инфрачервения диапазон и интегралното инфрачервено излъчване на галактиката може да се използва като мярка за общата светимост  $L_*$  на звездното население. В галактики или области от тях с високи SFR, където детекцията на H <sub>$\alpha$</sub>  и други рекомбинационни линии не е надеждна, огромният принос към  $L_*$  се пада на младите звезди. Поради краткото време на живот на такива обекти, пълният им брой във всеки момент е просто пропорционален на SFR.

- *Широкоизвична ултравиолетова фотометрия:* Става дума за фотони с дължини над Лаймановия континуум, но по-малки от диапазона на максимално излъчване на по-стари звездни населания:  $1250 \leq \lambda \leq 2500 \text{ \AA}$ . Поради невъзможността да йонизират водорода, тези фотони напускат галактиката, а при големи  $z$  могат да бъдат детектирани и от земната повърхност. За галактики от близката Вселена са необходими наблюдения от космоса; голям напредък в тази посока беше отбелаязан с пускането на сателита GALEX, чиито детектори функционират на дължини 1300-1800 (FUV) and 1800-2800  $\text{\AA}$ (NUV). (Първият вече е извън употреба.) Емисията в тези ивици се дължи предимно на звезди с маси  $\gtrsim 5 M_\odot$ , т.е. с времена на живот  $\sim 50$  Myr, което е характерното време за оценка на SFR.

Наблюденията в UV страдат от същите проблеми като екстинкцията на праха и H <sub>$\alpha$</sub>  – и дори по-серииозни, тъй като непрозрачността нараства с честотата. Но от друга страна, те са по-малко чувствителни към възприетата IMF, отколкото H <sub>$\alpha$</sub> , тъй като йонизиращите фотони произхождат от още по-горещи звезди.

# Глава 4

## Кратка история на теоретичните модели

Звездите със средна плътност ( $\gtrsim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ ) и размери от порядъка на AU се образуват от МС с типични плътности  $1 \text{ cm}^{-3}$  (атомна фаза) и стотици  $\text{cm}^{-3}$  и размери от десетки pc (МО) или  $\sim 1 \text{ pc}$  (млади купове). Това е огромна компресия и единствената сила, която може да я причини, е гравитацията. Възможни агенти на противодействие са: газово (топлинно) налягане на средата, едромащабна турбулентност, магнитни полета, налягане на лъчението. Съвременната теория на звездообразуването е основана на сложното взаимодействие между всички тези феномени. Тук ще направим само преглед на предходното историческо развитие, а в следващите части ще се спрем по-подробно на физиката на звездообразуването, както и на областите и обектите, в които то протича.

### 4.1 Първата парадигма: гравитация срещу газово налягане

Груби оценки за минималните размер  $R$  и маса  $M$  на самогравитиращ, сферичен газов обем от междузвездната среда могат да се получат от уравнението за хидростатично равновесие. Ако приемем, че такъв колапс е изотермичен ( $T = \text{const}$ ), започва при нищожно налягане и завършива при свиване на обема до точка ( $R \simeq 0$ ) и налягане  $P$ , то:

$$dP = -g\rho dr \rightarrow \Delta P = P = |-g\rho\Delta R|$$

$$\rightarrow \frac{\Re}{\mu} \rho T = \frac{G\mathcal{M}}{R^2} \rho R = \frac{G \cdot 4\pi R^3 \rho}{3R^2} \rho R$$

Оттук за  $R$  и  $M$  получаваме:

$$R = \left( \frac{3\Re}{4\pi G\mu} \right)^{1/2} \left( \frac{T}{\rho} \right)^{1/2} \quad (4.1)$$

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho R^3 = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{\Re}{G\mu} \right)^{3/2} \frac{T^{3/2}}{\rho^{1/2}} \quad (4.2)$$

Точните стойности на тези величини са изведени от Джеймс Джинс от хидродинамично разглеждане на малка пертурбация  $\rho'$  в изотермичен и хомогенен ( $\rho_0 = \text{const}$ ) флуид,

чийто гравитационен потенциал се описва от уравнението на Поасон (Poisson). След известни математически операции се стига до вълново диференциално уравнение с решение и дисперсионно съотношение съответно:

$$\rho' = A \exp(i(\vec{k}_\lambda \cdot \vec{r} - \omega \cdot t))$$

$$\omega^2 = k_\lambda^2 c_s^2 - 4\pi G \rho_0 ,$$

където  $c_s = \sqrt{kT/\mu}$  е скоростта на звука в средата, а  $k_\lambda$  е вълновото число. Преходът между реална и имагинерна стойност на  $\omega$  се осъществява при критичната *должина на Джинс*:

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_{\lambda J}} = \left( \frac{\pi}{G\rho_0} \right)^{1/2} c_s \quad (4.3)$$

При  $\lambda < \lambda_J$  пертурбацията осцилира, но не нараства по амплитуда, докато в обратния случай амплитудата нараства експоненциално във времето. С други думи, ако областта е достатъчно голяма (и масивна), ще започне колапс. Съответстващата на  $\lambda_J$  критична маса се нарича **маса на Джинс**:

$$\mathcal{M}_J = \left( \frac{\pi k}{G\mu} \right)^{3/2} T^{3/2} \rho^{-1/2} \quad (4.4)$$

$$\mathcal{M}_J = 1.2 \times 10^5 \mathcal{M}_\odot \left( \frac{T}{10^2 \text{ K}} \right)^{3/2} \left( \frac{\rho}{10^{-24} \text{ g/cm}^3} \right)^{-1/2} \mu^{-3/2} \quad (4.5)$$

Пионерската работа на Джинс has triggered numerous attempts to derive solutions to the collapse problem, rigorous analytical as well as numerical ones. Particularly noteworthy are the studies by Bonnor (1956) and Ebert (1957) who independently of each other derived analytical solutions for the equilibrium structure of spherical density perturbations in self-gravitating isothermal ideal gases and a criterion for gravitational collapse.

На класическата динамична теория ще се спрем подробно в Част 9. Тук ще отбележим само някои от проблемите, на които се натъква тя:

- МО са доста неустойчиви според критерия на Джинс, но се оказва, че те *не обрзват звезди с висока скорост и с голяма ефективност*. Наблюдателните оценки сочат глобална SFE в облаците едва  $\sim 5\%$ . Следователно са налице фактори, които възпрепятстват колапс на големи скали.
- Чак до началото на 90-те години МО са смятани за обекти в приблизително равновесие и дълъг живот.
- Не е отчетено запазването на момента на импулса.
- Молекулярните облаци са *магнетизирани*, а класическата теория не отчита запазването на магнитния поток в хода на колапса.

Така се стига до ревизия на първоначалната теория.

## 4.2 “Стандартна теория”: колапс с магнитна поддръжка

Още Mestel & Spitzer (1956) изказват съображението, че магнитните полета могат да предотвратят гравитационния колапс. От разглеждане на уравнението на вириала в сферична област от изотермична хомогенна ( $\rho = \text{const}$ ) среда с хомогенно магнитно поле  $B$  може да се покаже, че самогравитацията се уравновесява от магнитните сили, ако масата на дадената област надминава определена критична стойност:

$$M_{\text{cr}} = \frac{5^{3/2}}{48\pi^2} \frac{B^3}{G^{3/2}\rho^2} = 4 \times 10^6 M_{\odot} \left( \frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2} \left( \frac{B}{3 \mu\text{G}} \right)^3. \quad (4.6)$$

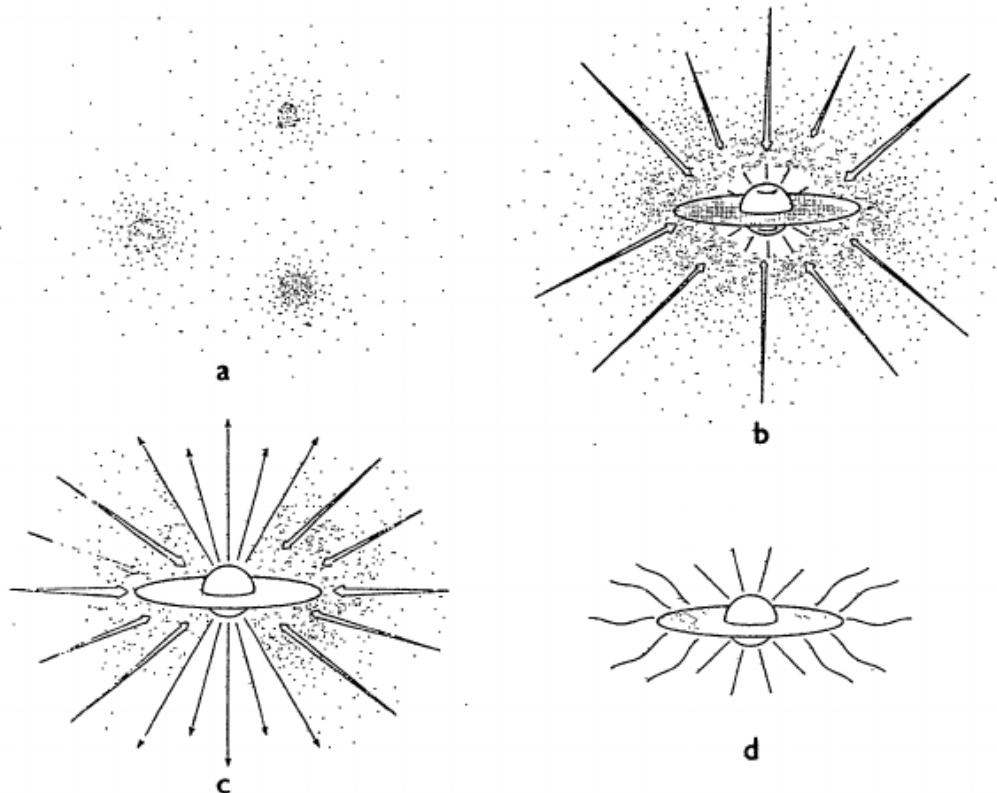
Избраната нормировка от  $3 \mu\text{G}$  съответства на съвременната оценка за средната стойност на полето в хладната ISM (вж. Част 8). При такова поле критичната повърхностна плътност за колапс е  $7 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$  или пространствена плътност  $230 \text{ cm}^{-3}$  в слой с дебелина 1 pc. Ако облакът е устойчив в магнитостатичен смисъл, той се нарича *субкритичен*, а иначе – *свръхкритичен*.

Естественото основно предположение е, че звездите възникват от първоначално магнитно субкритични ядра. “Магнитната поддръжка” се преодолява благодарение на процес, наречен *амбиполярна дифузия*. Във физиката на плазмата последното понятие се отнася до електростатично удържане на йони и електрони в един ансамбъл, който претърпява дрейф в неутрален газ. Във физиката на междузвездната среда обаче се разглежда негов магнитен аналог. Силата на Лоренц действа единствено на йоните и обуславя техния дрейф спрямо неутралните частици, като средната дрейфова скорост се определя от баланса между силата на Лоренц и силата на триене поради сблъсъци между йони и неутрални частици. В газ с ниска степен на йонизация такива сблъсъци са редки<sup>1</sup> и дрейфът на неутралния ансамбъл е ефективен. Неутралният газ се сгъстява напречно спрямо линиите на полето, като локалната плътност нараства, докато  $B$  остава постоянно. Съгласно горната формула (4.6) критичната маса  $M_{\text{cr}}$  намалява и това е благоприятно за гравитационния колапс. Оценките показват, че при типичните нива на йонизация и размери на MO, характерното време на амбиполярна дифузия е  $\tau_{\text{AD}} \sim 10^7$  години, т.е. на порядък и повече по-голямо от динамичното време  $\tau_{\text{ff}}$  на системата (McKee et al. 1993). Това може да обясни защо звездообразуването протича на много по-бавни скорости, съгласно наблюденията на нормални галактики. От друга страна,  $\tau_{\text{AD}}$  е достатъчно малко, за да си отговорим на въпроса защо магнитните полета не могат напълно да предотвратят колапса и фрагментацията на MO. При всички случаи то се съгласува с възрастта на облаците, която през 80-те години се е оценявала на 30-100 Myr (Solomon et al. 1987).

Тези съображения водят до разработването на ревизирана теория на звездообразуване (спрямо чисто хидродинамичен колапс), отчитаща магнитната дифузия. Решението на Франк Шу (Shu 1977) за колапс при такива условия е получено за колапс на магнитно субкритичен изотермичен облак. Предполага се, че в такъв облак амбиполярната дифузия води до възникване на структура с профил на плътността  $\rho(r) \propto r^{-2}$ , която се свива за характерно време  $\sim \tau_{\text{AD}}$ . Този еволюционен етап се нарича *квазистатичен*, понеже  $\tau_{\text{AD}} \gg \tau_{\text{ff}}$ . Постепенно в центъра възниква сингуларно сгъстяване, а системата като цяло е неустойчива и претърпява колапс отвътре навън (inside-out collapse). Тогава магнитните полета губят своята динамична значимост. Отвътре навън се разпространява вълна на разреждане със скоростта на звука, като материалът зад нея пада свободно към ядрото,

<sup>1</sup>Т.е. средният свободен пробег на неутралната частица е голям.

а пред нея е в покой. Моделът на Шу предсказва постоянна скорост на акреция върху протозвездата  $dM/dt = 0.975c_s^3/G = \text{const.}$



Фигура 4.1: Стадии на звездообразуването според “стандартната теория” (по Shu, Adams & Lizano 1987): (a) Образуване на ядра в МО, при постепенна загуба на магнитна поддръжка; (b) В центъра на облачното ядро се образува протозвезда, при колапс отвътре-навън; (c) Звездният вятър създава биполярно изтичане по ротационната ос; (d) Акрецията спира и новообразуваната звезда с диск “се разголва” за наблюдателя.

Стандартната теория е обобщена в Shu, Adams & Lizano (1987). Тя съпоставя следната физическа картина на различните фази на протозвездната еволюция (срв. Част 3.2).

1. *Предзвезденна фаза:* Магнитно субкритични сгъстявания започват да се свиват бавно поради загуба на магнитна поддръжка, обусловена от амбиполярна дифузия. От такива ядра се образуват единични звезди. Магнитно свръхкритичните ядра еволюират много бързо и могат да фрагментират с образуване на многокомпонентни звездни системи.
2. *Обект от клас 0:* Централното сгъстяване достига сингулярен състояние, т.е. превръща се в **протозвезда**, подхранване с постоянна стойност на акреция  $\dot{M}$  при колапс отвътре навън. Протозвездата и дискът около нея, с обща маса  $M_*$ , са дълбоко потопени в газово-прахова обвивка с маса  $M_{\text{env}}$ , съществено по-голяма от  $M_*$ . Главен принос към пълната светимост има акрецията, а системата се наблюдава най-добре в sub-mm и IR диапазони.
3. *Обект от клас I:* Развиват се мощни протозвездни изтичания (outflows), които издухват обвивката по протежение на ротационната ос. Системата се наблюдава в IR

и в оптичния диапазон, а  $M_{\text{env}} \ll M_*$ . Централната протозвезда е пряко наблюдавана при лъч на зрение по направление на изтичането.

4. *Обект от клас II:* Изтичането окончателно издухва обвивката. Това слага край на акрецията на маса и протозвездата навлиза в класическия стадий на свиване преди Главната последователност. Тя все още е окръжена от газово-прахов диск с много малка маса, който обуславя инфрачервен излишък към близо чернотелното SED на системата във видимия диапазон.

<i>Наименование</i>	<i>Феноменология</i>	<i>Примери от наблюдения</i>
Предзвездна фаза	Плътно беззвездно ядро в МО	...
Обект от клас 0	Екранирана протозвезда с акреционен диск и епизодично изтичане на вещества; прахова атмосфера	...
Обект от клас I	Протозвезда с акреционен диск и биполярно изтичане на вещества	...
Обект от клас II	Млада звезда с (proto)планетен диск и без обвивка (классически тип T Tau)	...
Обект от клас III	Млада звезда с разсейващ се или оптически тънък диск (тип T Tau със слаби линии)	...

Таблица 4.1: Фази на протозвездната еволюция според “стандартния модел” и тяхната наблюдателна феноменология (вж. Част 3.2).

Въпреки безспорните си успехи и интелектуална красота, теорията на звездообразуване с посредничеството на магнитни полета страда от няколко сериозни недостатъка. По принцип, тя е била разработена само за изолирани звезди с малка маса и в никакъв случай не може да предложи съгласувано описание на появата на звезди с много големи маси и на звездни купове. Това води до спекулативното разграничение на две моди на звездообразуване: маломасивните звезди възникват от ядра с магнитна поддръжка, а масивните – от магнитно свръхкритични облаци. А ето и някои сериозни физически проблеми пред теорията.

- От всички предложени първоначални условия за протозвезден колапс в природата най-трудно се осъществява случаят на единична, квазистатична, изотермична сфера.
- Оценката за магнитна субкритичност на повечето ядра се е основавала на несигурните данни (или липсата на такива) за магнитните полета в МО. Днес е известно, че практически всички протозвездни ядра са магнитно свръхкритични или, в най-добрия случай, почти критични.
- Химичната възраст на подструктурите в МО се оказва доста по-малка от  $\tau_{AD}$ . Сравнението на наблюденията за различни молекули в облачни ядра с еволюционни химични модели сочи възрасти  $\sim 10^5$  години. Такива възрасти са съвместими само със свръхзвукова и свръх-Алфенова турбулентност (вж. Част ? ).

### 4.3 Съвременна парадигма: гравотурбулентно звездообразуване

Съвременното разбиране е, че турбулентността има много по-голямо значение при поддръжката на МО срещу гравитационен колапс, отколкото преди се е смятало. Всъщност тя може да “поеме” част от ролите, които стандартният модел приписва на магнитните полета. Така се ражда понятието *гравотурбулентно звездообразуване*, т.е. процесът се определя предимно от взаимодействието между самогравитацията и турбулентността. Поддръжката на звездообразуващи облаци от свръхзвукова турбулентност може да обясни много от наблюденията, които успешно се вписват в “стандартната теория”, но и преодолява някои трудности, които тя може да реши. Ключов момент в нея е, че свръхзвуковата турбулентност поражда силни флукутации на плътността в междузвездния газ, като компресира газа от големи скали в гъсти площи (sheets) и влакна – дори при наличието на магнитно поле.

Първият физически въпрос, който може да изникне, е какво задвижва самите турбулентни потоци. Още в края на 90-те години е показано (Stone et al. 1998, Mac Low 1999), че свръхзвуковата турбулентност дисипира за по-малко от едно  $\tau_{ff}$  при условията в МО, били те магнетизирани или не. Следователно, или свръхзвуковите движения трябва да бъдат задвижвани постоянно, или МО трябва да бъдат по-млади от  $\tau_{ff}$ . Наблюденията обаче сочат, че типичната средна възраст на облаците е поне няколко  $\tau_{ff}$ . При това се оказва, че самият колапс не може да породи достатъчно турбулентност, която да го спре или да го забави. Въпросът за източниците на постоянно задвижване на турбулентността остава отворен.

Ще се спрем на някои предсказания на гравотурбулентния сценарий. Долните оценки се основават на резултатите от числени симулации, които са от ключово значение (литературни препратки).

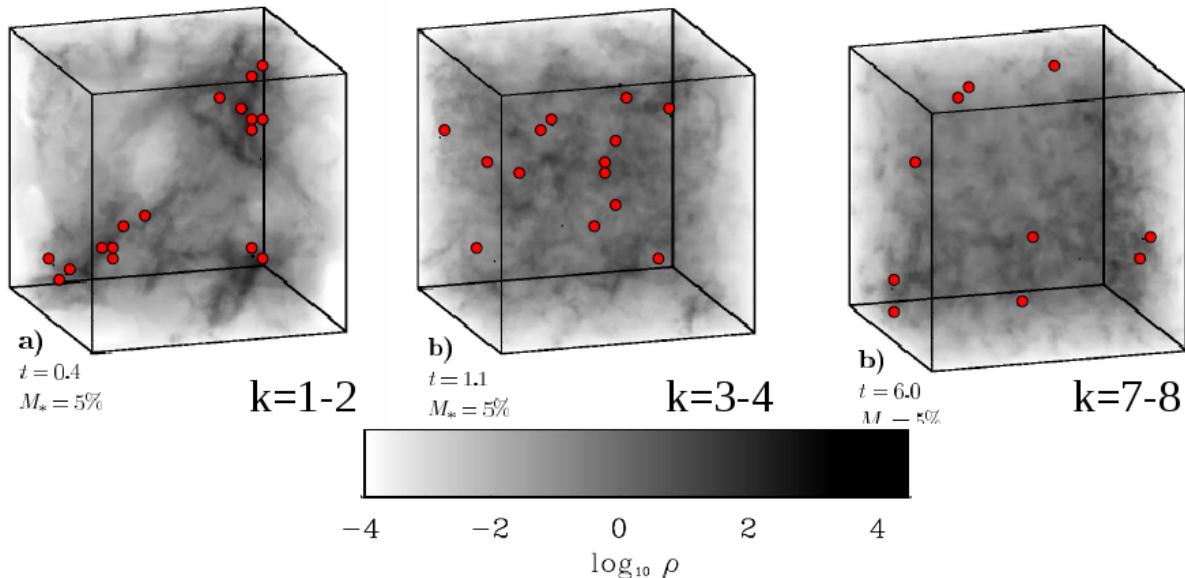
#### Двойствената роля на турбулентността

Глобалният колапс настъпва бързо в среда с Гаусови пертурбации на плътността, както и при първоначално поле на скоростите на незадвижвана (разпадаща се) турбулентност. Турбулентността, породена от самия колапс (или вириализация) не е достатъчна, за да спре колапса. Такъв механизъм би могъл да е ефективен само при топлинна поддръжка в системи с неефективна дисипация, например в хала на купове от галактики.

Изследванията на самогравитираща турбулентна среда (Klessen, Heitsch & Mac Low, 2000) с постоянно задвижвана турбулентност показват двойствената роля на последната. На големи скали, тя може да осигури *поддръжка срещу гравитационното свиване*. Отличителна черта на такава турбулентна поддръжка са изолираните, неефективни и локални колапси в средата. Такива феномени не се предсказват от аналитични модели и причината за това е, че съществената поддръжка идва от свръхзвуковите потоци. Последните компресират газа ударно. Възникналите свръхплътни зони колапсират неминуемо, освен при: а) много високи средноквадратични скорости; б) характерна дължина на задвижване на турбулентността, по-малка от локалната Джинсова дължина. Така на малки скали турбулентността *може да задвижи колапса* – дори ако полето на турбулентните скорости има достатъчно енергия да противодейства на колапса на големи скали.

Това може да се види при разглеждане на зависимостта на Джинсовата маса  $M_J \propto \rho^{-1/2} c_s^3$  от средноквадратичната скорост  $v_{rms}$ . Както ще покажем в Част 9.3, ако турбу-

лентността се разглежда като допълнително налягане, то  $M_J \propto v_{\text{rms}}^2$  при  $v_{\text{rms}} \gg c_s$ , т.e. турбулентността възпрепятства колапса. Има обаче широк междинен диапазон от скали, особено при задвижване на турбулентността на малки вълнови числа, на които локалният колапс се случва въпреки глобалната поддръжка. Пълната маса и времето на живот на една флуктуация определят всъщност дали в тази зона ще настъпи колапс. Грубо казано, времето на живот на едно състояние се определя от интервала между две последователни преминаващи ударни вълни; докато първата води до възникването му, втората – ако е достатъчно силна – може да го разсеи. Затова механизми на задвижване на турбулентността, действащи на големи скали, ще произведат големи кохерентни структури (влакна от компресиран газ, в които са вложени гъсти ядра) за относително кратко време в сравнение със задвижването на малки скали – дори ако пълната кинетична енергия в системата е същата. Тези ефекти са нагледни на Фиг. 4.2, където са сравнени симулирани облаци със самогравитация, в които турбулентността е задвижена на различни скали, на еднакъв стадий на звездообразуването. Ясно се вижда различната морфология. При задвижване на големи скали се наблюдава един голям ударен фронт, който е и единствената област на звездообразуване. В такъв случай говорим за режим на “купово звездообразуване” (clustered mode of SF) – звездите възникват в агрегати и купове. В обратния случай (Фиг. 4.2, вдясно) разпределението на плътността е много по-равномерно и не се наблюдава едромашабна структура. Отделни ударни фронтове пораждат флуктуации на плътността на произволни места и те еволюират повече или по-малко независимо една от друга. Това е режим на изолирано звездообразуване: образуват се единични, самотни ядра, пръснати хаотично из облака.



Фигура 4.2: Симулационни кубове на самогравитираща междузвездна среда (Klessen, Heitsch & Mac Low, 2000), в която турбулентността е задвижена на различни скали: големи (вляво), средни (център) и малки (вдясно). (Вълновите числа  $k$  са обратно пропорционални на скалата.) Избран е един и същ еволюционен етап, на който образуваните гъсти ядра (кръгчета) са засмукали 5 % от първоначалната маса на облака. Плътността е в единици средна плътност на симулацията.

Ефективността на колапса зависи от свойствата на турбулентността. Достатъчно силно

задвижване на турбулентността на достатъчно малки скали може да предотврати локални колапси за дълго време. Но такова задвижване е трудно да се осъществи в реален МО. Ако предположим, че ефективната скала на задвижване от звездни източници е близка до средното разстояние помежду им, то условието задвижването да става на скали под  $\lambda$  в типични ударно-породени сгъстявания изисква изключително голям брой звезди в облака – със средно разстояние 0.1 pc в облаци като Taurus и само 350 AU в Orion. Това обаче не съответства на наблюденията.

Първите ядра, претърпели колапс, съставляват малки групи, пръснати стохастично в облака. Скоростите им отразяват пряко полето на турбулентните скорости в родителската газова среда. Тези протозвезди продължават да засмукват вещества. Но колкото повече маса се натрупва в тях, толкова повече нараства ролята на взаимното им гравитационно привличане за динамичното състояние на системата. Поведението на последната все повече се доближава до това на система от  $N$  тела със сблъсъци, като сближаванията между компонентите ѝ са чести.

## Характерно време на звездообразуване

Ако звездообразуването се контролира от турбулентността, звездни купове трябва да възникват в области без достатъчна турбулентна поддръжка или със задвижване на турбулентността само на големи скали. Без задвижване, турбулентността в МО дисипира за по-кратко време от  $\tau_{ff}$  и тогава последното се явява характерно време за образуване на гъсти купове. Но дори наличието на едромашабно задвижване не може да предотврати съществен колапс в рамките на няколко  $\tau_{ff}$ . Гъстите ядра, които колапсират бързо, са предшественици на звездни обекти. Така  $\tau_{ff}$  е характерната възраст на звездни купове, които възникват с голяма SFE. При скалиране към ниски плътности и температури ( $\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$  и  $\approx 10 \text{ K}$ ), глобалното време на свободно падане е около 3 Myr. Тази стойност е в добро съгласие с много ниските SFE в области като Taurus – облакът не е разполагал с време, за да възникнат много звезди. В гъсти области с  $n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  и при същите ниски температури, динамичната еволюция протича много по-бързо и времето на свободно падане пада до 0.1 Myr. Такива резултати се подкрепят от наблюдателни оценки за времето на образуване на купа в Orion Trapezium.

## Ефективност на звездообразуването

Глобалната ефективност на звездообразуването в нормални МО се оценява обикновено на няколко процента, а самият живот на облациите – на няколко турбулентни характерни времена, т.е. на няколко милиона години. В този случай моделите на турбулентност в ISM са в съгласие с наблюдаемите SFE. Повече ограничения се налагат, ако облациите живеят дълго, до няколко десетки милиона години. Но дори и в този случай могат да се получат SFE от около 5 %. Още повече трябва да се подчертва, че локалната SFE в отделни облаци може да бъде многократно по-висока. Например, в областта Orion Trapezium оценките показват  $\sim 50 \%$ .

## Спиране на звездообразуването

Има все още доста неясноти какво обуславя спиране на процесите на звездообразуване на скали на отделни области на звездообразуване и дали същият агент определя пълната

SFE в един МО. Има три основни възможности:

1. Обратното въздействие от възникналите звезди под формата на ионизиращо излъчване и звездни изтичания може да нагрява и разбърква околнния газ до такава степен, че да предотврати по-нататъшни колапс и акреция.

Този механизъм е ефективен, ако се е образувал куп, съдържащ ОВ звезди с мощен поток на излъчване в UV диапазона. Йонизацията води до нагряване на газа и до увеличаване на Джинсовата маса. Ключов въпрос тук е дали разширяващата се H II област въздейства ефективно на силно нехомогенните, валмисти структури в МО. Що се отнася до биполярните изтичания, те могат да намалят SFE с 30-50 %, но нямат особен ефект в по-масивни области на звездообразуване.

2. Акрецията може да престане напълно, когато всичкият гъст, гравитационно неустойчив газ се засмуче от отделните звезди или, след един динамичен период на конкурентна акреция, остатъчният газ се разсее от фоновите турбулентни потоци.

Тук аргументът е, че запасът на материал е ограничен – само достатъчно сгъстеният газ ще колапсира, а едва малка част от газа ще се сгъсти поради охлажддане, гравитационно свиване или турбулентни потоци. Това насочва въпроса за локалната SFE към по-големите пространствени скали. Механизмът на конкурентна акреция пък действа в гъстото обично ядро, към което падат масивните звезди и главно те си разпределят газовия материал.

3. Фоновите потоци могат да отвеят и разрушат облака; вероятно по идентичен начин на първоначалното му сгъстяване. Вероятният източник на фоновата турбулентност са свръхнови от полето, поне в областите на звездообразуване в галактиките.

Вероятно истинската причина за спиране на звездообразуването е някаква комбинация от изброените три.

\* \* \*

От това кратко въведение в областта на звездообразуването ние се убеждаваме, че описанието на процеса отправя към изследователите редица предизвикателства от наблюдателно и теоретично естество. Необходимо е детайлно познаване на физиката на хладната междузвездна среда, в която възникват звездите и чиито свойства определят подходите за регистрирането на различните еволюционни стадии. Тази среда е също така много динамична – в нея има свръхзвукови турбулентни потоци, различни типове неустойчивости; започват локални или глобални гравитационни колапси; нововъзникнали звезди оказват мощно въздействие чрез звездни ветрове; избухват свръхнови. Процесите противчат на различни пространствени и времеви мащаби. За разбирането им са ни необходими са познания от различни научни дисциплини като квантова физика и химия, магнитоидродинамика, физика на плазмата и гравитационна динамика. В следващата Част II ще се занимаем по-подробно с физическата основа на съвременната теория на звездообразуването. Целта е да развием физическа интуиция за поведението на газа и да се запознаем с някои аналитични инструменти, които могат да ни бъдат полезни.

## Част II

# Физика на звездообразуването

# Глава 5

## Химически процеси в студената междузвездна среда

Какви физически процеси протичат на микроскопично ниво в студената МС? Нека си припомним, че зоните на звездообразуване се изпълнени предимно с молекулен газ – за разлика от останалата МС в Млечния път и в подобни галактики, където преобладава атомен или йонизиран газ, с нищожно количество молекули. Как се получава така, че на определени места газът преминава в молекулна фаза и как е свързан този преход със звездообразуването? Ще насочим вниманието си към най-важните атоми и молекули в МС: на водорода, на въглерода и на кислорода.

### 5.1 Химия на водорода

Молекулният водород ( $H_2$ ) представлява състояние с по-ниска енергия от атомния. Затова изолирана система от чист водород, оставена сама на себе си за достатъчно кратко време, ще се превърне в такава от предимно молекулен водород. В междузвездната среда обаче съотношението между атомния и молекулния газ се определя от баланса между процесите на създаване и разрушаване. Процесът на превръщане на атомен в молекулен водород е изключително бавен. Това се дължи най-вече на симетрията на водородната молекула. За да се образува такава, два H атома трябва да се сблъскат и после да се случи преход с излъчване на фотон, отнасящ достатъчно голяма енергия, та двойката атоми да остане в свързано състояние. Ала два водородни атома в основно състояние представляват симетрична система – както и молекулата  $H_2$  в основното си състояние. И тъй като и началното, и крайното състояние са симетрични, съображенията за симетрия веднага показват, че системата не може да излъчи диполно лъчение<sup>1</sup>. Преходът е възможен само ако полето на лъчението се разложи до следващ порядък (“мултифотонен процес” в квантовата теория на полето) или ако било началното, било крайното състояние не е симетрично: един от сблъскващите се водородни атоми или пък образувалата се молекула е във възбудено състояние. Но нито една от тези пътеки не води до съществена скорост на образуване на  $H_2$ . Мултифотонните процеси са много по-малко вероятни от еднофотонните, защото се претеглят с по-високи степени на константата на фината структура. А по-ниските

<sup>1</sup>Формално това може да се покаже от разглеждането на скаларното произведение на състоянията  $\langle \psi_{2H} |$  и  $|\psi_{H_2} \rangle$  и операторът на диполно излъчване  $\mathcal{E}_r$ . Поради симетрията на първите произведениято  $\langle \psi_{2H} | \mathcal{E}_r | \psi_{H_2} \rangle$  и трябва да бъде антисиметрично и интегралът от него по всички направления ще е нула.

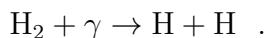
енергетични нива на водородната молекула все пак имат достатъчно голяма енергия и само нищожна част от ударите са достатъчно енергетични, за да ги породят.

Поради това ограничение, преобладаващият начин за образуване на молекулен водород е опосредстваният: *върху повърхността на прахови частици*. Освободената при възникването на молекулата енергия се превръща във вибрации на кристалната решетка на прашинката; няма нужда от (забранена) емисия на фотон. Скоростта на образуване на  $H_2$  чрез такава повърхностна катализа се пресмята по формулата:

$$\frac{1}{2}S(T, T_{dg})\eta(T_{dg})n_{dg}n_H\sigma_{dg}v_H , \quad (5.1)$$

където  $S(T, T_{dg})$  е вероятността водородната молекула, сблъскваща се с прашинка да оцелее,  $\eta$  е вероятността праховата молекула, присъединила водороден атом да се придвижи по повърхността на прашинката и да присъедини още един атом, преди да се изпари,  $n_{dg}$  и  $n_H$  са съответните концентрации,  $\sigma_{dg}$  е средното сечение на разсейване за прашинка, а  $v_H$  е топлинната скорост на водородните атоми. Последните четири фактора се оценяват сравнително лесно по наблюдения, докато първите две изискват лабораторни измервания и пресмятания от областта на теоретичната химия. При условията в GMCs и при прахово съдържание както в Млечния път, скоростта на образуване на  $H_2$  се оценява грубо на  $\mathcal{R}n_H n_{Hn}$ , където  $n_{Hn}$  е концентрацията на ядрата на водородния атом (в атомна или в молекулна форма), а коефициентът  $\mathcal{R} \approx 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ . В галактики с по-ниско прахово съдържание, скоростта на образуване на молекулен водород трябва да намалее пропорционално.

Обратният процес се дължи най-вече на *фотодисоциация*. Той също е усложнен поради симетрията на системата  $H_2$ , забраняваща реакции от вида:



Последната е осъществима само ако молекулата  $H_2$  е във възбудено (асиметрично) състояние, което е много рядко осъществимо в MCs, или един от нейните атоми е във възбудено състояние, което вече изисква енергия от 14.5 eV – много повече от формално необходимата 4.5 eV. В общия случай такива фотони не са налични, защото те могат да йонизират атомния водород и се поглъщат по пътя.

Тогава главният процес на разрушаване на водородни молекули протича на два етапа. Молекулата  $H_2$  има серия от възбудени състояния с енергии на електроните 11.2-13.6 eV (912 - 1100 Å) над основното ѝ ниво, съответстващи на абсорбционните ивици на Лайман и Вернер (LW). Тези стойности са по-големи от енергията на свързване на  $H_2$  (4.5 eV) и затова поглъщане в LW ивиците може да доведе до каскаден преход към несвързано основно състояние. Това се случва с честота 10-15 %, в зависимост от това до кое точно възбудено състояние води поглъщането на LW фотон. Източници на такива кванди са предимно горещи звезди, каквито има много в Галактиката, и не е чудно, че голяма част от обема на Млечния път е изпълнен с атомен или йонизиран, а не с молекулярен газ.

Като прост пример за образуване на молекулярен водород можем да разгледаме облак във вид на хомогенен слой с плътност  $n$ , чиято повърхност е облъчвана с UV поток  $F^* = cE_0^*$ , където  $E_0^*$  е концентрацията на фотоните. Най-външните части на облака са от атомен водород. Що се отнася до водородните молекули, когато една от тях погълне фотон, преизлъчва каскадно няколко фотона с по-ниски енергии: недостатъчни за възбуддането на резонансни LW нива. По този начин броят фотони намалява с дълбочината

в облака и накрая пада до нула, а газът става предимно молекулярен. Този процес се нарича *самоекраниране*.

Груба оценка за значението на самоекранирането можем да получим от уравнение за химично равновесие, т.е. от приравняване на скоростите на образуване и разрушаване на  $H_2$ :

$$\mathcal{R}n_{H_2} \approx f_{\text{diss}} \int n_{H_2} \sigma_{H_2, \nu} c E_\nu^* d\nu , \quad (5.2)$$

където  $\sigma_{H_2, \nu}$  е сечението на поглъщане, а  $f_{\text{diss}}$  е вероятността за поглъщане на фотон с честота  $\nu$ . Втората величина е извадена пред интеграла защото зависи слабо от честотата. От друга страна можем да запишем уравнение за съхранение на фотоните, което приравнява промяната на тяхната концентрация на скоростта на намаляването ѝ поради сблъсъците с молекули  $H_2$  в слой  $dl$ :

$$\frac{dF_\nu^*}{dl} = c \frac{dE_\nu^*}{dl} = -n_{H_2} \sigma_{H_2, \nu} c E_\nu^* . \quad (5.3)$$

Пренебрегваме член от дясната страна, отговарящ за поглъщането и преизлъчването на фотони, тъй като разглеждаме само високи (LW) честоти. Интегрираме уравнение (5.3) по честотата в LW диапазона и го комбинираме с по-горното (5.2). Получаваме израз за градиента на фотонната концентрация, който е равен на темпа на рекомбинация, умножен с фактор  $1/f_{\text{diss}}$ , тъй като само част от поглъщанията трябва да се балансира от рекомбинации:

$$\frac{dE^*}{dl} = -\frac{n_{H_2} \mathcal{R}}{c f_{\text{diss}}} .$$

Сега можем да направим разумната апроксимация, че преходът от атомен към молекулен водород е рязък ( $n_H \approx n$  в слоя от атомен водород) и че  $\mathcal{R}$  не варира в облака. Тогава последното уравнение се интегрира лесно и получаваме зависимост на фотонната концентрация от дълбочината:

$$E^*(l) = E^*(l=0) - \frac{n^2 \mathcal{R}}{c f_{\text{diss}}} l = E_0^* - \frac{n^2 \mathcal{R}}{c f_{\text{diss}}} l . \quad (5.4)$$

Сега ако означим с  $l_{H_2}$  дълбочината, на която става прехода към молекулен водород, пълната колонкова плътност на атомния водород ще бъде:

$$N_H = n l_{H_2} = \frac{c f_{\text{diss}} E_0^*}{n \mathcal{R}} . \quad (5.5)$$

Сега можем да направим оценка за МО в Млечния път, където междузвездното UV поле на лъчението е надеждно определено:  $E_0^* = 7.5 \times 10^{-4}$  LW фотона по  $\text{cm}^{-3}$ . Ако приемем  $n = 100 \text{ cm}^{-3}$  като типична плътност в областите на появя на  $H_2$ ,  $f_{\text{diss}} \simeq 0.1$  и  $\mathcal{R} \approx 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ , получаваме  $N_H = 7.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  или повърхностна плътност  $\Sigma = 8.4 M_\odot \text{pc}^{-2}$ . По-точни пресмятания водят до  $N_H = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  – всеки молекулярен облак в Галактиката трябва да бъде заобиколен от обвивка от екраниращ атомен водород с приблизително такава колонкова плътност. С други думи, около 10 % от масата на типичен МО с  $\Sigma \sim 100 M_\odot \text{pc}^{-2}$  се падат на атомарната му обвивка.

Освен това става ясно защо голяма част от междузвездния газ в Слънчевата околнност не е молекулярен. Необходимата колонкова плътност на атомарен екраниращ слой

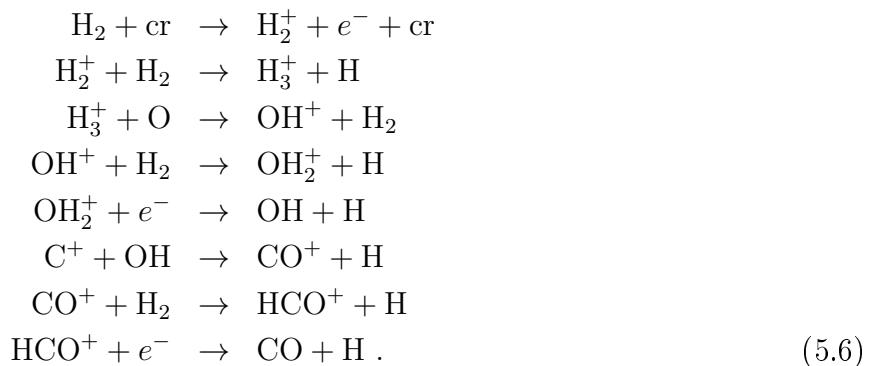
$\lesssim 10^{21} \text{ см}^{-2}$  е сравнима със средната колонкова плътност на целия атомарен диск. Следователно молекулярни зони възникват само при голямо сгъстяване на газа. Съответно галактики с големи колонкови плътности се характеризират с по-високо съдържание на молекулярен водород.

## 5.2 Химия на въглерода и кислорода

В молекулярните зони  $\text{H}_2$  е преобладаващият индикатор, но той се наблюдава много трудно поради вече обсъдените причини – температурите са твърде ниски за възбудждането на тази молекула. Освен това, както ще коментираме в следващата Част 6,  $\text{H}_2$  не е преобладаващият агент на охлаждане на средата. (Поради същата причина.) Тази роля се пада на молекулата CO.

Значението на CO е ключово поради количествата на тази молекула. Елементите въглерод и кислород (заедно с азота) следват по космическа разпространеност водорода и хелия, а CO е най-простата молекула, който ги съдържа – а при условията в ISM е и енергийно най-изгодната конфигурация. Още повече, тя може бъде възбудена при много ниски температури, понеже е много по-масивна от  $\text{H}_2$ , а диполният ѝ момент е малък, но ненулев<sup>2</sup>.

Както по-голямата част от водорода в ISM е в атомна форма, същото се отнася и за кислорода. При въглерода е малко по-различно: той се намира най-вече в йонизирано състояние  $\text{C}^+$ , поради по-ниския си ионизационен потенциал (спрямо водорода). Как тогава се стига от O и  $\text{C}^+$  до молекула CO? За разлика от образуването на  $\text{H}_2$ , това става предимно чрез реакции в газовата фаза, а не по повърхността на прашинките. Това са предимно взаимодействия между иони и неутрални атоми, преобладаващи при ниските температури в такива области от ISM. При това техните скорости като цяло не зависят от температурата. Съществуват две основни вериги от реакции. Първата започва с участието на космически лъчи сг:



Втората основна верига започва от молекулата CH и протича чрез следните реакции:



<sup>2</sup>Малкият диполен момент обуславя излъчване с по-ниска енергия, което на свой ред намалява температурата, необходима за възбудждане.

Общата скорост на първата верига е ограничена от наличието на космически лъчи, чрез които възниква  $\text{H}_2^+$ , докато скоростта на втората – от скоростта на последната реакция между две неутрални молекули. Коя от двете вериги преобладава зависи от скоростта на йонизация чрез космически лъчи, плътността, температурата и други параметри на средата. Нека отбележим, че и двете вериги изискват наличието на  $\text{H}_2$ .

Молекулата CO се разрушава по подобен начин на  $\text{H}_2$  – чрез фотовъзбуждане, последвано от дисоциация. Самоекранирането обаче става по по-различен начин. Дисоцииращите фотони могат да бъдат погълнати от прашинки или от CO молекули, но чувствително по-малкото количество на последните води до различен баланс между двата процеса. Затова в този случай екранирането от праха е с решаващ принос. Освен това налице е известно припокриване между резонансните линии на CO и  $\text{H}_2$ , което обуславя взаимно екраниране. Проблемът е доста сложен за физическо описание и като цяло се прибягва до числени симулации. Последните показват, че облаците имат слоеста структура. (Фигура?) В зоните със слабо екраниране, където FUV потокът прониква без съществено отслабване, преобладават  $\text{H}_1$  и  $\text{C}^+$ . В по-дълбоки зони с частично поглъщане на FUV фотони, преобладават  $\text{H}_2$  и  $\text{C}^+$ . Най-сетне, в централната област се осъществява преход към  $\text{H}_2$  и CO като главни индикатори.

Числената оценка за типичните условия в Млечния път показва, че газът ще бъде трасиран предимно от CO при екстинкция във видимия диапазон  $A_V \gtrsim 1 - 2^m$ , което съответства на няколко пъти по  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$  или  $\sim 20 M_\odot \text{ pc}^{-2}$  за праха. Както ще видим в Част 12, типичните колонкови плътности в гигантските MO (GMCs) са  $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  или  $\sim 100 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ . Това означава, че те съдържат газов слой с молекулен водород и въглеродът е все още в йонизиран вид  $\text{C}^+$ , но на него се падат не повече от няколко десети от процента от общата маса. Но в галактики с относително ниско прахово съдържание този слой може да бъде много по-голям.

# Глава 6

## Термодинамика на молекулния газ

Вече споменахме критичното значение на температурата за редица процеси в ISM: възбудждане на определени атоми и молекули, самоекраниране, гравитационна неустойчивост и т.н. Наблюденията на молекулен газ говорят за изключително ниски температури:  $\sim 10$  K, а в някои случаи и по-ниски. Как се стига до такова състояние?

### 6.1 Нагряване и охлажддане

В много отношения ISM е твърде далеч от термодинамично равновесие. Затова класическите равновесни разпределения на Болцман или на Саха не са приемливи описания на нейното състояние. Ударите между водородните и хелиеви атоми при ниски енергии ( $\leq 10$  eV) са обаче квазиеластични и постепенно се получава равновесно разпределение по кинетични енергии, т.е. можем да се работи с разпределение на Максуел по скорости. Самата температура на средата се определя от баланса между процесите на нагряване и охлажддане.

#### Процеси на нагряване

Преобладаващият процес на нагряване в атомната ISM е *фотоэффектът върху прашинки*: фотони от звезден произход с енергии  $\sim 8 - 13.6$  eV освобождават бързи електрони от прашинките. Тези електрони влизат в равновесие с газа, като го нагряват. Скоростта на увеличаване на енергията на едно H ядро при този процес се пресмята по формулата:

$$\Gamma_{\text{PE}} \approx 4 \times 10^{-26} \chi_{\text{FUV}} Z'_d \exp(-\tau_d) \quad [\text{erg/s}] , \quad (6.1)$$

където  $\chi_{\text{FUV}}$  и  $Z'_d$  са съответно интензитетът на лъчението във FUV и количеството прах, нормирани към стойностите им за Слънчевата околност, а  $\tau_d$  е оптичната дебелина на праха в този диапазон. При типични непрозрачности на праха  $\kappa_{\nu, \text{FUV}} \approx 500 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$  и повърхности плътности в MCs от порядъка на  $50-100 M_{\odot}/\text{pc}^2$ , получаваме оценки  $\tau_d \sim 5 - 10$  и експонента в горното уравнение около  $10^{-3}$ . Следователно, във вътрешността на MCs фотоэффектът е силно потиснат, поради непрозрачността спрямо FUV фотони.

Затова в такива случаи главна роля играе *нагряването чрез космически лъчи* (CR). Като релативистични частици, те имат много по-малко сечение на взаимодействие от FUV фотоните и затова проникват в зони, екранирани за електромагнитното лъчение. Първата

стъпка в процеса на нагряване е избиването на електрон от молекула:



Типичната енергия на освободения електрон  $\sim 30$  eV зависи слабо от енергията на космическата частица. Електронът не може лесно и пряко да предаде енергията си на други частици в газа, тъй като масата му е малка и повечето удари са еластични. Ала тази енергия е достатъчна, за да йонизира или дисоциира други молекули  $H_2$ . Това вече може до доведе до нееластично взаимодействие и част от енергията на електрона да се превърне в топлина, по три възможни канала:

1. *Дисоциационно нагряване*

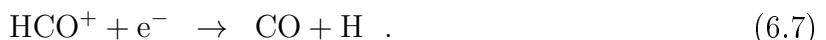


Излишъкът от енергия на електронна над дисоциационния потенциал на молекулата (4.5 eV) се превръща в кинетична енергия на двата отскучащи водородни атома. Последните са достатъчно массивни, за да я споделят с други газови частици.

2. *Възбудждане на водородна молекула:* Тя се сблъсква с друга и се деактивира ударно. Излишъкът от енергия се превръща в кинетична енергия на двата отскучащи атома, които я споделят със средата.



3. *Химично нагряване:* Създаденият от космически лъчи ион  $H_2^+$  реагира с други молекули, отделящи топлина. Възможни са най-различни екзотермични реакции, например:



Всяка от тези реакции води до тежки частици, отскучащи с голяма скорост и способни да споделят кинетичната си енергия със средата. Но пресмятането на пълната освободена енергия изисква сумиране по всевъзможните вериги на реакция и задачата става доста сложна от математическа гледна точка. Крайният резултат е че производството на енергия на една първична йонизация от космически лъчи е  $\sim 13$  eV при типични условия в МО, с възможни отклонения от няколко eV в зависимост от локалната плътност, количество електрони и други параметри.

Като вземем предвид и наблюдателната оценка за първична йонизация чрез космически лъчи в Млечния път  $\sim 10^{-16}$  s<sup>-1</sup> на H ядро в МО, пълната скорост на нагряване на H ядро на единица обем възлиза на:

$$\Gamma_{cr} \sim 2 \times 10^{-27} n_H \text{ erg.s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} , \quad (6.8)$$

където  $n_H$  е концентрацията на водородни атоми. Това е достатъчно за преобладаване на нагряването чрез космически лъчи във вътрешността на МО.

## Процеси на охлажддане

В молекулярните облаци преобладават два процеса на охлажддане: чрез молекулни емисии и излъчване на праха. Прахът е ефективен агент на охлажддане в газа, защото прашинките са твърди тела и могат да излъчват топлинно. Само че този механизъм се осъществява, ако ударите между прашинки и водородни молекули са достатъчно чести, за да осигурят топлинно равновесие на цялата система. В противен случай двата ансамбъла са в различно термодинамично състояние – прашинките се охлаждат, докато газът остава горещ. Плътността, необходима за постигане на топлинно равновесие, е около  $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$ , т.e. по-висока от типичната в един GMC и затова засега няма да разглеждаме възможно охлажддане чрез газа. Последното придобива значение при колапсиращи, плътни обекти.

Алтернативният процес на охлажддане е чрез емисия в молекулни линии и най-важната молекула в това отношение е CO. Физиката на процеса е проста. Молекулите на CO се възбуджат чрез нееластични удари с молекули H<sub>2</sub>, при които кинетичната енергия преминава в потенциална. При лъчисто деактивиране на молекулата фотонът напуска облака и последният губи енергия. Нивата на двуатомна молекула като CO, които могат да бъдат възбудени, са ротационни, вибрационни или електронни. При ниските температури в MO, обикновено от значение са само *ротационните* нива. Те се характеризират от квантово число на пълния момент на импулса  $J$ , като от всяко ниво  $J$  има единствен позволен переход към по-долното  $J - 1$ . Преходи с по-големи  $\Delta J$  са силно потиснати, защото изискват емисия от повече фотони за запазване на момента на импулса.

За съжаление скоростта на охлажддане чрез CO молекули се пресмята доста трудно, защото всички линии на CO с ниски ротационни нива са оптично дебели. Фотон, излъчен при переход от ниво  $J = 1$ , вероятно ще бъде погълнат от друга молекула в състояние с  $J = 0$  още преди да напусне облака и няма да допринесе за охлажддането. Следователно скоростта на охлажддане  $\Lambda$  е сложна функция от пространственото положение в облака – фотони близо до повърхността му ще напуснат с по-голяма вероятност и тук  $\Lambda$  ще бъде много по-голяма, отколкото в дълбочина. Дисперсията на скоростите също е от значение; големите дисперсии на скоростта обуславят Доплерово отместване на емисията в широк диапазон от честоти и оттук вероятността за резонансно повторно поглъщане на даден фотон намалява. На практика това означава, че скоростите на охлажддане при различни преходи трябва да се пресметнат числено и ще зависят от геометрията на облака, ако искаме да постигнем точност в рамките на фактор  $\sim 2$ . Все пак можем да придобием известна представа от някои общи съображения. Високите нива  $J$  на молекулата CO са оптично тънки, тъй като броят молекули в състояния  $J - 1$ , способни да погълнат фотони при преходи  $J \rightarrow J - 1$ , са в много малки количества и такива фотони, където и да са излъчени, напускат облака с лекота. Но температурите за възбудждане на тези нива са високи спрямо измерените в MO и съответно такива емисии са слаби. Още повече нивата с по-големи  $J$  имат и високи критични плътности и са субтоплинно населени<sup>1</sup>, което е още един фактор за отслабване на емисията.

От друга страна, нивата на CO молекулата с малко  $J$  се характеризират с най-голяма населеност и съответните преходи имат най-големи оптични дълбочини – типичните за прехода  $J = 1 \rightarrow 0$  са няколко десетки и повече. Такива молекули са агенти на охлажддане, само ако се намират в слоеве с  $\tau \sim 1$  спрямо повърхността на облака. С други думи, охлажддането е ефективно само в малък обем от облака. Сумарният ефект от отслабването на преходите с малки  $J$  поради ефекти на оптичната плътност и на тези с големи  $J$

<sup>1</sup>Т.e. по-слабо населени, отколкото при топлинно равновесие.

поради ефекти на възбуждането е, че охлаждането се определя предимно от една линия, съответстваща на най-ниското ниво  $J$  за което линията не е оптично дебела. Последната е отчасти оптично тънка, но е близка до състояние на LTE поради взаимодействие на ниските нива с полето на лъчението. Коя точно линия е тази зависи от колонковата плътност и дисперсията на скоростите в облака. Типичните пикови стойности в галактики от типа на Млечния път варират от  $J = 2 \rightarrow 1$  до  $J = 5 \rightarrow 4$ .

Скоростта на охлажддане  $\Lambda_{\text{CO}} \propto \exp(-E_J/kT)$  чрез емисии на молекулата CO се пресмята, като последната се разглежда като квантов ротор в LTE, а относителното количество на CO на едно водородно ядро се приеме за  $x_{\text{CO}} \approx 1.1 \times 10^{-4}$ . За  $2 \leq J \leq 5$  и температури  $\sim 10$  K оценките сочат  $\Lambda_{\text{CO}} \sim 10^{-27} - 10^{-26}$  erg.s<sup>-1</sup>.cm<sup>-3</sup>. Сравнението с формула (6.8) показва защо типичните равновесни температури на MO са близки до 10 K.

Направените оценки за скоростите на нагряване и охлажддане имат две критични последствия за динамиката на MO:

- Температурата е слабо чувствителна към вариации в локалната скорост на нагряване. Скоростите на нагряване чрез космически лъчи или фотоефект са в голяма степен независими от температурата, докато тази на охлажддане – тъкмо напротив, защото преобладаващите линии на охлажддане чрез CO имат енергии, съществено надвишаващи  $kT$ . Числените пресмятания показват, че  $\Lambda_{\text{CO}}$  е пропорционална на температурата на степен  $2 \lesssim p \lesssim 3$ . Това означава, че увеличаване на локалната скорост на нагряване с фактор  $f$  би довело до промяна на температурата едва с фактор  $\sim f^{1/p}$ . Следователно можем да очакваме, че MO са близки до изотермично състояние, освен ако не са разположени до мощни източници на нагряване.
- Характерното време на охлажддане  $\tau_{\text{cool}}$  поради лъчение е много по-малко от това на нагряването чрез механични явления (напр. ударни вълни). То може да се оцени като  $\epsilon_{\text{th}}/\Lambda_{\text{CO}}$ , където средната топлинна енергия на едно водородно ядро е:

$$\epsilon_{\text{th}} \approx \frac{1}{2} \left( \frac{3}{2} kT \right) = 10^{-15} \left( \frac{T}{10 \text{ K}} \right) \text{ erg.} \quad (6.9)$$

Равенството е приблизително, защото са пренебрегнати квантовомеханичните ефекти, които имат значение при ниски температури. Ако предположим, че газът е излязъл леко от равновесие, с  $T = 20$  K, равновесието между нагряване и охлажддане е сериозно нарушено в полза на второто. Тогава при  $\Lambda_{\text{CO}}/n_{\text{H}} \sim 4 \times 10^{-26}$  erg.s<sup>-1</sup>, стигаме до  $\tau_{\text{cool}} = 1.6$  kyr. За сравнение, характерното турбулентно време  $\tau_{\text{cr}} \sim L/\sigma$  за облак с размер  $L = 30$  pc и дисперсия на скоростите  $\sigma \sim 4$  km/s е цели 7 Myr.

## 6.2 Преход от атомна към молекулна фаза

Фази на междузвездния газ.

Динамиката на МС обхваща голям диапазон от пространствени скали: от Галактиката като цяло до локални сгъстявания от междузвезден газ, които колапсират с образуване на отделни звезди или двойни звезди системи. Също така, динамичните процеси в МС протичат във внушителни времеви мащаби: от стотици милиони години (от порядъка на един пълен ротационен период на Галактиката) до стотици години, необходими за преминаването на йонизацияционен фронт през облак от молекулен водород, с активно звездообразуване. Този широк диапазон от пространствени и времеви скали е свързан по сложен начин с редица феномени на обратно въздействие върху средата в зоните на звездообразуване.

# Глава 7

## Турбулентност и нейните характеристики

Турбулентността сама по себе си е поле за отделно научно изследване. Разбирането и описанието ѝ са изключително сложни. (Анекдот...) В рамките на този курс на нас ни е необходимо да разбираме основните статистически подходи, използвани за моделиране на турбулентността в ISM.

### 7.1 Флуидни уравнения и характерни числа

We start by examining the equations of fluid dynamics and the characteristic numbers that they define. Although the ISM is magnetized, we will first start with the simpler case of an unmagnetized fluid. Fluids are governed by a series of conservation laws. The most basic one is conservation of mass:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (7.1)$$

Physically, this is very intuitive: density at a point changes at a rate that is simply equal to the rate at which mass flows into or out of an infinitesimal volume around that point.

We can write a similar equation for conservation of momentum (Navier-Stokes):

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \nabla P + \rho \nu \nabla^2 \mathbf{v} . \quad (7.2)$$

The term  $\rho \mathbf{v}$  is the density of momentum at a point. Първият член отдясно, in analogy to the equivalent term in the conservation of mass equation, the rate at which momentum is advected into or out of that point by the flow. The term  $\nabla P$  is the rate at which pressure forces acting on the fluid change its momentum. Finally, the last term  $\rho \nu \nabla^2 \mathbf{v}$  is the rate at which viscosity redistributes momentum, като the quantity  $\nu$  is called the kinematic viscosity.

Вискозният член в уравнението requires a bit more discussion. All the other terms in the momentum equation are completely analogous to Newton's second law for single particles. The viscous term, on the other hand, is unique to fluids, and does not have an analog for single particles. It describes the change in fluid momentum due to the diffusion of momentum from adjacent fluid elements. We can understand this intuitively: a fluid is composed of particles moving with random velocities in addition to their overall coherent velocity. If we pick a particular fluid element to follow, we will notice that these random velocities cause some of the particles that make it up diffuse across its boundary to the neighboring element, and some

particles from the neighboring element enter. The particles that wander across the boundaries of our fluid element carry momentum with them, and this changes the momentum of the element we're following. The result is that momentum diffuses across the fluid, and this momentum diffusion is called viscosity. Viscosity is interesting and important because it's the only term in the equation that converts coherent, bulk motion into random, disordered motion. That is to say, the viscosity term is the only one that is dissipative, or that causes the fluid entropy to change.

To understand the relative importance of terms in the momentum equation, it is helpful to make order of magnitude estimates of their sizes. Let us consider a system of characteristic size  $L$  and characteristic velocity  $V$ ; if we're examining a molecular cloud, we might have  $L \sim 10$  pc and  $v \sim 5$  km/s. The natural time scale for flows in the system is  $L/V$ , so we expect time derivative terms to be of order the thing being differentiated divided by  $L/V$ . Similarly, the natural length scale for spatial derivatives is  $L$ , so we expect spatial derivative terms to be order the quantity being differentiated divided by  $L$ . If  $c_s$  is the gas sound speed, and we have written the pressure as  $P = \rho c_s^2$  and we apply these scalings to the momentum equation, we expect the various terms to scale as follows:

$$\begin{aligned} \frac{\rho v^2}{L} &\sim \frac{\rho v^2}{L} + \frac{\rho c_s^2}{L} + \rho \nu \frac{v}{L^2} & \leftrightarrow \\ 1 &\sim 1 + \frac{c_s^2}{v^2} + \frac{\nu}{vL} . \end{aligned} \quad (7.3)$$

From this exercise, we can derive two dimensionless numbers that are going to control the behavior of the equation. We define the Mach number and the Reynolds number as:

$$\mathcal{M} = \frac{v}{c_s} , \quad (7.4)$$

$$\text{Re} = \frac{Lv}{\nu} . \quad (7.5)$$

The meanings of these dimensionless numbers are fairly clear from the equations. If  $\mathcal{M} \ll 1$ , то pressure term е определящ за еволюцията на флуида. И напротив, при силно свръхзвукови флуидни потоци  $\mathcal{M} \gg 1$ , then the pressure term is unimportant for the behavior of the fluid ("флуид без налягане"). In изотермичен molecular cloud:

$$c_s = \sqrt{\frac{kT}{\mu m_H}} = 0.18(T/10 \text{ K})^{1/2} , \quad (7.6)$$

where  $\mu = 2.33$  is the mean mass per particle in a gas composed of molecular hydrogen and helium in the usual cosmic abundance ratio of 1 He per 10 H atoms. Thus  $\mathcal{M}V/c_s \sim 20$ , and we learn that pressure forces are unimportant.

The Reynolds number is a measure of how important viscous forces are. Viscous forces are significant for  $\text{Re} \sim 1$  or less, and are unimportant of  $\text{Re} \gg 1$ . We can think of the Reynolds number as describing a characteristic length scale  $L \sim \nu/V$  in the flow. This is the length scale on which diffusion causes the flow to dissipate energy. Larger scale motions are effectively dissipationless, while smaller scales ones are damped out by viscosity. ... The extremely large value of the Reynolds number immediately yields a critical conclusion: molecular clouds must be highly turbulent, because flows with  $\text{Re}$  of more than  $\sim 10^3 - 10^4$  invariable are. Figure 4.1 illustrates this graphically from laboratory experiments.

## 7.2 Теория на Колмогоров и турбулентна каскада

In a turbulent medium velocity fluctuates in time and space, and so the best way to proceed is to study those fluctuations statistically. We will make two simplifying assumptions. First we assume that the turbulence is homogenous, in the sense that the turbulent motions do vary only randomly, and not systematically, with position in the fluid. Second, we assume that it is isotropic, so that turbulent motions do not have a preferred directions. Neither of these are likely to be strictly true in a molecular cloud, particularly the second, since large-scale magnetic fields provide a preferred direction, but we will start with these assumptions and relax them later.

Вариацията на скоростта в зависимост от положението във флуида се описва от автокорелационната функция:

$$A(\mathbf{r}) \equiv \frac{1}{V} \int \mathbf{v}(\mathbf{x}) \mathbf{v}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) d^3x = \langle \mathbf{v}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle . \quad (7.7)$$

Усредняването е по всички направления  $\mathbf{x}$ , а  $A(0) = \langle \mathbf{v}^2 \rangle$  е просто квадратът на средноквадратичната (RMS) скорост. При изотропно поле на скоростите  $A(\mathbf{r}) = A(|\mathbf{r}|) = A(r)$  и съдържа информация за промяната на скоростта на някакъв машаб (скала)  $r$  във флуида.

Често е по-удобно да се работи във Фурие-пространството. Фурие-трансформацията на полето на скоростта се дефинира тривиално:

$$\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int \mathbf{v}(\mathbf{x}) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) d^3x ,$$

а спектърът на енергията (power spectrum) на турбулентността, съответно:

$$\Psi(\mathbf{k}) \equiv |\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k})|^2 . \quad (7.8)$$

Again, for isotropic turbulence, the power spectrum depends only on the magnitude of the wave number  $k = |\mathbf{k}|$ , not its direction, so it is more common to talk about the power per unit radius in k-space,

$$P(k) = 4\pi k^2 \Psi(k) , \quad (7.9)$$

а съгласно теоремата на Парсевал

$$\int P(k) dk = \int \mathbf{v}(\mathbf{x}) d^3x ,$$

i.e. so for a flow with constant density (an incompressible flow) the integral of the power spectrum just tells us how much kinetic energy per unit mass there is in the flow. The power spectrum at a wavenumber  $k$  then just tells us what fraction of the total power is in motions at that wavenumber, i.e. on that characteristic length scale. The power spectrum is another way of looking at the spatial scaling of turbulence. A power spectrum that peaks at low  $k$  means that most of the turbulent power is in large-scale motions, since small  $k$  corresponds to large  $\lambda$ . Conversely, a power spectrum that peaks at high  $k$  means that most of the power is in small-scale motions.

The power spectrum also tells us about the how the velocity dispersion will vary when it is measured over a region of some characteristic size. Suppose we consider a volume of size  $\ell$ , and measure the velocity dispersion  $\sigma_v(\ell)$  within it. Further suppose that the power spectrum

is described by a power law  $P(k) \propto k^{-n}$ . The total kinetic energy per unit within the region is, up to factors of order unity,

$$E_{\text{kin}} \sim \sigma_v(\ell)^2 .$$

От друга страна:

$$E_{\text{kin}} = \int_{2\pi/l}^{\infty} P(k)dk \propto \ell^{n-1} ,$$

откъдето получаваме закон за скалиране на скоростта. Ако обозначим с  $\ell_s$  т.нр. *звукоскала*, на която дисперсията на скоростите се изравнява със скоростта на звука, и я използваме като нормираща величина, този закон може да се запише:

$$\sigma_v = c_s \left( \frac{\ell}{\ell_s} \right)^{(n-1)/2} . \quad (7.10)$$

The closest thing we have to a model of turbulence is in the case of subsonic, hydrodynamic turbulence; the basic theory for that goes back to Kolmogorov (1941). Real interstellar clouds are neither subsonic nor hydrodynamic (as opposed to magnetohydrodynamic), but this theory is still useful for understanding how turbulence works. Kolmogorov's theory of turbulence begins with the realization that turbulence is a phenomenon that occurs when  $Re$  is large, so that there is a large range of scales where dissipation is unimportant. It is possible to show by Fourier transforming the Navier-Stokes equation that for incompressible motion transfer of energy can only occur between adjacent wavenumbers. Energy at a length scale  $k$  cannot be transferred directly to some scale  $k' \ll k$ . Instead, it must cascade through intermediate scales between  $k$  and  $k'$ . This gives a simple picture of how energy dissipates in fluids. Energy is injected into a system on some large scale that is dissipationless, and it cascades down to smaller scales until it reaches a small enough scale for  $Re \sim 1$ , at which point dissipation becomes significant. In this picture, if the turbulence is in statistical equilibrium, such that is neither getting stronger or weaker, the energy at some scale  $k$  should depend only on  $k$  and on the rate of injection or dissipation  $\psi$ .

Сега от анализ на размерностите, можем да получим важни скалиращи съотношения. Да предположим, че турбулентният спектър зависи по степенен закон от скалата и от скоростта на инжектиране/дисипация:  $P(k) = Ck^\alpha\psi^\beta$ . Той има размерност на energy per unit mass per unit radius in k-space, т.e.  $L^3/T^2$ . The injection / dissipation rate  $\psi$  has units of energy per unit mass per unit time:  $L^2/T^3$ . Оттук стигаме до:

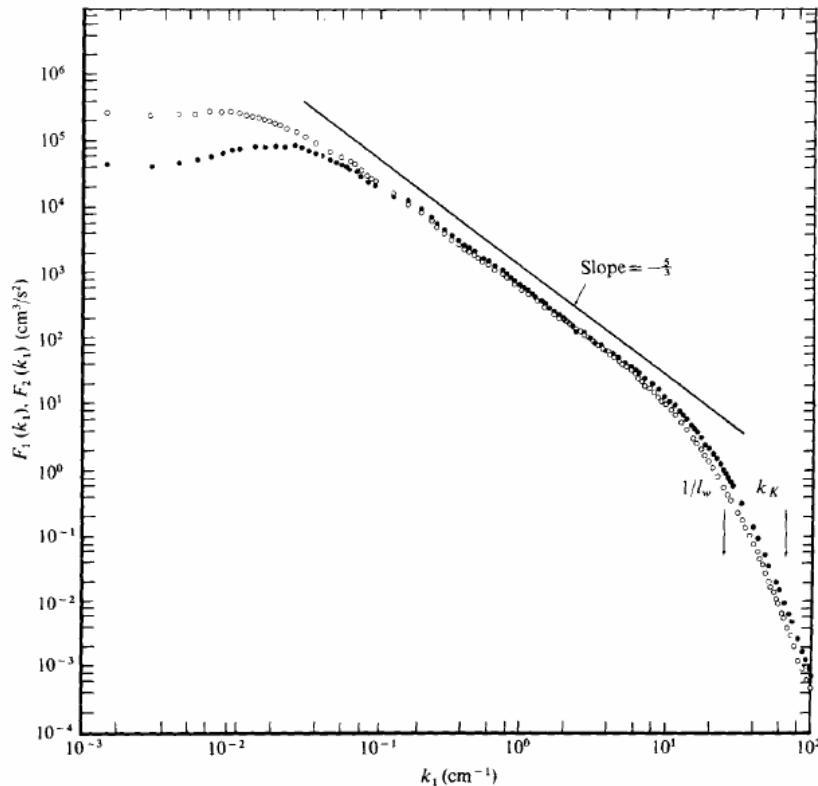
$$\frac{L^3}{T^2} \sim L^{-\alpha} \left( \frac{L^2}{T^3} \right)^\beta \rightarrow \alpha = -\frac{5}{3}, \quad \beta = \frac{2}{3} ; \quad (7.11)$$

Т.нр. “закон  $-5/3$ ” показва как се разпределя енергията по скали в една турбулентна каскада. This means that most of the power is in the largest scale motions, since power diminishes as  $k$  increases. Второ, ако заместим  $\alpha$  във формулата за скалиране на скоростта (7.10), ще получим:

$$\sigma_v \propto \ell^{1/3} \quad (7.12)$$

This is an example of what is known in observational astronomy as a linewidth-size relation – linewidth because the observational diagnostic we use to characterize velocity dispersion is the width of a line. This relationship tells us that larger regions should have larger linewidths,

with the linewidth scaling as the  $1/3$  power of size in the subsonic regime. В ключовата работа на Larson (1981) е установено, че дисперсията на скоростта в МО и техни фрагменти се подчинява на подобно скалиращо съотношение, със степенен показател 0.38. Това навежда на мисълта за важната роля на турбулентността в областите на звездообразуване и спомага за преосмислянето на парадигмата в теорията (вж. Част 4.3). The subsonic regime can be tested experimentally on Earth, and Kolmogorov's model provides an excellent fit to observations. (Фигура, сравняваща спектърът по Колмогоров със скалиране по Larson.)



Фигура 7.1: Спектър на турбулентността по Колмогоров: експериментално потвърждение от изследване на газова струя (Champagne, 1978). По абсцисата е нанесено вълновото число, а с плътни и празни символи е обозначен съответно спектърът на успоредните и на перпендикулярните на потока компоненти на скоростта.

### 7.3 Свръхзвукова турбулентност

Analytic attempts to characterize turbulence have a fundamental limitation, so far they are all restricted to incompressible flows. However, molecular cloud observations clearly show extremely non-uniform structure. This may render all applications of incompressible turbulence to the theory of star formation meaningless.

We have seen that real interstellar clouds not only have  $\text{Re} \gg 1$ , they also have  $\mathcal{M} \gg 1$ , and so the flows within them are supersonic. This means that pressure is unimportant on size scales  $L \gg \ell_s$ . Since viscosity is also unimportant on large scales, this means that gas tends to move ballistically on large scales. On small scales this will produce very sharp gradients in velocity, since fast-moving volumes of fluid will simply overtake slower ones. Since the viscosity

term gets more important on smaller scales, the viscosity term will eventually stop the fluid from moving ballistically. In practice this means the formation of shocks – regions where the flow velocity changes very rapidly, on a size scale determined by the viscosity.

We expect that the velocity field that results in this case will look like a series of step functions. The power spectrum of a step function is a power law  $P(k) \propto k^{-2}$ . One can establish this easily from direct calculation. Let's zoom in on the region around a shock, so that the change in velocity on either side of the shock is small. The Fourier transform of  $v$  in 1D is

$$\tilde{v}(k) = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \int v(x) \exp(-ikx) dx$$

The periodic function vanishes for all periods in the regions where  $v$  is constant. It is non-zero only in the period that includes the shock. The amplitude of  $v(x) \exp(-ikx) dx$  during that period is simply proportional to the length of the period, i.e. to  $1/k$ . Thus,  $\tilde{v}(k) \propto 1/k$ . It then follows that  $P(k) \propto k^{-2}$  for a single shock. An isotropic system of overlapping shocks should therefore also look approximately like a power law of similar slope. This gives a velocity dispersion versus size scale  $\sigma_v \propto 1/2$ , and this is exactly what is observed. Figure 4.3 shows an example.

Note that, although the power spectrum is only slightly different than that of subsonic turbulence ( $-5/3$  versus about  $-2$ ), there is really an important fundamental difference between the two regimes. Most basically, in Kolmogorov turbulence decay of energy happens via a cascade from large to small scales, until a dissipative scale is reached. In the supersonic case, on the other hand, the decay of energy is via the formation of shocks, and as we have just seen a single shock generates a power spectrum  $\propto k^{-2}$ , i.e. it non-locally couples many scales. Thus, in supersonic turbulence there is no locality in  $k$ -space. All scales are coupled at shocks.

In subsonic flows the pressure force is dominant, and so if the gas is isothermal, then the density stays nearly constant – any density inhomogeneities are ironed out immediately by the strong pressure forces. In supersonic turbulence, on the other hand, the flow is highly compressible. It is therefore of great interest to ask about the statistics of the density field.

Numerical experiments and empirical arguments (but not fully rigorous proofs) indicate that the density field for a supersonically turbulent, isothermal medium is well-described by a lognormal probability distribution function (PDF):

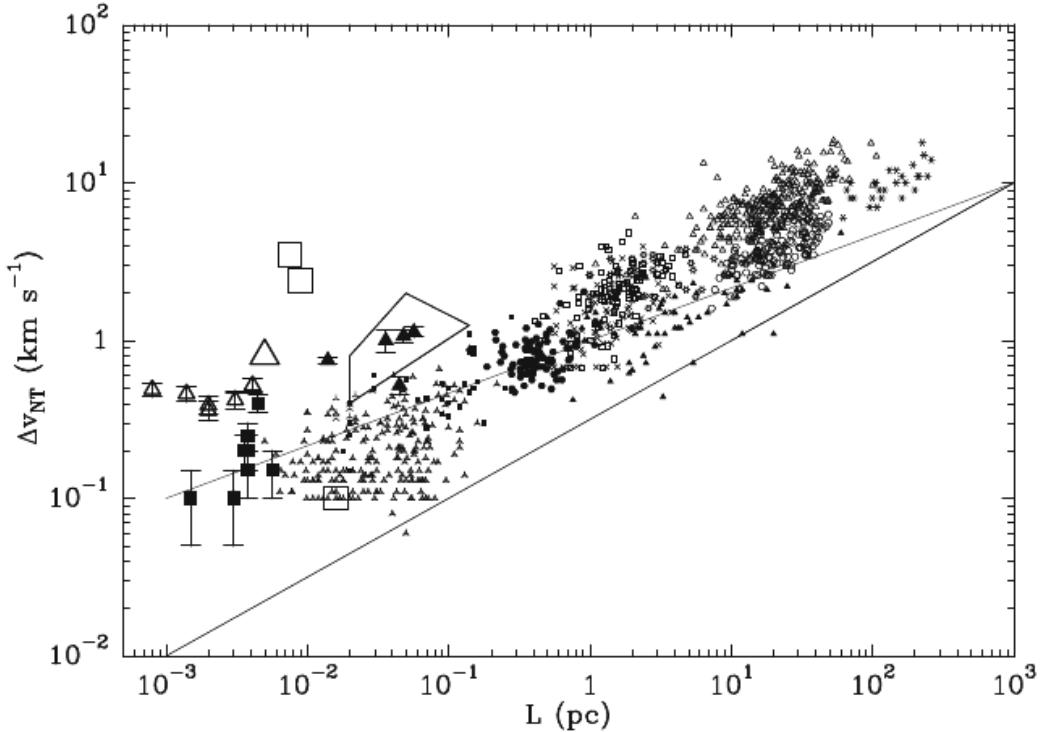
$$p(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_s^2}} \exp\left[-\frac{(s-s_0)^2}{2\sigma_s^2}\right] , \quad (7.13)$$

където  $s = \ln(\rho/\bar{\rho})$ . Налагане на естественото изискване за средната плътност  $\bar{\rho} = \int \rho p(s) ds$  води до следната връзка между ширината на PDF и нейния максимум:

$$s_0 = -\sigma_s^2/2 ; \quad (7.14)$$

Не е трудно да се покаже, че масово претеглената PDF има същия вид, но максимумът ѝ е отместен от  $-s_0$  към  $+s_0$ . Physically, the meaning of these shifts is that the typical volume element in a supersonic turbulent field is at a density lower than the mean, because much of the mass is collected into shocks. The typical mass element lives in one of these shocked regions, and thus is at higher-than-average density. Figure 4.4 shows an example of the density distribution produced in a numerical simulation of supersonic turbulence.

The lognormal functional form is not too surprising, given the central limit theorem. Supersonic turbulence consists of an alternative series of shocks, which cause the density to be multiplied



Фигура 7.2: Скалиране на дисперсията на скоростта в ISM на Млечния път. Relation between velocity dispersion (as measured by the width of the  $J = 1-0$  rotational line transition of 12 CO) and spatial scale in the Galactic ISM. The data points come from a wide range of observations that trace different structures and physical conditions (in terms of density, temperature, excitation parameter, etc.). This in part contributes to the large scatter in the data. However, altogether the observations reveal a clear power-law relation of the form  $\Delta v_{NT} \propto \ell^a$ . To guide the eyes, the solid lines illustrate the slopes  $a = 1/3$  and  $a = 1/2$ . The lower limit of  $\Delta v_{NT} \approx 0.1$  km/s is due to the spectral resolution in the data and corresponding noise level. The figure is taken from Falgarone et al. (2009), where further details and a full list of references can be found.

by some factor, and supersonic rarefactions, which cause it to drop by some factor. The result of multiplying a lot of positive density increases by a lot of negative density drops at random tends to produce a normal distribution in the multiplicative factor, and thus a lognormal distribution in the density.

This argument does not, however, tell us about the dispersion of densities, which must be determined empirically from numerical simulations. The general result of these simulations (e.g., Federrath, 2013) is that

$$\sigma_s^2 \approx \ln \left( 1 + b^2 \mathcal{M}^2 \frac{\beta_0}{\beta_0 + 1} \right), \quad (7.15)$$

където факторът  $1/3 \leq b \leq 1$  зависи от типа задвижване на турбулентността (от соленоидално към компресивно), а  $\beta_0$  е the ratio of thermal to magnetic pressure at the mean density and magnetic field strength – we'll get to the magnetic case next.

## 7.4 Задвижване на турбулентността (forcing)

Източници на турбулентността в ISM.

# Глава 8

## Магнитни полета в хладната междузвездна среда

In our treatment of fluid flow and turbulence in Chapter 4, we concentrated on the hydrodynamic case. However, real star-forming clouds are highly magnetized. We therefore devote this chapter to the question of how magnetic fields change the nature of molecular cloud fluid flow.

### 8.1 Измервания на магнитното поле от наблюдения

It became clear from observations of polarized starlight (Hiltner 1949, 1951) that substantial magnetic fields thread the interstellar medium (Chandrasekhar & Fermi 1953a), forcing the magnetic flux problem to be addressed, but also raising the possibility that the solution to the angular momentum problem might be found in the action of magnetic fields. The typical strength of the magnetic field in the diffuse ISM was not known to an order of magnitude, though, with estimates ranging as high as 30  $\mu\text{G}$  from polarization (Chandrasekhar & Fermi 1953a) and synchrotron emission (e.g. Davies & Shuter 1963). The modern value of around 3  $\mu\text{G}$  only gradually became accepted over the next two decades.

There are several methods that can be used to measure magnetic fields, but the most direct is the Zeeman effect. The Zeeman effect is a slight shift in energy levels of an atom or molecule in the presence of a magnetic field. Ordinarily the energies of a level depend only the direction of the electron spin relative to its orbital angular momentum vector, not on the direction of the net angular momentum vector. However, in the presence of an external magnetic field, states with different orientations of the net angular momentum vector of the atom have slightly different energies due to the interaction of the electron magnetic moment with the external field. This causes a normally single spectral line produced transitions from that level to split into several separate lines at slightly different frequencies.

For the molecules with which we are concerned, the level is normally split into three sublevels – one at slightly higher frequency than the unperturbed line, one at slightly lower frequency, and one at the same frequency. The strength of this splitting varies depending on the electronic configuration of the atom or molecule in question. For OH, for example, чувствителността на Zeeman е  $Z = 0.98 \text{ Hz}/\mu\text{G}$ , а самото отместване  $\Delta\nu = BZ$ , where  $B$  is the magnetic field strength. One generally wants to look for molecules where  $Z$  is as large as possible, and these are generally molecules or atoms that have an unpaired electron in their outer shell. Examples include atomic hydrogen, OH, CN, CH, CCS, SO and O<sub>2</sub>. Простото пресмятане обаче показва,

че unless the field is considerably larger than  $1000 \mu\text{G}$  (твърде големи стойности за ISM), the Zeeman splitting is smaller than the Doppler line width, and we won't see the line split.

However, there is a trick to avoid this problem: radiation from the different Zeeman sublevels has different polarization. If the magnetic field is along the direction of propagation of the radiation, emission from the higher frequency Zeeman sublevel is right circularly polarized, while radiation from the lower frequency level is left circularly polarized. The unperturbed level is unpolarized. Thus although one cannot see the line split if one looks at total intensity (as measured by the Stokes I parameter), one can see that the different polarization components peak at slightly different frequencies, so that the circularly polarized spectrum (as measured by the Stokes V parameter) looks different than the total intensity spectrum. One can deduce the magnetic field strength along the line of sight from the difference between the total and polarized signals. (Figure 5.1)

Applying this technique to molecular line emission from molecular clouds indicates that they are threaded by magnetic fields whose strengths range from tens to thousands of  $\mu\text{G}$ , with higher density gas generally showing stronger fields. We can attempt to determine if this is dynamically important by a simple energy argument. For a low-density envelope of a GMC with  $n \sim 100 \text{ cm}^{-3}$  ( $\rho \sim 10^{-22} \text{ g.cm}^{-3}$ ), we might have  $v$  of a few km/s, giving a kinetic energy density  $E_{\text{kin}} \sim \rho v^2 \sim 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-3}$ , докато енергийната плътност на магнитното поле е  $E_{\text{mag}} = B^2/8\pi \sim (10 \mu\text{G})^2/8\pi \sim 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-3}$ . Thus the magnetic energy density is comparable to the kinetic energy density, and is dynamically significant in the flow.

Another commonly-used technique, which we will not discuss in any detail, is the Chandrasekhar-Fermi method (Chandrasekhar & Fermi, 1953). This method relies on the fact that interstellar dust grains are non-spherical, which has two important implications. First, a non-spherical grain acts like an antenna, in that it interacts differently with electromagnetic waves that are oriented parallel and perpendicular to its long axis. As a result, grains both absorb and emit light preferentially along their long axis. This would not matter if the orientations of grains in the interstellar medium were random. However, there is a second effect. Most grains are charged, and as a result they tend to become preferentially aligned with the local magnetic field. The combination of these two effects means that the dust in a particular region of the ISM characterized by a particular large scale field will produce a net linear polarization in both the light it emits and any light passing through it. The direction of the polarization then reveals the orientation of the magnetic field on the plane of the sky.

## 8.2 Магнетизирана турбулентност: уравнения и характерни числа

To understand how magnetic fields affect the flows in molecular clouds, it is helpful to write down the fundamental evolution equation for the magnetic field (уравнение на индукцията) in a plasma:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (8.1)$$

където  $\mathbf{v}$  е скоростта на флуидния (йонния поток),  $\eta = \rho_{\text{el}}/\mu_0$  е магнитното съпротивление на флуида, а  $\rho_{\text{el}}$  и  $\mu_0$  са съответно специфичното електрическо съпротивление и константата на магнитното поле. Ако  $\eta \simeq \text{const}(\mathbf{r})$ , можем да опростим уравнението. Като вземем предвид  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  и използваме връзката  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$ , можем да

опростим горното уравнение до:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{v}) = \eta \nabla^2 \mathbf{B} . \quad (8.2)$$

The last term here изглежда по подобен начин като вискозния член  $\nu \nabla^2 v$  в уравнението на Navier-Stokes (формула 7.2). That term described diffusion of momentum, while the one in this equation describes diffusion of the magnetic field. (Note that we're simplifying a bit here - the real dissipation mechanism in molecular clouds is not simple resistivity, it is something more complex called ambipolar drift, which we'll discuss in more detail later. However, the qualitative point we can make is the same, and the algebra is simpler if we use a simple scalar resistivity.)

По аналогия с уравнението на Navier-Stokes, можем да прибегнем до анализ на размерностите, като означим с  $L$  be the characteristic size of the system and  $V$  be the characteristic velocity ( $L/V$  is the characteristic timescale), a  $B$  be the characteristic magnetic field strength. Inserting the same scalings as before, the terms vary as

$$\begin{aligned} \frac{Bv}{L} + \frac{Bv}{L} &\sim \eta \frac{B}{L^2} \quad \leftrightarrow \\ 1 &\sim \frac{\eta}{vL} . \end{aligned} \quad (8.3)$$

Можем да дефинираме *магнитно число на Рейнолдс*, по аналогия с хидродинамичното му съответствие:

$$Rm = \frac{Lv}{\eta} . \quad (8.4)$$

Magnetic diffusion is significant only if  $Rm \sim 1$  or smaller. Проста оценка за МО с размери няколко десетки pc, дисперсия на скоростите от няколко km/s и магнитно поле с индукция няколко десетки  $\mu G$ , води до  $10^2 \lesssim Rm \lesssim 10^4$ . This means that on large scales magnetic diffusion is unimportant for molecular clouds – although it is important on smaller scales. The significance of a large value of  $Rm$  becomes clear if we write down the induction equation с нулеvo магнитно съпротивление (безкрайно проводяща среда,  $Rm \gg 1$ ):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{v}) = 0 . \quad (8.5)$$

Магнитен поток през никаква площ  $\Sigma$  на флуида се дефинира тривиално:

$$\Phi = \int_{\Sigma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} ,$$

Производната на магнитния поток по времето може да се разложи на две компоненти. Първата отчита променливостта на самото магнитно поле, а втората – промяна (деформиране) на повърхнината, по която се интегрира:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int_{\Sigma(t_0)} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} + \frac{d}{dt} \int_{\Sigma(t)} \mathbf{B}(t_0) \cdot d\mathbf{S} ; \quad (8.6)$$

Да разгледаме втория член от дясната страна. При движение на рамката в интервал от време  $[t_0, t]$  и със скорост  $\mathbf{v}$ , тя описва повърхнина, като диференциален елемент от

рамката  $d\mathbf{L}$  замита площ  $\mathbf{v}dt \times d\mathbf{L}$ . Като вземем предвид закона на Гаус  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ <sup>1</sup>, не е трудно да се съобрази, че промяната на потока във втория член е

$$\mathbf{B} \cdot (\mathbf{v}dt \times d\mathbf{L}) = dt \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{v} \cdot d\mathbf{L},$$

откъдето за втория член отдясно в уравнение (8.6) следва

$$\frac{d}{dt} \int_{\Sigma(t)} \mathbf{B}(t_0) \cdot d\mathbf{S} = \oint_{\Sigma(t_0)} \mathbf{B} \times \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l}.$$

Като приложим към него теоремата на Стокс и с оглед на уравнението на индукцията в безкрайно проводяща среда (формула 8.5), получаваме:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int_{\Sigma} \left[ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{v}) \right] \cdot d\mathbf{S} = 0; \quad (8.7)$$

Това означава, че когато  $Rm$  is large, the magnetic flux through each fluid element is conserved. This is called flux-freezing, since we can envision it geometrically as saying that magnetic field lines are frozen into the fluid, and move along with it. Това е изпълнено на големи скали. На малки скали обаче магнитното число на Рейнолдс е около единица, and the field lines are not tied to the gas. Ще се опитаме да оценим тази гранична скала.

Before that, however, we want to calculate another important dimensionless number describing the MHD flows in molecular clouds. Ако включим в уравнението на Navier-Stokes и магнитните сили:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \nabla P + \rho \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (8.8)$$

и направим аналогична оценка на членовете му с точност до порядък, стигаме до:

$$\begin{aligned} \frac{\rho v^2}{L} &\sim -\frac{\rho v^2}{L} + \frac{\rho c_s^2}{L} + \frac{\rho \nu v}{L^2} + \frac{B^2}{L} \\ 1 &\sim 1 + \frac{\rho c_s^2}{v^2} + \frac{\nu v}{L} + \frac{B^2}{\rho v^2} = 1 + \frac{1}{\mathcal{M}^2} + \frac{1}{Re} + \frac{4\pi}{\mathcal{M}_A^2}, \end{aligned} \quad (8.9)$$

където сме дефинирали *Алфеново Machово число*

$$\mathcal{M}_A = \frac{v}{v_A} \quad (8.10)$$

и съответно *Алфенова скорост* (скорост на магнитохидродинамична Алфенова вълна)

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (8.11)$$

В потоци с  $\mathcal{M}_A \gg 1$  магнитната сила е несъществена, докато в обратния случай тя преобладава. За МО с плътност от  $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$ ,  $B$  от няколко десетки  $\mu\text{G}$  и дисперсия на скоростите  $v$  от няколко  $\text{km/s}$ ,  $v_A$  е сравнима с  $v$ . Следователно турбулентните потоци в такава среда за силно свръхзвукови ( $\mathcal{M} \gg 1$ ), но едва транс-Алфенови ( $\mathcal{M}_A \sim 1$ ), т.е. магнитните сили не могат да бъдат пренебрегнати. Това се потвърждава от MHD симулации (фигура?).

<sup>1</sup>Т.е. гъстотата на линиите на полето през рамката е постоянна.

### 8.3 Амбиполярна дифузия

Molecular clouds are not very good plasmas. Most of the gas in a molecular cloud is neutral, not ionized. The ion fraction may be  $10^{-6}$  or lower. Since only ions and electrons can feel the Lorentz force directly, this means that fields only exert forces on most of the particles in a molecular cloud indirectly. The indirect mechanism is that the magnetic field exerts forces on the ions and electrons (and mostly ions matter for this purpose), and these then collide with the neutrals, transmitting the magnetic force. В Част 4.2 вече споменахме този механизъм и го нарекохме амбиполярна дифузия. If the collisional coupling is sufficiently strong, then the gas acts like a perfect plasma. However, when the ion fraction is very low, the coupling is imperfect, and ions and neutrals don't move at exactly the same speed. The field follows the ions, since they are much less resistive, and flux freezing for them is a very good approximation, but the neutrals are able to drift across field lines. Нека пресметнем характеристиките на този процес.

Силите, които действат в междузвездната плазма, са силата на Лоренц и силата на триене поради сблъсъци между йони и неутрални частици:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_L &= \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \\ \mathbf{f}_d &= \gamma \rho_{ion} \rho_n (\mathbf{v}_{ion} - \mathbf{v}_n) , \end{aligned} \quad (8.12)$$

където индексите  $ion$  и  $n$  се отнасят за йоните и за неутралните частици, а коефициентът на триене  $\gamma$  се пресмята от микрофизиката на плазмата. In a very weakly ionized fluid, the neutral and ions very quickly reach terminal velocity with respect to one another, so the drag force and the Lorentz force must balance. Приравнявайки двете сили по-горе, получаваме за скоростта на дрейф  $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}_{ion} - \mathbf{v}_n$ :

$$\mathbf{v}_d = \frac{1}{4\pi\gamma\rho_{ion}\rho_n}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} ; \quad (8.13)$$

След заместване в уравнението на индукцията при нулево магнитно съпротивление (8.5) и известни преобразования, стигаме до:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{v}_n) = \nabla \times \left( \frac{\mathbf{B}}{4\pi\gamma\rho_{ion}\rho_n} \times [\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})] \right) .$$

Припомняйки си уравнението на магнитната индукция в плазма (8.1), установяваме, че магнитното съпротивление на флуида не е скаларна величина и не е линейна (т.е. зависи от полето). However, our scaling analysis still applies. The magnitude of the resistivity produced by ambipolar drift is

$$\eta_{AD} = \frac{\mathbf{B}}{4\pi\gamma\rho_{ion}\rho_n} ,$$

а съответното магнитно число на Рейнолдс:

$$Rm = \frac{Lv}{\eta_{AD}} \approx \frac{4\pi\rho^2 x \gamma}{B^2} , \quad (8.14)$$

където  $x = \rho_{ion}/\rho_n \ll 1$  е фракцията на йоните. Ion-neutral drift will allow the magnetic field lines to drift through the fluid on length scales  $L$  such that  $Rm \lesssim 1$ . Thus, we can define a characteristic length scale for ambipolar diffusion by

$$L_{AD} = \frac{B^2}{4\pi\rho^2 x \gamma} \quad (8.15)$$

In order to evaluate this numerically, we must calculate two things from microphysics: the ion-neutral drag coefficient  $\gamma$  and the ionization fraction  $x$ . For  $\gamma$ , the dominant effect at low speeds is that ions induce a dipole moment in nearby neutrals, which allows them to undergo a Coulomb interaction. This greatly enhances the cross-section relative to the geometric value.  $\gamma \approx 9.2 \times 10^{13} \text{ cm}^3/\text{s/g}$  The remaining thing we need to know to compute the drag force is the ion density. In a molecular cloud the gas is almost all neutral, and the high opacity excludes most stellar ionizing radiation. The main source of ions is cosmic rays, which can penetrate the cloud, although nearby strong x-ray sources can also contribute if present. Calculating the ionization fraction requires balancing this against the recombination rate, which is a nasty problem. That is because recombination is dominated by different processes at different densities, and recombinations are usually catalyzed by dust grains rather than occurring in the gas phase. Thielens (2005):  $x \approx 10^{-6}$  при  $n_{\text{H}} \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ .

Plugging this into our formulae, along with our characteristic numbers  $L$  of a few tens of pc,  $V$  a few km/s, and  $B \sim 10 \mu\text{G}$ , we find  $Rm \approx 50$  и  $L_{\text{AD}} \sim 0.5 \text{ pc}$  за МО (0.05 pc, за гъсти ядра). Thus we expect the gas to act like a fully ionized gas on scales larger than this, but to switch over to behaving hydrodynamically on small scales.

# Глава 9

## Гравитационна неустойчивост и колапс

### 9.1 Неустойчивост по Джинс. Сфера на Bonnor-Ebert

The derivation neglects viscous effects and assumes that the linearized version of the Poisson equation describes only the relation between the perturbed potential and the perturbed density (neglecting the potential of the homogeneous solution, the so-called ‘Jeans swindle’, see e.g. Binney and Tremaine, 1997). The third term in Equation (2.1) is responsible for the existence of decaying and growing modes, as pure sound waves stem from the dispersion relation  $\omega^2 - c_s^2 k^2 = 0$ . Perturbations are unstable against gravitational contraction if their wavenumber is below a critical value, the Jeans wavenumber  $k_J$ .

The Jeans instability has a simple physical interpretation in terms of the energy budget. The energy density of a sound wave is positive. However, its gravitational energy is negative, because the enhanced attraction in the compressed regions outweighs the reduced attraction in the dilated regions. The instability sets in at the wavelength  $\lambda_J$  where the net energy density becomes negative. The perturbation will grow allowing the energy to decrease even further. In isothermal gas, there is no mechanism that prevents complete collapse. In reality, however, during the collapse of molecular gas clumps, the opacity increases and at densities of  $n(\text{H}_2) \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  gas becomes optically thick and the heat generated by the collapse is no longer radiated away freely. The equation of state becomes adiabatic. Then collapse proceeds slower. The central region begins to heat up and contraction comes to a first halt. But as the temperature reaches  $T \approx 2000 \text{ K}$  molecular hydrogen begins to dissociate. The core becomes unstable again and collapse sets in anew. Most of the released gravitational energy goes into the dissociation of  $\text{H}_2$  so that the temperature rises only slowly. This situation is similar to the first isothermal collapse phase. When all molecules in the core are dissociated, the temperature rises sharply and pressure gradients again become able to halt the collapse. The second hydrostatic core has formed. This is the first occurrence of the protostar which subsequently grows in mass by the accretion of the still infalling material from the outer parts of the original cloud fragment. As this matter is still in free fall, most of the luminosity of the protostar at that stage is generated in a strongly supersonic accretion shock.

Finally at very high central densities ( $\rho \approx 1 \text{ g.cm}^{-3}$ ) fusion processes set in. This energy source leads to a new equilibrium (e.g. Tohline 1982): a new star is born.

Идеализирани предположения в модела:

- Наличие на подходящи пертурбации в средата. (Твърде нереалистично.)
- Фрагментацията спира при съществена непрозрачност. (Неизвестни геометрични фак-

тори и лъчисти загуби.)

- Първоначална хомогенност на средата и липса на зависимост от полето на скоростите. (Далеч от реалността на малки мащаби.)

## 9.2 Магнитна критична маса

## 9.3 Турбулентна поддръжка и колапс

Attempts to include the effect of turbulent motions into the star formation process were already being made in the middle of the XX century by von Weizsäcker (1943, 1951) based on Heisenberg's (1948a,b) concept of turbulence. He also considered the production of interstellar clouds from the shocks and density fluctuations in compressible turbulence. A more quantitative theory was proposed by Chandrasekhar (1951a,b), who investigated the effect of microturbulence in the subsonic regime. In this approach the scales of interest, e.g. for gravitational collapse, greatly exceed the outer scale of turbulence. If turbulence is isotropic (and more or less incompressible), it simply contributes to the pressure on large scales, and Chandrasekhar derived a dispersion relation similar to Equation (Jeans) by introducing an effective sound speed

$$c_{s,\text{eff}}^2 = c_s^2 + \frac{1}{3}\langle v^2 \rangle , \quad (9.1)$$

where  $\langle v^2 \rangle$  is the rms velocity dispersion due to turbulent motions.

In reality, however, the outer scales of turbulence typically exceed or are at least comparable to the size of the system (e.g. Ossenkopf and Mac Low, 2001), and the assumption of microturbulence is invalid. In a more recent analysis, Bonazzola et al. (1987) therefore suggested a wavelength-dependent effective sound speed  $c_{s,\text{eff}}^2(k) = c_s^2 + 1/3v^2(k)$  for Equation (Jeans). In this description, the stability of the system depends not only on the total amount of energy, but also on the wavelength distribution of the energy.

# Глава 10

## Обратно въздействие от новообразувани звезди

The final piece of physics we will discuss before moving on to the star formation process itself is the interaction of stellar radiation, winds, and other forms of feedback with the interstellar medium. Our goal is to understand the myriad ways that stars influence their environments. This is particularly relevant to star formation because for the most part these influences are exerted most strongly by young stellar populations, and therefore constitute an important part in the regulation of star formation.

Ще въведем две общи понятия, описващи обратното въздействие върху ISM. Да разгледаме куп звезди, потопени в първоначално хомогенно разпределен газ с плътност  $\rho$ . Те излъчват фотони и изхвърлят бариони (под формата на звездни ветрове), които внасят както импулс, така и енергия в околната среда. Вече видяхме, че молекулният и даже стъстеният атомен газ се нагряват доста трудно, поради ефективното охлаждане чрез излъчване. Увеличението на лъчистото нагряване с един порядък би довело до повишаване на температурата с едва десетина процента. Но при достатъчно високи температури или при продължително въздействие на лъчението, скоростта на охлаждане започва да намалява. От съществено значение е да разгранишим механизмите, способни да поддържат висока температура на газа за дълго време (от порядъка на и повече от характерното турбулентно време на облака), и механизмите, при които характерното време на охлаждане е по-кратко. Във втория случай внесената от фотони и бариони енергия няма значение, а само импулсът, тъй като той не се преизлъчва. При бързи (лъчили) загуби на енергия ще говорим за обратно въздействие с *внасяне на импулс*, а иначе – за такова с *внасяне на енергия*.

Можем да онагледим разграничението с два гранични случая. Нека “включим” звездите от купа в момент  $t = 0$ ; те започват да внасят енергия и импулс в окръжаващия ги газ съответно със скорости  $\dot{E}_w$  и  $\dot{p}_w$ . Няма значение дали носителите са фотони или бариони, стига отнесената маса да е съществено по-голяма от масата на самия вятър. Под действието на вятъра, газът в средата се движи радиално навън и се натрупва материал в разширяваща се обвивка. Да разгледаме свойствата на обвивката в граничните случаи на пълно изсветване на енергията и на задържане на цялата енергия.

- При **пълно изсветване** (radiated away, га) радиалният импулс на обвивката във всеки момент ще бъде равен на внесения към този момент импулс:

$$p_{\text{sh}} = M_{\text{sh}} v_{\text{sh}} = \dot{p}_w t ,$$

като кинетичната енергия на обвивката ще бъде:

$$E_{\text{ra}} = \frac{p_{\text{sh}}^2}{2M_{\text{sh}}} = \frac{1}{2}v_{\text{sh}}\dot{p}_w t$$

- При **пълно задържане** на енергията (energy conserving, ec) имаме просто

$$E_{\text{ec}} = \dot{E}_w t = \frac{2\dot{E}_w}{v_{\text{sh}}\dot{p}_w} E_{\text{ra}} = \frac{1}{v_{\text{sh}}} \cdot \frac{2\dot{E}_w}{\dot{p}_w} E_{\text{ra}}$$

Коефициентът  $2\dot{E}_w/\dot{p}_w$  е просто скоростта на вятъра; като при носители фотони тя е  $2\dot{E}_w/\dot{p}_w = c$ . Следователно енергията е по-голяма с фактор  $c/v_{\text{sh}}$  (при фотонен вятър) или  $v_w/v_{\text{sh}}$  (при барионен вятър) от случая на пълно изсветване. Тези величини не са малки: типичните скорости на разширяващи се обвивки са десетки km/s, докато звездните ветрове от массивни звезди достигат хиляди km/s. Ето защо има голямо значение къде точно между границите случаи на запазване на импулса (ra) и на запазване на енергията (ec) попада енергията на един механизъм на обратно взаимодействие.

## 10.1 Механизми на внасяне на импулс

### Ветрове, задвижвани от лъчението

The simplest form of feedback to consider is radiation pressure. Since the majority of the radiant energy deposited in the ISM will be re-radiated immediately, radiation pressure is (probably) a momentum-driven feedback. To evaluate the momentum it deposits, one need merely evaluate the integrals over the IMF we have written down using the bolometric luminosities of stars. (За НФМ ще говорим в Част 18.) Като използваме съвременна оценка на средното съотношение маса-светимост в галактиките  $\langle L/M \rangle \simeq 2200 \text{ erg.s}^{-1}.\text{g}^{-1}$ , получаваме скорост на внасяне на импулс:

$$\left\langle \frac{\dot{p}_{\text{rad}}}{M} \right\rangle = \frac{1}{c} \left\langle \frac{L}{M} \right\rangle = 7.3 \times 10^{-8} \text{ cm.s}^{-2} = 23 \text{ km/s.Myr}^{-1} \quad (10.1)$$

Така всеки грам звездно вещество за 1 Myr произвежда светлина, достатъчна да ускори 1 грам от ISM до скорости 23 km/s. For very massive stars, radiation pressure also accelerates winds off the star's surfaces; for such stars, the wind carries a bit under half the momentum of the radiation field. Including this factor raises the estimate by a few tens of percent. However, these winds may also be energy conserving, a topic we will approach momentarily (по-долу). Integrated over the lifetimes of the stars, за 100 Myr the total energy production is  $\sim 10^{51} \text{ erg. } M_{\odot}^{-1}$ . The majority of this energy is produced in the first  $\sim 5$  Myr of a stellar population's life, when the massive stars live and die. It is common to quote the energy budget in units of  $c^2$ , which gives a dimensionless efficiency with which stars convert mass into radiation. Doing so gives

$$\epsilon = \frac{1}{c^2} \left\langle \frac{E_{\text{rad}}}{M} \right\rangle = 6.2 \times 10^{-4} \quad (10.2)$$

и съответно бюджет на импулса на лъчението

$$\left\langle \frac{p_{\text{rad,tot}}}{M} \right\rangle = \frac{\epsilon}{c} \simeq 190 \text{ km/s} \quad (10.3)$$

This is an interesting number, since it is not all that different than the circular velocity a typical galaxy. It is a suggestion that the radiant momentum output by stars may be interesting in pushing matter around in galaxies – probably not by itself, but perhaps in conjunction with other effects.

## Протозвездни ветрове

All accretion disks appear to produce some sort of wind that carries away some of the mass and angular momentum, and protostars are no exception. The winds from these stars carry a mass flux of order a few tens of percent of the mass coming into the stars, and eject it with a velocity of order the Keplerian speed at the stellar surface. Note that these winds are distinct from the radiatively-driven ones that come from main sequence O stars. They are very different in both their driving mechanism and physical characteristics.

Protostellar winds are also a momentum-driven feedback mechanism поради their characteristic speeds. Consider a star of mass  $M_*$  and radius  $R_*$ . Its wind will move at a speed of order

$$v_w = \sqrt{\frac{GM_*}{R_*}} = 250 \cdot \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{R_*}{3R_\odot}\right)^{-1/2} \text{ km/s} \quad (10.4)$$

where the scalings are for typical protostellar masses and radii. The kinetic energy per unit mass carried by the wind is  $v_w^2/2$ , and when the wind hits the surrounding ISM it will shock and this kinetic energy will be converted to thermal energy. We can therefore find the post-shock temperature from energy conservation. The thermal energy per unit mass is  $(3/2)kT/\mu m_H$ , where  $\mu$  is the mean particle mass in H masses. Thus the post-shock temperature will be

$$T = \frac{\mu m_H v_w^2}{3k} \sim 5 \times 10^6 \text{ K} ; \quad (10.5)$$

for the fiducial speed above. This is low enough that gas at this temperature will be able to cool fairly rapidly, leaving us in the momentum-conserving limit.

Оценка на импулса, който може да бъде пренесен от протозвездните ветрове, може да се получи от усредняване по НФМ за някакво характерно време на образуване на група звезди  $t_{\text{form}}$ . For simplicity ние предполагаме, че the accretion rate during the formation stage is constant; again, this assumption actually makes no different to the result, it just makes the math easier. Thus a star of mass  $m$  accretes at a rate  $\dot{m} = m/t_{\text{form}}$  and during this time it produces a wind with a mass flux  $f\dot{m}$  that is launched with a speed  $v_K$ . In reality  $v_K$ ,  $f$  and the accretion rate probably vary over the formation time of a star, but to get a rough answer we can assume that they are constant. Тогава интегрирането по време и маси е тривиално. Така за усреднения бюджет на импулса от вятъра се получава:

$$\left\langle \frac{P_w}{M} \right\rangle = f v_K \quad (10.6)$$

Depending on the exact choices of  $f$  and  $v_K$ , this amounts to a momentum supply of a few tens of km/s per unit mass of stars. formed. Thus in terms of momentum budget, protostellar winds carry over the full lifetimes of the stars that produce them about as much momentum as is carried by the radiation each Myr. Thus if one integrates over the full lifetime of even a very massive, short-lived star, it puts out much more momentum in the form of radiation than it does in the form of outflows.

So why worry about outflows at all, in this case? First, because the radiative luminosities of stars increase steeply with stellar mass, the luminosity of a stellar population is dominated by its few most massive members. In small star-forming regions with few or no massive stars, the radiation pressure will be much less than our estimate, which is based on assuming full sampling of the IMF, suggests. On the other hand, protostellar winds produce about the same amount of momentum per unit mass accreted no matter what stars is doing the accreting – this is just because  $v_K$  is not a very strong function of stellar mass. This means that winds will be significant even in regions that lack massive stars, because they can be produced by low-mass stars too. Second, while winds carry less momentum integrated over stars' lifetimes, when they are on they are much more powerful. Typical formation times, we shall see, are of order a few times  $10^5$  yr, so the instantaneous production rate of wind momentum is typically  $\sim 100 \text{ km/s} \cdot \text{Myr}^{-1}$ , a factor of several higher than radiation pressure. Thus winds can dominate over radiation pressure significantly during the short phase when they are on.

## 10.2 Механизми на внасяне на енергия

### Йонизиращо лъчение

Massive stars produce significant amounts of ionizing radiation: средно  $S = 6 \times 10^{46}$  фотона в секунда на  $1 M_\odot$ , а за цялото време на живот на звездата  $\sim 4 \times 10^{60}$  фотона на  $1 M_\odot$ . Photons capable of ionizing hydrogen will be absorbed with a very short mean free path, producing a bubble of fully ionized gas within which all the photons are absorbed. The size of this bubble  $r_S$  can be found by equating the hydrogen recombination rate with the ionizing photon production rate, a самият мехур се нарича сфера на Strömgren. Лесно може да се покаже, че  $r_S \propto S^{1/3} n_0^{-2/3}$ , където  $n_0 = \rho_0 / \mu_H$  е началната концентрация на газа в сферата. При първоначална плътност на областта преди "включване" на лъчението  $\rho_0$  the pressure in the ionized region is  $\rho_0 c_{s,\text{ion}}^2$ , which is generally much larger than the pressure outside the ionized region, where  $c_{s,\text{ion}}$  is the sound speed in the ионизирания gas. As a result, the ionized region is hugely over-pressured compared to the neutral gas around it. The gas in this region will therefore begin to expand dynamically.

The time to reach ionization balance is short compared to dynamical timescales, so we can assume that ionization balance is always maintained as the expansion occurs. Следователно, at the start of expansion  $\rho_i = \rho_0$ , a сetne  $\rho_i \propto r_i^{-3/2}$  as expansion proceeds. Since the expansion is highly supersonic with respect to the external gas, there is no time for sound waves to propagate away from the ionization front and pre-accelerate the neutral gas. Instead, this gas must be swept up by the expanding H II region. However, since  $\rho_i \ll \rho_0$ , the mass that is swept up as the gas expands must reside not in the ionized region interior, but in a dense neutral shell at its edges. At late times, when  $r_i \gg r_S$ , we can neglect the mass in the shell interior in comparison to that in the shell, and simply set the shell mass equal to the total mass swept up:  $M_{\text{sh}} = (4/3)\pi r_i^3 \rho_0$ .

We can write down the equation of motion for this shell. If we neglect the small ambient pressure, then the only force acting on the shell is the pressure  $\rho_i c_{s,\text{ion}}^2$  exerted by ionized gas in the H II region interior. Conservation of momentum therefore requires that

$$\frac{d}{dt}(M_{\text{sh}} \dot{r}_i) = 4\pi r_i^2 \rho_i c_{s,\text{ion}}^2$$

и с използване на скалирането  $\rho_i = \rho_0(r_i/r_0)^{-3/2}$  получаваме обикновено диференциално уравнение за размера на разширяващата се обвивка:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{3} r_i^3 \dot{r}_i \right) = c_{s, \text{ion}}^2 r_i^2 \left( \frac{r_i}{r_s} \right)^{-3/2} \quad (10.7)$$

Аналитично решение е възможно за късни еволюционни етапи ( $r_i \gg r_s$ ) с гранично условие  $r_i \approx 0$  при  $t \rightarrow 0$ . Това става с търсене на решение от вида  $r_i = f r_s (t/t_s)^\eta$ , където нормировката по време се избира  $t_s = r_s/c_{s, \text{ion}}$ . След известни пресмятания получаваме:

$$r_i = r_s \left( \frac{7t}{2\sqrt{3}t_s} \right)^{4/7}; \quad (10.8)$$

Какви са тогава effects of an expanding H II region? There are several: ionization can eject mass, drive turbulent motions, and possibly even disrupt clouds entirely. First consider mass ejection. In our simple calculation, we have taken the ionized gas to be trapped inside a spherical H II region interior. In reality, though, once the H II region expands to the point where it encounters a low density region at a cloud edge, it will turn into a “blister” type region, and the ionized gas will freely escape into the low density medium. The mass flux carried in this ionized wind will be roughly  $\dot{M} = 4\pi r_i^2 \rho_i c_{s, \text{ion}}$ , i.e. the area from which the wind flows times the characteristic density of the gas at the base of the wind times the characteristic speed of the wind. Substituting in our similarity solution, we have

$$\dot{M} = 4\pi r_s^2 \rho_i c_{s, \text{ion}} \left( \frac{7t}{2\sqrt{3}t_s} \right)^{2/7} = 7.2 \times 10^{-3} t_6^{2/7} S_{49}^{4/7} n_2^{-1/7} T_{i,4}^{1/7} M_\odot \text{yr}^{-1}, \quad (10.9)$$

където  $t_6 = t/10^6$  yr,  $S_{49} = S/10^{49}$  s<sup>-1</sup>,  $n_2 = n/100$  cm<sup>-3</sup>, а  $T_{i,4} = T/10^4$  K. We therefore see that, over the roughly 3-4 Myr lifetime of an O star, it can eject  $\sim 10^3 - 10^4 M_\odot$  of mass from its parent cloud, provided that cloud is at a relatively low density (i.e.  $n_2$  is not too big). Thus massive stars can eject many times their own mass from a molecular cloud.

А доколко йонизиращото лъчение е в състояние да задвижи турбулентни движения? We can also estimate the energy contained in the expanding shell.

$$E_{\text{sh}} = \frac{1}{2} M_{\text{sh}} \dot{r}_i^2 = 8.1 \times 10^{47} t_6^{6/7} S_{49}^{5/7} n_2^{-10/7} T_{i,4}^{10/7} \text{erg} \quad (10.10)$$

For comparison, the gravitational binding energy of a  $10^5 M_\odot$  GMC with a surface density of  $0.03 \text{ g.cm}^{-2}$  is  $\sim 10^{50}$  erg. Thus a single O star's H II region provides considerably less energy than this. On the other hand, the collective effects of  $\sim 10^2$  O stars, with a combined ionizing luminosity of  $10^{51} \text{ s}^{-1}$  or so, can begin to produce H II regions whose energies rival the binding energies of individual GMCs. This means that H II region shells may sometimes be able to unbind GMCs entirely. Even if they cannot, they may be able to drive significant turbulent motions within GMCs.

We can also compute the momentum of the shell, for comparison to the other forms of feedback we discussed previously:  $p_{\text{sh}} = M_{\text{sh}} \dot{r}_i \propto S_{49}^{4/7} t_6^{9/7}$ . Since this is non-linear in  $S_{49}$  and in time, the effects of H II regions will depend on how the stars are clustered together, and how long they live. To get a rough estimate, though, we can take the typical cluster to have an ionizing luminosity around  $10^{49}$ , since by number most clusters are small, and we can adopt an age of 4 Myr. This means that (also using  $n_2 = 1$  and  $T_{i,4} = 1$ ) the momentum injected per  $10^{49}$  photons/s of luminosity is  $p = 3 - 5 \times 10^5 M_\odot \text{km/s}$ . Recalling that we get  $6.3 \times 10^{46}$

photons/s  $M_{\odot}^{-1}$  for a zero-age population, this means that the momentum injection rate for H II regions is roughly

$$\left\langle \frac{p_{\text{HII}}}{M} \right\rangle \sim 3 \times 10^3 \text{ km/s} ; \quad (10.11)$$

This is obviously a very rough calculation, and it can be done with much more sophistication, but this analysis suggests that H II regions are likely the dominant feedback mechanism compared to winds and лъчично налягане.

There is one important caveat (уговорка) to make, though. Although in the similarity solution we formally have  $v_i \rightarrow \infty$  as  $r_i \rightarrow 0$ , in reality the ionized region cannot expand faster than roughly the ionized gas sound speed: one cannot drive a 100 km/s expansion using gas with a sound speed of 10 km/s. As a result, all of these effects will not work in any cluster for which the escape speed or the virial velocity exceeds  $\sim 10$  km/s. This is not a trivial limitation, since for very massive star clusters the escape speed can exceed this value. An example is the R136 cluster in the LMC, which has a present-day stellar mass of  $5.5 \times 10^4 M_{\odot}$  inside a radius of 1 pc. The escape speed from the stars alone is roughly 20 km/s. Assuming there was gas in the past when the cluster formed, the escape speed must have been even higher. For a region like this, H II regions cannot be important.

## Звездни ветрове

We have already seen that the momentum carried by these winds is fairly unimportant in comparison to the momentum of the protostellar outflows or the radiation field, let alone the momentum provided by H II regions. However, because of the high wind velocities при О звез-дите ( $v_w \sim 1000 - 2500$  km/s; вж. формула 10.4), repeating the analysis we performed for protostellar jets yields a characteristic post-shock temperature that is closer to  $10^8$  K than  $10^6$  K. Gas at such high temperatures has a very long cooling time, so we might end up with an energy-driven feedback. Since the winds are radiatively driven, they tend to carry momenta comparable to that carried by the stellar radiation field. The observed correlation between stellar luminosity and wind momentum is

$$\dot{M}_w v_w \approx 0.5 \frac{L_*}{c} \quad (10.12)$$

where  $L_*$  is the stellar luminosity. This implies that the mechanical luminosity of the wind is

$$L_w = \frac{1}{2} \dot{M}_w v_w^2 = \frac{L_*^2}{8 \dot{M}_w c^2} \quad (10.13)$$

и оттук можем да пресметнем пълната енергия, пренесена от вята за  $\sim 4$  Myr lifetime of a massive star – not much less than the amount of energy released when the star goes supernova. If energy is conserved, and we assume that about half the available energy goes into the kinetic energy of the shell and half is in the hot gas left in the shell interior, conservation of energy then requires that

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{2}{3} \pi \rho_0 r_b^3 \dot{r}_b^2 \right) \approx \frac{1}{2} L_w ;$$

Това уравнение отново се решава с полагане от типа  $r_b = A t^n$  и така за радиуса на мехура (buble) получаваме:

$$r_b = 16 L_{*,5}^{2/5} \dot{M}_{-7}^{-1/5} n_2^{-1/5} t_6^{3/5} \text{ pc} , \quad (10.14)$$

където светимостта е нормирана на  $10^5 L_\odot$ , а загубите на маса – на  $10^{-7} M_\odot$ . Note that this is greater than the radius of the comparable H II region, so the wind will initially move faster and drive the H II region into a thin ionized layer between the hot wind gas and the outer cool shell – *if the energy-driven limit is correct*. A corollary of this is that the wind would be even more effective than the ionized gas at ejecting mass from the cloud. However, this may not be correct, because this solution assumes that the energy carried by the wind will stay confined within a closed shell. This may not be the case: the hot gas may instead break out and escape, imparting relatively little momentum. Whether this happens or not is difficult to determine theoretically, but can be addressed by observations.

В частност, if the shocked wind gas is trapped inside the shell, it should produce observable x-ray emission. We can quantify how much x-ray emission we should see with a straightforward argument. It is easiest to phrase this argument in terms of the pressure of the x-ray emitting gas, which is essentially what an x-ray observation measures. С прости пресмятания и с използване на връзката (10.12) стигаме до:

$$\frac{P_X}{P_{\text{rad}}} \approx \frac{v_w}{v_{\text{exp}}} ,$$

Thus if shells expand със скорост  $v_{\text{exp}}$  in the energy-driven limit due to winds, the pressure of the hot gas within them should exceed the direct radiation pressure by a factor of roughly  $v_w/v_{\text{exp}}$ . In contrast, the momentum driven gas gives  $P_X/P_{\text{rad}} \sim 1/2$ , since the hot gas exerts a force that is determined by the wind momentum, which is roughly half the momentum carried by the stellar radiation field.

## Свръхнови

We can think of the energy and momentum budget from supernovae as simply representing a special case of the lifetime budgets: all the energy and momentum of the supernova is released in a single burst at the lifetime of the star in question. We normally assume that the energy yield per star is  $10^{51}$  erg, and have to make some estimate of the minimum mass at which a SN will occur, which is roughly  $m_{\text{min}} = 8 M_\odot$ . We can also, if we want, imagine mass ranges where other things happen, for example direct collapse to black hole, pair instability supernova that produce more energy, or something more exotic. These choices usually don't make much difference, though, because they affect very massive stars, and since the supernova energy yield (unlike the luminosity) is not a sharp function of mass, the relative rarity of massive stars means they make a small contribution.

Given this preamble, we can write the approximate supernova energy yield per unit mass as

$$\left\langle \frac{E_{\text{SN}}}{M} \right\rangle \equiv E_{\text{SN}} \left\langle \frac{N_{\text{SN}}}{M} \right\rangle = 1.1 \times 10^{49} \text{ erg} \cdot M_\odot^{-1} , \quad (10.15)$$

при оценка за пълния брой звезди на единица маса  $\langle N_{\text{SN}}/M \rangle = 0.011 M_\odot^{-1}$  (с използване на НФМ по Chabrier; вж. Част 17) и с приемане на фиксирана  $E_{\text{SN}} = 10^{51}$  erg при избухване на една свръхнова. Note that this, plus the Milky Way's SFR of  $\sim 1 M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ , is the basis of the oft-quoted result that we expect  $\sim 1$  supernova per century in the Milky Way.

The momentum yield from SN can be computed in the same way. This is slightly more uncertain, because it is easier to measure the SN energy than its momentum – the latter requires the ability to measure the velocity or mass of the ejecta before they are mixed with significant amounts of ISM. However, roughly speaking the ejection velocity is  $v_{\text{ej}} \approx 10^9 \text{ cm/s}$ ,

which means that the momentum is  $p_{\text{SN}} = 2E_{\text{SN}}/v_{\text{ej}}$ . Adopting this value, we have

$$\left\langle \frac{p_{\text{SN}}}{M} \right\rangle = \frac{2}{v_{\text{ej}}} \left\langle \frac{E_{\text{SN}}}{M} \right\rangle = 55 \left( \frac{v_{\text{ej}}}{10^9 \text{ cm/s}} \right)^{-1} \text{ km/s} ; \quad (10.16)$$

Physically, this means that every  $M_{\odot}$  of stellar matter provides enough momentum to raise another  $M_{\odot}$  of matter to a speed of 55 km/s. This is not very much compared to other feedbacks, but of course supernovae, like stellar winds, may have an energy-conserving phase where their momentum deposition grows. We will discuss the question of supernova momentum deposition more in the next few classes as we discuss models for regulation of the star formation rate.

# Глава 11

## Обобщение: звездообразуването като съвкупност от процеси на много скали

По своята същност, звездообразуването е феномен, който обхваща много пространствени скали и включва разнообразни физически процеси. Много е трудно – ако изобщо е възможно – да се разгледа отделен процес. Опростените теоретични подходи обикновено търсят неуспех.

1. Stars form from the complex interplay of self-gravity and a large number of competing processes (such as turbulence, B-field, feedback, thermal pressure)
2. Thermodynamic properties of the gas (heating vs cooling) play a key role in the star formation process
3. Detailed studies require the consistent treatment of many different physical and chemical processes (theoretical and computational challenge)
4. Star formation is regulated by several feedback loops, which are still poorly understood
5. Primordial star formation shares the same complexities as present-day star formation

# **Част III**

## **Области на звездообразуване**

# Глава 12

## Гигантски молекулярни облаци

Сега ще разгледаме по-подробно процесите на звездообразуване от големи към малки скали. В Част III ще разгледаме различните структури, които се наблюдават в областите на звездообразуване. Ще започнем с характеристиките на GMCs, най-вече в Млечния път и в близките галактики, където тези обекти могат да бъдат разделени на изображенията. Разбира се, наблюденията в нашата Галактика се отличават с по-висока резолюция. Предимството да работим с данни за други галактики е че можем разглеждаме извадка от GMCs, неповлияна от ефекти на проекция или несигурност на разстоянието<sup>1</sup>. Това ни дава възможност да правим статистически оценки, каквито локално, в Млечния път, биха били твърде несигурни.

### 12.1 Физични характеристики

#### Маси и тяхното определяне

The most basic quantity we can measure for a molecular cloud is its mass. However, this also turns out to be one of the trickiest quantities to measure. The most commonly used method for inferring masses is based on molecular line emission, because lines are bright and easy to see even in external galaxies. The three most commonly-used species on the galactic scale are  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ , and, more recently, HCN.

For emitting molecules in LTE at temperature  $T$ , it is easy to show from the radiative transfer equation that the intensity emitted by a cloud of optical depth  $\tau_\nu$  at frequency  $\nu$  is simply

$$I_\nu = (1 - \exp(-\tau_\nu)) B_\nu(T) , \quad (12.1)$$

където  $B_\nu(T)$  е Планковата функция. При оптично много дебел облак ( $\tau_\nu \gg 1$ ), експонентата в горната формула клони към нула и  $I_\nu \rightarrow B_\nu(T)$ . В другия крайен случай на оптично много тънък облак ( $\tau_\nu \ll 1$ ) имаме  $\exp(-\tau_\nu) \approx 1 - \tau_\nu$  и  $I_\nu \approx \tau_\nu B_\nu(T)$ . Така интензитетът е просто пропорционален на оптичната дебелина, която от своя страна е пропорционална на колонковата плътност. Това ни позволява да приложим прост метод за оценка на колонковата плътност по наблюдения на МО в линиите на  $^{13}\text{CO}$  и  $^{12}\text{CO}$  ( $J = 1 \rightarrow 0$ ).

- *Оптично тънки линии*

---

<sup>1</sup>Тъй като можем да приемем, че всички GMCs в дадената галактика се намират на едно и също разстояние.

Ако предположим, че линията  $^{12}\text{CO}$  е оптично дебела (което почти винаги е така), то  $I_\nu \approx B_\nu(T)$  и от измерения интензитет можем непосредствено да определим температурата  $T$ . После можем да приемем, че молекулите на  $^{13}\text{CO}$  са при същата температура, т.е.  $B_\nu(T)$  е същата и за двата ансамбъла, като пренебрегнем малката разлика между честотите. Сега можем да решим уравнението (12.1) за оптичната дебелина  $\tau_\nu$ . Ако означим с  $N_{^{13}\text{CO}}$  колонковата плътност на  $^{13}\text{CO}$ , то при LTE приносите към колонковата плътност от молекули в основно и първо възбудено ниво ще бъдат:

$$N_0 = N_{^{13}\text{CO}} / Z(T) ; \quad N_1 = \exp(-T/T_1) N_{^{13}\text{CO}} / Z(T) ,$$

където  $Z(T)$  е статистическата сума по квантови състояния, а  $T_1 = 5.3$  К е температурата, съответстваща на първото възбудено ниво. Линейната непрозрачност, с размерност оптична дебелина на единица дължина<sup>2</sup>, зависи от коефициентите на Айнщайн за спонтанна абсорбция  $B_{01}$  и за стимулирана емисия  $B_{10}$  (с размерност  $\text{s}^{-1} \cdot \text{erg}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr}$ ) и функцията на профила на линията  $\phi_\nu$ :

$$\kappa'_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} (n_0 B_{01} - n_1 B_{10}) , \quad (12.2)$$

като  $n_0$  и  $n_1$  са съответно концентрациите на молекулите в основно и първо възбудени нива. Съответно за централната оптична дебелина на линията имаме израз, в който участват колонковите плътности  $N_0$  и  $N_1$ :

$$\tau_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} (N_0 B_{01} - N_1 B_{10}) , \quad (12.3)$$

Знаеики  $\tau_\nu$  от измерения интензитет на линията, можем да определим  $\phi_\nu$  просто от нейния профил. От друга страна,  $N_0$  и  $N_1$  зависят само от  $N_{^{13}\text{CO}}$  и от температурата (която вече също ни е известна). Така уравнение (12.3) може да се реши за  $N_{^{13}\text{CO}}$ . На практика процедурата е малко по-сложна: оптичната дебелина и профила на линията се апроксимират едновременно – но идеята е същата. Накрая се пресмята колонковата плътност на  $\text{H}_2$ , като се използват оценки за съотношенията  $N_{^{12}\text{CO}}/N_{\text{H}_2}$  и на  $N_{^{13}\text{CO}}/N_{\text{H}_2}$ .

Струва си да се отбележат някои важни недостатъци на този подход:

- Необходимост от допълнителни оценки за  $N_{^{12}\text{CO}}/N_{\text{H}_2}$  и  $N_{^{13}\text{CO}}/N_{\text{H}_2}$ . Първото съотношение е особено трудно за определяне, защото наблюдателните данни категорично свидетелстват за вариране на  $N_{^{13}\text{CO}}/N_{^{12}\text{CO}}$  с галактоцентричното разстояние.
- Предположението, че  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  са при една и съща температура, може да не е вярно, защото емисията на  $^{12}\text{CO}$  идва предимно от повърхностните слоеве, докато тази на  $^{13}\text{CO}$  – от целия облак. И тъй като повърхността на облака обикновено е по-топла от дълбоките му недра, това вероятно ще доведе до подценяване на температурата на възбудждане на молекулите  $^{13}\text{CO}$  оттук – на колонковата плътност. Проблемът може да се окаже още по-сериозен, защото по-ниското количество на  $^{13}\text{CO}$  означава, че самоекранирането спрямо дисоцииращото UV излъчване не е така ефективно, както при  $^{12}\text{CO}$ . В такъв случай молекулата няма да бъде налична във външните части на облака и те няма да имат принос към пресметнатата колонкова плътност.

<sup>2</sup>Да не се бърка с коефициента на непрозрачност  $\kappa_\nu$ , който има размерност  $\text{cm}^2/\text{g}$ .

- Тъй като линията  $^{13}\text{CO}$  е оптически тънка, тя просто е с по-слаб интензитет. Следователно, методът като цяло може да се използва само за области в Млечния път, но не и в други галактики.

- *Optично дебели линии*

Optically thick lines are nice and bright, so we can see them in distant galaxies. The challenge for an optically thick line is how to infer a mass, given that we're really only seeing the surface of a cloud. Our standard approach here is to define an  $X$  factor: a scaling between the observed frequency-integrated intensity along a given line of sight and the column density of gas along that line of sight.

The immediate question that occurs to us after defining the  $X$  factor is: why should such a scaling exist at all? Given that the cloud is optically thick, why should there be a relation between column density and intensity at all? Here's why: consider optically thick line emission from a cloud of mass  $M$  and radius  $R$  at temperature  $T$ . The mean column density is  $N = M/(\mu\pi R^2)$ , where  $\mu = 3.9 \times 10^{-24}$  g is the mass per H<sub>2</sub> molecule. The total integrated intensity we expect to see from the line is

$$\int I_\nu d\nu = \int [1 - \exp(-\tau_\nu)] B_\nu(T) d\nu$$

The optical depth at line center is  $\tau_{\nu_0} \gg 1$  and for a Gaussian line profile the optical depth at frequency  $\nu$  is

$$\tau_\nu = \tau_{\nu_0} \exp \left[ -\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2(\nu_0 \sigma_{1D}/c)^2} \right] ; \quad (12.4)$$

Since the integrated intensity depends on the integral of  $\tau_\nu$ , we expect that the integrated intensity will depend on  $\sigma_{1D}$ . To get a sense of how this dependence will work, let us adopt a very simplified yet schematically correct form for  $\tau_{nu}$ . We will take the opacity to be a step function, which is infinite near line center and drops sharply to 0 far from line center. The frequency at which this transition happens will be set by the condition  $\tau_\nu = 1$ , which gives  $\Delta\nu = |\nu - \nu_0| = \nu_0 \sqrt{2 \ln \tau_{\nu_0}} (\sigma_{1D}/c)$ , което съответства на Доплерово отместване  $\Delta v = \sqrt{2 \ln \tau_{\nu_0}} \sigma_{1D}$ . For this step-function form of  $\tau_\nu$ , the emitted brightness temperature  $T_{b,v}$  is  $T$  за  $|v - v_0| < \Delta v$  и 0 в останалите случаи. Тогава

$$I_{\text{CO}} = \int T_{b,v} dv = 2T \delta v = \sqrt{8 \ln \tau_{\nu_0}} \sigma_{1D} T$$

Съответно за  $X$  фактора (с размерност  $\text{cm}^{-2} \cdot (\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1})^{-1}$ ) получаваме обща зависимост:

$$\begin{aligned} X &= \frac{M/(\mu\pi R^2)}{I_{\text{CO}}} = 10^5 \frac{(8 \ln \tau_{\nu_0})^{-1/2}}{T \mu \pi} \frac{M}{\sigma_{1D} R^2} = 10^5 \frac{(8 \ln \tau_{\nu_0})^{-1/2}}{T \mu \pi} \frac{M^{1/2} (M/R^3)^{1/2}}{\sigma_{1D} R^{1/2}} \\ &= 10^5 \frac{(\mu \ln \tau_{\nu_0})^{-1/2}}{T} \sqrt{\frac{5n}{6\pi\alpha_{\text{vir}}G}}, \end{aligned} \quad (12.5)$$

where  $n = 3M/(4\pi R^3)$  is the number density of the cloud,  $\alpha_{\text{vir}}$  е вириалният параметър, а факторът  $10^5$  идва от факта, че измерваме  $I_{\text{CO}}$  в km/s, а не cm/s. До известна степен всички молекуларни облаци имат сравними обемни концентрации на големи

scales and are virialized, this suggests that there should be a roughly constant CO  $X$  factor. If we plug in  $T = 10$  K,  $n = 100 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\alpha_{\text{vir}} = 1$ , and  $\tau_{\nu_0} = 100$ , this gives  $X_{\text{CO}} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} (\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1})^{-1}$ . This argument is a simplified version of a more general technique of converting between molecular line luminosity and mass called the large velocity gradient approximation, introduced by Goldreich & Kwan (1974). The basic idea of all these techniques is the same: for an optically thick line, the total intensity you get out will be determined not directly by the amount of gas, but instead by the range in velocity / frequency that the cloud occupies.

Of course this calculation has a few problems – we have to assume a volume density, and there are various fudge factors like  $a$  floating around. Moreover, we had to assume virial balance between gravity and internal motions. This implicitly assumes that both surface pressure and magnetic fields are negligible, which they may not be. Making this assumption would necessarily make it impossible to independently check whether molecular clouds are in fact in virial balance between gravity and turbulent motions. In practice, the way we get around these problems is by determining  $X$  factors by empirical calibration. We generally do this by attempting to measure the total gas column density by some tracer that measures all the gas along the line of sight, and then subtracting off the observed atomic gas column – the rest is assumed to be molecular.

## Разпределение по маси

Armed with these techniques for measuring molecular cloud masses, what do we actually see? The answer is that in both the Milky Way and in a collection of nearby galaxies, the molecular cloud mass distribution in the cloud seems to be well-fit by a truncated powerlaw,

$$\frac{dN}{dM} = N_{\text{up}} \left( \frac{M_{\text{up}}}{M} \right)^\gamma, \quad M \leq M_{\text{up}}; \quad (12.6)$$

Тук  $M_{\text{up}}$  е максималната измерена маса на MCs, а  $N_{\text{up}}$  е съответният брой такива обекти.

In the inner, H<sub>2</sub>-rich parts of galaxies, the slope is typically  $\gamma \sim -2$  to  $-1.5$ . In the outer, molecule-poor regions of galaxies, and in dwarf galaxies, it is  $-2$  to  $-2.5$ . These measurements imply that, since the bulk of the molecular mass is found in regions with  $\gamma > -2$ , most of the molecular mass is in large clouds rather than small ones. This is just because the mass in some mass range is proportional to  $(dN/dM)MdM \sim M^{2+\gamma}$ .

## 12.2 Скалиращи отношения

Observations of GMCs in the Milky Way and in nearby galaxies yield three basic results, which are known as Larson's Laws, since they were first pointed in Larson (1981). The physical significance of these observational correlations is still debated today.

### Скалиране на средната плътност

The first is the molecular clouds have characteristic surface densities of  $\sim 100 M_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$ . This appears to be true of molecular in the clouds in the Milky Way and in all nearby galaxies where we can resolve individual clouds. There may be some residual weak dependence on the galactic environment –  $\sim 50 M_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$  in low clouds surface density, low metallicity galaxies like the

LMC, up  $\sim 200 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$  in molecule- and metal-rich galaxies like M51, but generally around that mean value.

Note that the universal column density combined with GMC mass spectrum implies a characteristic volume density for GMCs:

$$\langle n \rangle = \frac{3M}{4\pi R^3 \mu} = 23\Sigma_2^{3/2} M_6^{-1/2} \text{ cm}^{-3}, \quad (12.7)$$

където  $\Sigma_2 = \Sigma / (100 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2})$ ,  $M_6 = M / 10^6 M_{\odot}$ , а за средната маса на частица в молекулния газ се приема  $\mu = 3.9 \times 10^{-24} \text{ g}$ . Ако повърхностната плътност се приеме за постоянна при молекулярните облаци, то  $M \propto \Sigma R^2 \propto R^2$  и тогава масата трябва да се скалира като:

$$\langle n \rangle \propto R^{-1} \quad (12.8)$$

Всъщност, Larson (1981) получава  $\langle n \rangle \propto R^{-1.1}$  за голяма извадка от облаци и облачни фрагменти.

There is an important possible caveat to this, however, which is sensitivity bias: GMCs with surface densities much lower than this value may be hard to detect in CO surveys. However, there is no reason that higher surface density regions should not be detectable, so it seems fairly likely that this is a physical and not just observational result (though that point is disputed).

## Скалиране на скоростта

The GMCs obey a linewidth-size relation. The velocity dispersion of a given cloud depends on its radius. Solomon et al. (1997) find  $\sigma = (0.72 \pm 0.07)(R/1 \text{ pc})^{0.5 \pm 0.05} \text{ km.s}^{-1}$  in the Milky Way. For a sample of a number of external galaxies, Bolatto et al. (2008) find  $\sigma = 0.44(R/1 \text{ pc})^{0.60 \pm 0.10} \text{ km.s}^{-1}$ . Within individual molecular clouds Heyer & Brunt (2004) find  $\sigma = 0.9(R/1 \text{ pc})^{0.56 \pm 0.02} \text{ km.s}^{-1}$ . (Figure 8.3). Обобщено, ако означим с  $\sigma_0$  дисперсията на скоростите на скала 1 pc, законът за скалиране на скоростта се записва във вида:

$$\sigma = \sigma_0 \left( \frac{R}{1 \text{ pc}} \right)^{1/2}; \quad (12.9)$$

One interesting thing to notice here is that the exponents of the observed linewidth-size relation within a single cloud is quite close to  $\sigma \sim R^{0.5}$  that is a generic result of supersonic turbulence. However, turbulence alone does not explain why all molecular clouds follow the same linewidth-size relation, in the sense that not only is the exponent the same, but the normalization is the same. It would be fully consistent with supersonic turbulence for different GMCs to have very different levels of turbulence, so that two clouds of equal size could have very different velocity dispersions. Thus the fact that turbulence in GMCs is universal is an important observation.

## Виреализация на облаци

Третият резултат на Larson е, че МО са в приблизително виреализация равновесие между гравитацията и турбулентността, т.e. че  $\alpha_{\text{vir}} \approx 1$ . Това се потвърждава от съгласуваността между стойността на  $X$ -фактора, пресметната при предположение  $\alpha_{\text{vir}} = 1$ , и определената по други методи. След Larson, до подобен резултат ( $\alpha_{\text{vir}} = 1.1$ ) стигат Solomon et al. (1987), а за външни галактики – Bolatto et al. (2011). Това обаче изглежда е валидно само за

достатъчно масивни GMCs; облаци с маси  $\lesssim 10^4 M_{\odot}$  се характеризират с  $\alpha_{\text{vir}} \gg 1$  и вероятно се удържат не от гравитацията, а от външно налягане.

Важно е да се отбележи, че трите закона на Larson са взаимозависими. Ако заместим закона за скалиране на скоростта (формула 12.9) в израза за вириалния параметър, ще получим:

$$\alpha_{\text{vir}} = \frac{5\sigma^2 R}{GM} = \left( \frac{5}{\pi \cdot \text{pc}} \right) \frac{\sigma_0^2}{G\Sigma} = 3.7 \left( \frac{\sigma_0}{1 \text{ km/s}} \right)^2 \left( \frac{100 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}}{\Sigma} \right); \quad (12.10)$$

Така се вижда, че ако законът за скалиране на скоростта е универсален, това предполага постоянна повърхностна плътност на облаците и обратно. Универсалният коефициент в закона на скалиране на скоростта пък води до закон за вириализация на облаците.

## 12.3 Характерни времена

Perhaps the most difficult thing to observe about GMCs are the timescales associated with their behavior. These are always long compared to any reasonable observation time, so we must instead infer timescales indirectly. In order to help understand the physical implications of GMC timescales, it is helpful to compare these to the characteristic timescales implied by Larson's Laws.

### Турбулентно характерно време и време на свободно падане

Турбулентното характерно време е типичното време, за което потокът ще прекоси облака, и затова в англоезичната литература се нарича crossing time (време за пресичане). Можем да го изразим като функция на масата, повърхностната плътност и вириалния параметър по следния начин:

$$t_{\text{cr}} \equiv \frac{R}{\sigma} \approx \frac{1}{\sqrt{\alpha_{\text{vir}} G}} \left( \frac{M}{\Sigma^3} \right)^{1/4} = 14 \alpha_{\text{vir}}^{-1/2} M_6^{1/4} \Sigma_2^{-3/4} \text{ Myr} \quad (12.11)$$

Времето на свободно падане може да се дефинира като времето, необходимо за гравитационен колапс на облака при липсата на съществена поддръжка от газовото налягане или турбулентността.

### Време на изчерпване

Особено важна времева характеристика на GMC е скоростта, с която от него се образуват звезди. Под *време на изчерпване* ще разбираме call this the depletion time

### Време на живот

### Предзвездно характерно време

# Глава 13

## Образуване и структура на молекулярни облаци

### 13.1 Сценарии за възникване на облаци

#### Сблъсъци и коагулация

Един от най-простите модели за образуването на МО е този на *коагулацията*, предложен първоначално от Oort (1954) и впоследствие разработен от мнозина автори (напр. Field 1965; Kwan 1979; Tomisaka 1984; Tasker and Tan 2009). Той се основава на представата за ISM, в която студеният атомен и молекулен газ е разпределен в множество от дискретни облаци с широк диапазон от маси. Малките атомарни облаци възникват направо от топлия атомен газ поради топлинна неустойчивост (Field 1965). Сетне сблъсъците между тези обекти водят до дисипация на енергия и така се стига до коагулации, с образуването на по-големи облаци. Щом облациите достигнат достатъчно големи размери, те са в състояние да се самоекранират от междузвездното радиационно поле (ISRF); в този момент в тях започва да преобладава молекулният газ. Но и след като са се превърнали в молекулярни, облациите продължават да търсят постоянно сблъсъци и могат да станат твърде масивни. Процесът в даден облак прекъсва, когато обратното въздействие от звездите (вж. Част 10) е в състояние да го разсее.

Моделът има няколко силни страни. Стохастичността на процеса на сблъсъци между облациите води по естествен начин към степенна функция на масите, а фактът, че такива сблъсъци стават по-често в сгъстени зони от галактичния диск, осигурява просто обяснение за повишена концентрация на молекулен газ и продължаващото звездообразуване в повечето спирални ръкави. Освен това, моделът на коагулация лесно възпроизвежда облаци, които се въртят в обратна посока спрямо галактичния диск и обяснява честотата, с която такива обекти се срещат в ISM (see e.g. Phillips 1999; Imara and Blitz 2011).

За жалост обаче, моделът има и големи проблеми. Докато малките МО могат да възникнат сравнително бързо, за гигантските с маси  $10^5 - 10^6 M_{\odot}$  ще са необходими времена около 100 Myr или повече (Blitz and Shu 1980). Това е на порядък повече от повечето оценки за времето на живот на типичните GMCs (Blitz et al. 2007), чието възникване в разредени зони, а също наличието им в междуръкавните пространства (напр. в M51, Hughes et al. 2013) не може да бъде обяснено от модела. Друг проблем от фундаментален характер е, че не е ясно доколко реална е представата за ISM, в която GMCs са дискретни обекти с добре дефинирани маси и граници. Наблюденията сочат, че GMCs са повсемес-

тно потопени в обширни обвивки от атомен газ (see e.g. Wannier et al. 1983; Elmegreen and Elmegreen 1987; Lee et al. 2012; Heiner and Vazquez-Semadeni 2013; Motte et al. 2014). В такъв случай това, което наричаме “граница” на един GMC – определена от детектируемостта на CO емисия – най-вероятно представлява просто химичен преход в газа, а не рязка промяна на плътността. Най-сетне, значителна част от молекулния газ в една галактика се съдържа в обширна дифузна компонента, а не в дискретни облаци (see e.g. Pety et al. 2013; Shetty et al. 2014; Smith et al. 2014). Последното откритие поражда още съмнения относно предсказанията на модела за сблъсъци между облаци.

## Сливащи се потоци

Изобщо е твърде вероятно MO да не са дискретни обекти с дълго време на живот, а да представляват просто най-плътните зони в турбулентен газов поток със значително по-големи размери. Такава представа мотивира създаването на алтернативен модел за възникване на облаци, известен като *модел на сливащи се потоци* (converging flows). Основната идея е, че облаци възникват в сгъстените зони след преминаване на ударен фронт, когато по-разредени газови потоци се сблъскват и взаимодействват. Ако потоците първоначално се състоят от топъл атомен газ, сблъсъкът им ще породи топлинна неустойчивост, която от своя страна води до бързо възникване на облак от доста по-плътен и по-хладен газ (see e.g. Hennebelle and Perault 1999, 2000; Koyama and Inutsuka 2002; Audit and Hennebelle 2005; Heitsch et al. 2005, 2006; Vazquez-Semadeni et al. 2006; Hennebelle and Audit 2007; Heitsch and Hartmann 2008; Banerjee et al. 2009). Средната плътност на студени газови облаци, образувани по този начин, е около  $100 \text{ cm}^{-3}$ : достатъчно висока, за да възникне H<sub>2</sub> фаза за характерно време, по-малко от времетраенето на сблъсъка. Ще се образува и CO – в зони, където колонковата плътност е достатъчно висока, за да осигури ефективно екраниране на ISRF. Симулациите показват, че такива зони се появяват, ако поне част от студения облак претърпи гравитационен колапс (Heitsch and Hartmann 2008; Clark et al. 2012b).

Моделът на сливащите се потоци обяснява по естествен начин защо MO, които не са асоциирани с райони на настоящо звездообразуване, са голяма рядкост. Наблюденията в емисии на CO не могат да детектират втичания при ранната еволюция на облака, тъй като на този етап фракцията на молекулния газ е много малка (Hartmann et al. 2001). Големи количества H<sub>2</sub> и детектируемо излъчване в линиите на CO са налице само на относително късни еволюционни фази, като появата на емисия в CO предшества образуването на първите звезди с едва 1-2 Myr (Clark et al. 2012b). В подкрепа на сценария говорят нарастващите наблюдателни свидетелства, че MO (с индикатор CO) постоянно нарастват по маса при своята еволюция<sup>1</sup>. Така процесът на непрекъсната акреция предлага просто обяснение за наличието на турбулентни движения в GMCs. Кинетичната енергия на потока, от който възниква облакът, е достатъчна за задвижване на вътрешната му турбулентност и да обясни много от свойствата му (see Klessen and Hennebelle 2010; Goldbaum et al. 2011). Като следствие от тази картина можем да очакваме турбулентна каскада от големи галактични скали надолу чак до суб-парсекови скали, където протича дисипация (вж. Част ...).

Някои проблеми на модела на сливащите се потоци и идеи за тяхното преодоляване:

<sup>1</sup>Например, GMCs in the LMC нарастват с няколко  $10^{-2} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  (Fukui et al. 2009, Kawamura et al. 2009).

- *Образуване на масивни GMCs:* в числените модели разглеждането е предимно едномерно, с членен сблъсък между газовите потоци, но простото пресмятане показва, че при този сценарий не могат да възникнат масивни GMCs. Suppose we have two flows of convergent gas, each of which has a cross-sectional area  $A$ , an initial number density  $n_0$ , and a length  $L_{\text{flow}}/2$ . Тогава пълната маса на образуващия облак би била приблизително  $M_{\text{cl}} \sim \mu n_0 A L_{\text{flow}}$ , where we have assumed that all of the gas in the flows becomes part of the cold cloud and  $\mu = 1.26 m_H = 2.11 \times 10^{-24}$  g typical for atomic gas. If the gas in the flows is initially part of the warm neutral medium, then the number density is  $n_0 \sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$ (вж. Таблица ...) и:

$$M_{\text{cl}} \sim 2300 \left( \frac{A}{1000 \text{ pc}^2} \right) \left( \frac{L_{\text{flow}}}{150 \text{ pc}} \right) M_{\odot} ; \quad (13.1)$$

If the flows together have a total length  $L_{\text{flow}} \sim 150 \text{ pc}$  that is comparable to the molecular gas scale height of the Galactic disk, and a cross-sectional area typical of a reasonably large GMC (Solomon et al. 1987), then the total mass of the resulting cloud is only a few thousand solar masses, much smaller than the mass of most GMCs.

Възможните начини за решаване на проблема са няколко. При увеличаване на  $L_{\text{flow}}$  до 1000 pc, масата на облака пак остава малка ( $\sim 1.5 \times 10^4 M_{\odot}$ ). Друг вариант е увеличаване на газовата концентрация. Стойността, възприета по-горе, е типична за устойчивата WNM, ала топлинно неустойчивият дифузен атомен газ може да е с един порядък по-плътен. Но и такава корекция не би повишила достатъчно  $M_{\text{cloud}}$ , за да обясни възникването на най-масивните GMCs. Остава ни да повишам площта  $A$ . Simulations show that clouds formed in one-dimensional flows tend to collapse gravitationally in the directions perpendicular to the flow (see e.g. Burkert and Hartmann 2004; Heitsch et al. 2008; Vazquez-Semadeni et al. 2009). Затова е разумно да се предположи, че напречното сечение на потоците, очертаващо зоната на възникване на облака е вероятно доста по-голямо от това на възниквания впоследствие GMC. However, even if we increase  $A$  by a factor of 20, so that the width and height of the flow are comparable to its length, we again only increase  $M_{\text{cloud}}$  by an order of magnitude. In addition, if all of the dimensions of the flow are similar, it is unclear whether we should really think of it as a one-dimensional flow any longer. In the end, what is needed in order to explain the formation of the most massive GMCs in this model is a combination of these points. The flow must consist of gas that is denser than is typical for the WNM, that has a coherent velocity over a relatively large distance, and that either has a large cross-sectional area or is actually inflowing from multiple directions simultaneously. How often these conditions are realized in the real ISM remains an open question.

- *Задвижване на сливащите се потоци*

Един от очевидните механизми е едромащабна гравитационна неустойчивост. Analysis of the behavior of small perturbations in a thin rotating gas disk shows that the key parameter that determines whether or not they grow exponentially е т.нр. *параметър на Toomre* (Toomre 1964):

$$Q = \frac{c_{s,\text{eff}} \kappa}{\pi G \Sigma} , \quad (13.2)$$

където  $c_{s,\text{eff}}$  is the effective sound-speed of the gas, which accounts not only for the thermal sound speed, but also for the influence of the small-scale turbulent velocity

dispersion,  $\kappa$  is the epicyclic frequency of the disk, and  $\Sigma$  is the surface density of the gas. A pure gas disk is unstable whenever  $Q < 1$ . In the case of a disk that contains a mix of gas and stars, the analysis is more complex, but the required value of  $Q$  remains close to unity. Measurements of  $Q$  in nearby spirals and dwarf galaxies suggest that in most of these systems, the gas is marginally Toomre stable, even when the gravity of the stellar component is taken into account. However, this does not mean that gravitational instability is unimportant in these systems, as simulations show that star formation in disk galaxies tends to self-regulate so that  $Q \sim 1$ . Briefly, the reason for this is that if  $Q \ll 1$ , the disk will be highly unstable and will form stars rapidly. This will both deplete the gas surface density, and also increase  $c_{s,\text{eff}}$ , due to the injection of thermal and turbulent energy into the gas by the various stellar feedback processes (вж. Част 10). These effects combine to increase  $Q$  until the disk becomes marginally stable.

Another mechanism that can drive large-scale convergent flows of gas in spiral galaxies is the Parker instability (Parker 1966). This is a magnetic instability which causes a field that is stratified horizontally in the disk to buckle due to the influence of magnetic buoyancy. Gas then flows down the buckled magnetic field lines, accumulating near the midplane of the disk. The characteristic length scale associated with this instability is a factor of a few larger than the disk scale height. It therefore allows gas to be accumulated from within a large volume, and is hence capable of producing even the most massive GMCs (Mouschovias 1974; Mouschovias et al. 1974). However, the density contrasts produced by the Parker instability are relatively small (see e.g. Kim et al. 1998, 2001, 2002) and so, although this instability may play a role in triggering thermal instability in the galactic midplane (Mouschovias et al. 2009), it seems unlikely to be the main mechanism responsible for GMC formation.

Finally, stellar feedback in the form of expanding H II regions, stellar wind bubbles, supernova remnants and super-bubbles may also drive converging flows of gas in the ISM (see e.g. Ntormousi et al. 2011; Dobbs et al. 2012; Hennebelle and Iffrig 2014 for some recent examples). The idea that stellar feedback may trigger cloud formation, and hence also star formation, has a long history (see e.g. Elmegreen and Lada 1977 for a seminal early study). At first sight it has considerable observational support, since examples of spatial associations between molecular clouds and feedback-driven bubbles are widespread (e.g. Beaumont and Williams 2010; Deharveng et al. 2010; Hou and Gao 2014). However, this is a case in which the observations are somewhat misleading. The fact that a molecular cloud is associated with the edge of a feedback-driven bubble does not necessarily imply that the bubble is responsible for creating the cloud, since the expanding bubble may simply have swept up some dense, pre-existing structure (e.g. Pringle et al. 2001). Models of cloud formation in a supernova-driven turbulent ISM without self-gravity find that although some cold, dense clouds are formed in the expanding shells bounding the supernova remnants, the total star formation rate expected for these regions is only  $\sim 10\%$  of the rate required to produce the assumed supernova driving (Joung and Mac Low 2006). Recent efforts to quantify the effectiveness of triggering in the LMC also find that no more than about 5–10 % of the total molecular gas mass budget can be ascribed to the direct effect of stellar feedback (Dawson et al. 2013). Therefore, although stellar feedback clearly plays an important role in structuring the ISM on small scales and contributes significantly to the energy budget of interstellar turbulence (Sect. 4.6), it does not appear to be the main process responsible for the formation of molecular clouds.

## 13.2 Йерархични структури: сгъстявания, ядра, влакна

# Глава 14

## Предзвездни ядра

При типичните маси и размери на H I-облаците ( $\mathcal{M} = 500 M_\odot$ ,  $R \approx 5$  pc) се оказва, че вътрешната им енергия е по-голяма от потенциалната. Това означава, че те не са гравитационно свързани и са устойчиви само, ако са в равновесие по налягане с околната им среда. За физическите условия в молекулярните (H<sub>2</sub>) облаци се съди по радионаблюдения на емисионните линии на CO молекулата. Еквивалентните им ширини  $\Delta\lambda$  подсказват, че тези облаци са твърде студени:  $T \lesssim 3 \div 20$  K. Стойностите на  $\Delta\lambda$  са доста по-големи от тези за топлинни скорости при посочените температури, защото се определят от скоростите на турбулентните потоци. Съгласно изследванията (Larson 1981), налице е корелация между дисперсията на скоростите  $\sigma_v$  и размера на облака  $R$ :

$$\sigma_v \approx 0.8 \text{ km/s} \left( \frac{R}{\text{pc}} \right)^{0.4} \quad (14.1)$$

Малките тъмни облаци имат маси  $10^2 - 10^4 M_\odot$  и радиуси  $1 - 10$  pc, докато GMCs - съответно  $10^5 - 10^{6.5} M_\odot$  и  $10 - 60$  pc. Налягането, упражнявано от турбулентните потоци в облака, е по-голямо от това на обкръжаващата среда и затова трябва да бъде уравновесено от самогравитацията. За разлика от H I-облаците, гигантските молекулярни облаци са в приблизително вириално равновесие. Тогава за облак с маса  $\mathcal{M}$  и радиус  $R$  и типичен наблюдавам профил  $\rho(r) = \bar{\rho}R/r$ , се получава (при пренебрегване на магнитното поле):

$$3\mathcal{M}\sigma_v^2 = \frac{2}{3} \frac{G\mathcal{M}}{R^2}$$
$$\mathcal{M} \approx 1000 M_\odot \frac{\sigma_v^2}{(\text{km/s})^2} \frac{R}{\text{pc}} \quad (14.2)$$

откъдето  $n \propto R^{-1.2}$  и колонковата плътност  $N_{\text{H}_2} = 1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \approx \text{const}(\mathcal{M})$ . 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:

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

## **Част IV**

# **Проблеми на съвременната теория на звездообразуване**

## **Глава 15**

# **Звездообразуване на галактични машаби**

Скорост и ефективност на звездообразуване.

# Глава 16

## Възникване на звезди в групи

Млади купове и асоциации. Режими на звездообразуване.

## Глава 17

# Начална функция на звездните маси: наблюдения

звезди от полето, купове, галактики

## **Глава 18**

# **Начална функция на звездните маси: теория**

Конкурентна акреция, фрагментация, динамика на млади звездни купове.

# Глава 19

## Образуване на протозвезди

It was Larson (1969) who realized that the dynamical evolution in the initial isothermal collapse phase can be described by an analytical similarity solution. This was independently discovered also by Penston (1969b), and later extended by Hunter (1977) into the regime after the protostar has formed. This so called Larson-Penston solution describes the isothermal collapse of homogeneous ideal gas spheres initially at rest.

# **Глава 20**

## **Протозвездна еволюция**

# Препоръчителна литература

## Основна

Bergin, E., Tafalla, M., 2007, *Cold dark clouds*

McKee, C., Ostriker, E., 2007, *Theory of Star formation*

Klessen, R. S., 2002, *Habilitation Thesis at Potsdam University*, arXiv:astro-ph/0402673

Klessen, R. S., 2012, *Star formation* (Astr. colloquim)

Krumholz, M., 2015, *Notes on Star formation*, arXiv:1511.03457v1

## Допълнителна

Carroll, B.W., Ostlie, D.A., An Introduction to Modern Astrophysics, 2007, Pearson Addison Wesley, 2nd ed., ISBN 0321442849

Encyclopedia of astronomy and astrophysics, Murdin P: Ed. in chief, 2001, London: Nature Publishing Group/Institute of Physics Publishing

# Библиография

- Bergin, E., Tafalla, M., 2007, *Cold dark clouds*
- Bolatto, A., Leroy, A., Jameson, K., et al., 2011, ApJ, 741, 12
- Durrer, R., & Neronov, A., Cosmological magnetic fields: their generation, evolution and observation. AARev., 21:62, June 2013.
- Ferrière K. M., "The interstellar environment of our galaxy Reviews of Modern Physics, 73:1031–1066, October 2001. doi: 10.1103/RevModPhys.73.1031.
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., Habing, H. J., 1969, ApJ, 155, L149
- Heyer, M., & Brunt, C., 2004, ApJ, 615, L45
- Imara, N., Bigiel, F., & Blitz, L., 2011, ApJ, 732, 79
- Kalberla, P., Kerp, J., The H I Distribution of the Milky Way, 2009, ARA&A, 47, 27
- Kennicutt, Jr., R., 1992, ApJ, 388, 310
- Klessen, R., 2012, Star formation (Astr. colloquim)
- Klessen, R., Heitsch, F., Mac Low, M.-M., ApJ, 535, 887
- Krumholz, M., 2015, *Notes on Star formation*
- Larson, R., 1981, MNRAS, 194, 809
- Lombardi, M., Alves, J., & Lada, C., 2006, A & A, 454, 781
- Mathis, J., Rumpl, W., Nordsieck, K., 1977, The size distribution of interstellar grains, ApJ, 217, 425
- McKee, C., Ostriker, E., 2007, Theory of Star formation
- Planck Collaboration; Abergel, A., Ade, P. A. R., Aghanim, N., Alina, D., Alves, M. I. R., Aniano, G., et al., 2014, Planck intermediate results. XVII. Emission of dust in the diffuse interstellar medium from the far-infrared to microwave frequencies, A&A, 566, A55
- Schinnerer, E., Meidt, S., Pety, J., et al. 2013, ApJ, 779, 42
- Shu, F., Adams, F., Lizano, S., 1987, ARA&A, 25, 23
- Solomon, P., Downes, D., Radford, S., Barrett, J., 1997, ApJ, 478, 144

Stahler, S. W. and Palla, F., 2005, *The Formation of Stars*

Sun, K., Kramer, C., Ossenkopf, V., et al. 2006, A&A, 451, 539

Widrow, L. M., Ryu, D., Schleicher, D. R. G., Subramanian, K., Tsagas, C. G., & Treumann, R. A., The First Magnetic Fields, Space Sci. Rev., 166:37-70, May 2012

# Приложение А: Използвани съкращения

В настоящето учебно пособие се използват предимно съкращения на англоезичните понятия. Това е направено съзнателно, за да се улесни читателя при използването на международна научна литература. Най-напред са приведени съкращения на утвърдени български еквиваленти на англоезичните понятия (посочени в скоби).

## На кирилица

ГП	Главна Последователност (MS)
КМФ	Космичен Микровълнов Фон (СМВ)
MC	Междузвездна Среда (ISM)
МО	Молекулярен Облак(-ци) (MC, MCs)

## На латиница

CMB	Cosmic Microwave Background (космически микровълнов фон)
CNM	Cold Neutral Medium (студена неутрална среда)
CR	Cosmic Rays (космически лъчи)
ISRF	InterStellar Radiation Field (междузвездно радиационно поле)
FIR	Far InfraRed (далечен инфрачервен диапазон)
IMF	Initial Mass function (начална функция на масите)
ISM	InterStellar Medium (междузвездна среда)
LMC	Large Magellanic Cloud
LTE	Local Thermodynamic Equilibrium (локално термодинамично равновесие)
MC	Molecular Cloud (молекулярен облак)
MS	Main Sequence (Главна последователност)
NIR	Near InfraRed (близък инфрачервен диапазон)
PAHs	Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (полициклични ароматни въглеводороди)
PDF	Probability Density Function (функция на вероятностно разпределение)
PPV	Position - Position - Velocity (пространство положение-положение-скорост)
RMS	Root of Mean Squared (средноквадратичен)
SED	Spectral Energy Distribution (спектрално разпределение на енергията)
SFR	Star Formation Rate (скорост на звездообразуване)
SNR	SuperNova Remnant (останки от свръхнова)
UV	UltraViolet (ултравиолетово излъчване)
WNM	Warm Neutral Medium (топла неутрална среда)

## Приложение Б: Използвани означения на величини

$c_s$	Скорост на звука
$c_V$	Specific heat at constant volume
$\Gamma$	1) Наклон на IMF; 2) Скорост на нагряване (heating rate)
$H_I$	Атомен (нейонизиран) водород
$H_{II}$	Йонизиран водород
$M_{cr}$	Магнитна критична маса
$M_J$	Маса на Джинс
$\mathcal{M}$	Число на Mach
$\ell_s$	Звукова скала (sonic scale)
$\Lambda$	Скорост на охлаждане (cooling rate)
$n_{crit}$	Критична плътност (critical density)
$N\text{-pdf}$	PDF на колонковата плътност
$\rho\text{-pdf}$	PDF на пространствената плътност
$Re$	Число на Reynolds
$t_{AD}$	Характерно време на амбиполярна дифузия
$t_{cool}$	Характерно време на охлаждане; $\tau_c \approx c_V T / n \Lambda$
$t_{cr}$	Характерно турбулентно време (crossing time)
$t_{dyn}$	Характерно динамично време
$t_{ff}$ , $\tau_{ff}$	Време на свободно падане
$T_{bol}$	Болометрична температура

# Приложение В: 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*:  $1\text{\AA} = 10^{-10} \text{ m}$ , 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

$$G = 6.672041 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g.s}^2$$

$$c = 2.997925 \times 10^{10} \text{ cm/s}$$

$$h = 6.626176 \times 10^{-27} \text{ erg.s}$$

$$m_p = 1.672649 \times 10^{-24} \text{ g}$$

$$m_e \approx (1/1836) m_p$$

$$k = 1.380662 \times 10^{-16} \text{ erg/K}$$

$$R_H = 1.097 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$$

$$\sigma = 5.670327 \times 10^{-5} \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{s.K}^4$$

$$q_e = 4.80325 \times 10^{-10} \text{ CGSEq}$$

$$\mathfrak{R} = 8.314 \times 10^3 \text{ J/K.kmol}$$

## Астрофизични константи

### Единица за време

- Звездна година:  $\text{уг} = 365.2564$

### Единици за дължина/разстояние

- Земен радиус:  $R_{\oplus} = 6.378 \times 10^8 \text{ cm}$
- Слънчев радиус:  $R_{\odot} = 6.9599 \times 10^{10} \text{ cm}$

- Астрономическа единица:  $AU = 1.495979 \times 10^{13}$  cm
- Парсек:  $pc = 3.085678 \times 10^{18}$  cm

*Единици за маса*

- Земна маса:  $M_{\oplus} = 5.9764 \times 10^{27}$  g
- Маса на Юпитер:  $M_J = 317.8 M_{\oplus}$
- Слънчева маса:  $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33}$  g

*Единици за мощност на излъчването*

- Слънчева светимост:  $L_{\odot} = 3.8269 \times 10^{33}$  erg/s