

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**STUDIO DELLA POLVERE
INTERSTELLARE COSMICA
DELLA GALASSIA GMASS0953
A REDSHIFT $z \sim 2.23$**

Relatrice:
Prof. Francesca Pozzi

Presentata da:
Lucia Fiorani

Correlatore:
Dott. Roberto Gilli

Anno Accademico 2020/2021

Memento homo, quia pulvis es...



...et in pulverem reverteris ¹.

¹Nebulosa di Orione [1].

Abstract

Con questo lavoro si intende stabilire un limite inferiore per la temperatura della polvere di galassie ad alto *redshift* ($z \sim 2.23$ e $z \sim 5.5$). Nei primi capitoli si descrive il mezzo interstellare, con particolare attenzione alle nubi molecolari e alla formazione di idrogeno molecolare: in questo contesto infatti è possibile trovare la polvere interstellare. Dopo alcuni cenni di evoluzione stellare, strettamente legata al ciclo della polvere e all'arricchimento del mezzo interstellare, si procede con uno studio più approfondito della polvere. Se ne analizzano composizione e dimensione, formazione e distruzione e i processi di emissione ed assorbimento, con particolare attenzione all'equazione del trasporto radiativo e all'emissione di corpo grigio. Partendo dalle equazioni che descrivono tali processi e studiando la degenerazione fra temperatura e profondità ottica, viene ricavata l'equazione che esprime il limite inferiore per la temperatura della polvere, una volta che si conosce il flusso emesso dalla polvere in banda IR e la dimensione ("size") della regione che emette in tale banda.

Dapprima il calcolo viene effettuato per GMASS0953, galassia che si trova a *redshift* $z = 2.226$ e la cui temperatura minima ricavata risulta essere $T_{min} = (10.13 \pm 0.76)$ K, verificando così la validità della temperatura ottenuta nel lavoro di *Talia et al.* ($T_{dust} = 38$ K). In seguito il calcolo è effettuato per DC683613, galassia che si trova a *redshift* $z = 5.536$, la cui temperatura minima risulta essere $T_{min} = (25 \pm 3)$ K, in accordo marginale con le assunzioni di letteratura ($T_{dust} = 25$ K).

Stabilire un limite inferiore alla temperatura è importante per avere una prima stima delle proprietà fisiche del mezzo interstellare in galassie lontane, difficili da osservare.

Indice

Introduzione	4
1 Il mezzo interstellare nel contesto galattico	5
1.1 Fasi del mezzo interstellare	7
1.2 Nubi molecolari e idrogeno molecolare	9
1.3 Gas e polvere	9
1.3.1 Osservare l'idrogeno molecolare	11
1.4 Cenni di evoluzione stellare	14
1.4.1 Dalla nube alla stella	15
1.4.2 Sequenza principale (MS)	16
1.4.3 Fase della Gigante	17
1.4.4 Evoluzione di stelle poco massive	18
1.4.5 Evoluzione di stelle molto massive	21
1.4.6 Arricchimento dell'ISM	23
2 La polvere	24
2.1 Dimensioni e composizione	25
2.2 Formazione e distruzione	26
2.3 Emissione ed assorbimento	27
2.3.1 Estinzione	27
2.3.2 Equazione del trasporto radiativo	31
2.3.3 Emissione del corpo nero	32
2.4 Stima della temperatura della polvere	34
2.4.1 La radiazione cosmica di fondo	37
3 Stima della temperatura della polvere in GMASS0953	38
3.1 GMASS0953	38
3.2 Il calcolo	40

3.3	La temperatura della polvere	40
3.4	Temperatura minima di DC683613	42
A	Calcolo degli errori	45
A.1	Temperatura	45
A.2	Profondità ottica	45
A.3	Massa	45
	Bibliografia	47

Introduzione

Nonostante la maggior parte della materia delle galassie si trovi condensata nelle stelle, lo spazio interposto tra queste non è vuoto, ma contiene gas e polvere sia in sotto forma di nubi, sia come materiale diffuso; questo insieme di gas e polvere costituisce il mezzo interstellare. Nelle regioni in cui si trovano grandi quantità di questo materiale, anche la formazione stellare è più intensa: le stelle infatti nascono dal collasso di nubi di gas e polvere. A sua volta il mezzo interstellare si arricchisce di materiale via via più pesante durante le fasi esplosive delle stelle. Le nubi molecolari giganti, insieme all'idrogeno molecolare, costituiscono il principale ambiente del mezzo interstellare per lo sviluppo della componente solida del mezzo interstellare: la polvere. La polvere interstellare influisce in modo significativo, non solo per quanto riguarda l'evoluzione stellare e galattica, ma anche sulle nostre osservazioni astrofisiche: la polvere infatti assorbe la radiazione ultravioletta, riemettendola termicamente nell'infrarosso. Tramite lo studio dei principali meccanismi di emissione e assorbimento della polvere, equazione del trasporto radiativo e emissione del corpo nero, si ricava in questo lavoro un limite inferiore alla temperatura della polvere, una volta che si conosce il flusso che emette in banda IR e la dimensione della regione da cui tale emissione proviene.

Applicando in seguito tali conclusioni alle galassie GMASS0953 ($z = 2.226$) e DC683613 ($z = 5.536$), sorgenti di cui conosciamo le dimensioni, siamo in grado di ottenere la temperatura minima di queste galassie, $T_{min} = (10.13 \pm 0.76)$ K e $T_{min} = (25 \pm 3)$ K rispettivamente, e di conseguenza stabilire un ordine di grandezza della temperatura minima di oggetti simili dei quali però non conosciamo la *size*.

Il presente lavoro si sviluppa così in tre capitoli.

Nel primo capitolo si presentano le principali caratteristiche del mezzo interstellare, inserendolo nel contesto galattico; si forniscono alcuni cenni di

evoluzione stellare e si sottolinea il legame tra gas molecolare freddo e polvere, quindi i meccanismi di formazione dell'idrogeno molecolare, la molecola più abbondante dell'universo.

Nel secondo vengono descritte le proprietà della polvere e i meccanismi di emissione ed assorbimento; vengono studiate l'equazione del trasporto radiativo e l'emissione di corpo nero, ricavando così l'espressione per la temperatura minima: di rilievo in questo lavoro è il Par. 2.4, paragrafo nel quale si stima la temperatura della polvere e nel quale si studia degenerazione del flusso in temperatura e profondità ottica. Considerando anche il contributo della radiazione cosmica di fondo, si giunge in questo capitolo all'equazione chiave di questo lavoro che fornisce un limite inferiore per la temperatura della polvere.

Nel terzo capitolo si presentano invece gli studi sulla temperatura minima applicati a GMASS0953 e DC683613. Sviluppando tale equazione in un codice, avendo a disposizione le dimensioni delle sorgenti (ottenute grazie alle osservazioni effettuate dall'interferometro ALMA) e i relativi parametri necessari per il calcolo della temperatura minima, si sono ottenute le temperature minime di queste sorgenti, a *redshift* $z = 2.226$ e $z = 5.536$.

Con questo lavoro non solo si trova un limite inferiore per la temperatura della polvere delle galassie sopra citate, ma si stabilisce così un ordine di grandezza della temperatura minima anche di altri oggetti simili, aventi stessa massa stellare, *rate* di formazione stellare (SFR) e *redshift* degli oggetti del nostro studio, ma dei quali non conosciamo la *size*.

Capitolo 1

Il mezzo interstellare nel contesto galattico

In questa tesi verrà studiato il mezzo interstellare, ossia il materiale composto di gas e polvere, presente all'interno delle galassie, e interposto fra le stelle. Prima di descriverne le proprietà, è utile dare una panoramica generale delle galassie, le strutture cosmiche all'interno delle quali il mezzo interstellare si trova.

Le galassie sono sistemi gravitazionalmente legati composti da stelle, materiale interstellare (gas e polvere), resti stellari (nane bianche, stelle di neutroni, buchi neri) e una grande quantità di materia oscura; sono varie e si presentano con un'ampia gamma di proprietà [2]. Capire la formazione e l'evoluzione delle galassie è una delle principali domande dell'astrofisica extragalattica; tra le proprietà significative di queste strutture vi è la morfologia, che permette di classificare le galassie in categorie.

Il primo studio sistematico delle galassie (in banda ottica) risale al 1926 e fu intrapreso grazie all'astronomo Hubble; in questa classificazione le galassie si dividono principalmente in tre classi: *ellittiche*, *lenticolari* e *a spirale*, più una piccola frazione di *irregolari*.

Osservando il diagramma riportato in Fig. 1.1, si possono identificare nella parte sinistra le *early-type galaxies (ETGs)*, nelle quali sono comprese galassie ellittiche e lenticolari e nella parte destra le *late-type galaxies (LTGs)*, che comprendono invece galassie a spirale e irregolari. Tipicamente tra le *LTGs* si trovano le galassie che presentano formazione stellare in corso, il cui carburante principale è formato essenzialmente da nubi di gas e polvere.

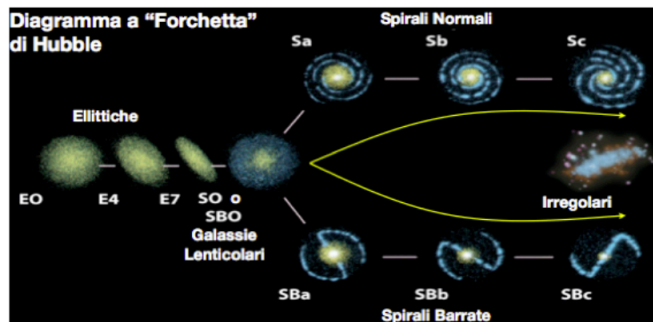


Figura 1.1: *Schema della classificazione delle galassie da parte dell'astronomo Hubble (1926) [3].*

Questo insieme di gas e polvere costituisce in astrofisica il mezzo interstellare (ISM) e rientra nella componente della galassia costituita da materiale diffuso (raggi cosmici, campi magnetici, campi di radiazione, gas e polvere) che si trova nello spazio interposto tra le stelle.

Studiare le proprietà dell'ISM risulta di notevole importanza in molti campi dell'astrofisica; più fondamentalmente, il mezzo interstellare è un enorme e complesso ambiente che può fungere da laboratorio per testare la nostra conoscenza astrofisica, su diversi livelli [4]:

- l'evoluzione stellare stessa è un processo ciclico nel quale l'ISM gioca un ruolo da protagonista. Una stella nasce sotto particolari condizioni dal mezzo interstellare e durante le ultime fasi della sua vita, dipendentemente dalla massa della stella, molto del materiale da cui è composta può ritornare all'ISM tramite venti stellari e eventi esplosivi (Par.1.4);
- la descrizione della struttura, della dinamica e dell'evoluzione delle galassie richiede lo studio dell'ISM per interpretare al meglio le osservazioni effettuate con i telescopi: nel volere studiare un oggetto, sia questo vicino o lontano, dobbiamo tenere conto della presenza del mezzo interstellare. L'ISM infatti, assorbe parte della radiazione prodotta dalla stelle e la riemette a lunghezze d'onda più lunghe. E' quindi necessario tenerne conto per avere un quadro coerente dei processi fisici che avvengono all'interno di una galassia (Par. 2.3);
- la formazione e distruzione dei grani di polvere e molecole complesse facenti parte dell'ISM richiede una dettagliata comprensione della chi-

mica in un ambiente che non è riproducibile in un laboratorio terrestre (Par. 1.3, Par. 2.2);

- inoltre la dinamica dell'ISM coinvolge moti turbolenti di gas, shock e campi magnetici galattici che permeano lo spazio interstellare; perciò nel comprendere queste dinamiche sono necessarie soluzioni dettagliate delle equazioni magnetoidrodinamiche.

La massa dell'ISM rappresenta una buona percentuale della materia visibile in una galassia (il 10-15% per la Via Lattea) e la sua composizione è formata per il 99% da gas (presente in tutte le sue componenti: ionizzato, neutro, atomico, molecolare) e per l'1% da polvere [5].

1.1 Fasi del mezzo interstellare

Prendendo in considerazione la componente gassosa, essa è costituita per il 70% da idrogeno, per il 28% da elio e per il restante 2% da altri metalli come carbonio e silicio¹. L'idrogeno è quindi l'elemento principale della componente gassosa e può presentarsi in forma neutra (HI), ionizzata (HII), molecolare (H₂) [5].

In base alla temperatura e alla densità del gas, si possono distinguere tre fasi nel mezzo interstellare (Fig.1.2) [6][2].

- *Caldo, "coronale"* (HIM, *hot ionized medium*)

Questa fase si trova tra i 10^6 e i 10^7 K e comprende regioni nelle quali il gas è ad alte temperature e a basse densità; questa fase si presenta principalmente in luoghi dove sono avvenute esplosioni di supernove, durante le quali gran parte del materiale di una stella viene rilasciato nello spazio circostante. L'idrogeno qui presente si trova in forma ionizzata².

¹Si ricorda che in astrofisica con metallo si intendono tutti gli elementi più pesanti dell'elio, ovvero con numero atomico maggiore di 2.

²L'energia di ionizzazione per l'H è $E_{ion} = 13.6$ eV ed è l'energia minima richiesta per allontanare l'elettrone dal nucleo. L'idrogeno assorbe un fotone -ad esempio ultravioletto, proveniente da una sorgente come una stella giovane- che, con energia $E > 13.6$ eV, può rendere l'elettrone un elettrone libero.

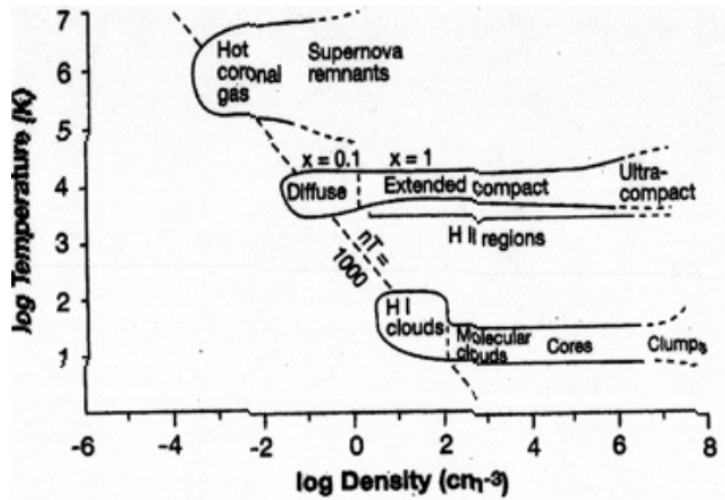


Figura 1.2: In figura sono presentate le tre fasi del mezzo interstellare, al variare di densità e temperatura. Temperatura (asse y) e densità (asse x) sono entrambe rappresentate in scala logaritmica [3].

- *Temperato* (WNM, *warm neutral medium* e WIM, *warm ionized medium*)

Questa fase si trova intorno ai 10^4 K e può comprendere sia l'idrogeno in forma neutra (WNM) che ionizzata (WIM). Le regioni contenenti gas ionizzato sono le regioni HII, nelle quali si trovano stelle giovani e molto calde che riescono a ionizzare l'idrogeno presente nell'ISM. Inoltre, dipendentemente dalla densità (in ordine crescente), si possono identificare tre ulteriori regioni: *diffusa*, *compatta* e *ultra compatta*. In Fig. 1.2 con x si indica la frazione di particelle ionizzate.

- *Freddo* (CNM, *cold neutral medium*)

Questa fase si trova tra i 10 K e i 100 K e comprende il gas alle più basse temperature e alte densità. L'idrogeno qui è presente in forma neutra (CNM) e molecolare (M); a seconda della densità (in ordine crescente) possiamo trovare le *nubi molecolari*, *cores* e *clumps* (Fig. 1.2).

In Tab. 1.1 si riportano densità e temperature delle diverse fasi dell'ISM.

Proprietà	Mol	CNM	WNM	regioni HII	WIM	HIM
T (K)	~ 10	30-120	8000	10^4	10^4	$\geq 10^6$
ρ (cm^{-3})	$> 10^2$	30	0.3	$10\text{-}10^4$	0.1	$\geq 10^{-3}$

Tabella 1.1: *Principali proprietà delle diversi fasi del mezzo interstellare* [2].

È dalle nubi molecolari che, insieme alla polvere, ha inizio la formazione stellare. La fase fredda, atomica e molecolare dell'idrogeno è presente principalmente nelle galassie a spirali, mentre nelle ellittiche è presente la fase ionizzata calda e dunque non si ha formazione stellare. Il gas è distribuito nei bracci delle spirali, si concentra in nubi molecolari e si estende fino a grandi distanze.

1.2 Nubi molecolari e idrogeno molecolare

Queste nubi, dalle quali ha inizio la formazione stellare, sono dette nubi molecolari giganti (GMCs): nubi la cui dimensione varia dai 30 pc ai 100 pc e la cui massa è pari a $10^{5-6} M_{\odot}$, composte principalmente da idrogeno molecolare; all'interno di queste nubi sono individuabili regioni a densità maggiore, chiamati *cores* e *clumps* (Fig. 1.2). I *cores*, di poche masse solari, sono il seme vero e proprio della formazione stellare. Più è alto il numero di queste nubi, più si ha formazione stellare [6].

1.3 Gas e polvere

L'ultima fase presentata, quella del gas freddo, è quella di nostro interesse, in quanto in questa fase è possibile individuare anche la polvere stellare, ovvero la componente solida del mezzo interstellare e la componente di nostro interesse. La polvere ha diversi effetti sul gas freddo con cui si trova immersa. In primo luogo, è la causa principale del fatto che alcune nubi molecolari appaiono come nubi scure (nella banda ottica): sono così spesse e ricche di polvere che la luce proveniente dalle sorgenti poste oltre la nube viene, in banda ottica, completamente estinta (Fig. 1.3).

Inoltre la polvere è fondamentale per la formazione del gas molecolare, nelle tipiche condizioni di temperatura e densità del mezzo interstellare.





Figura 1.3: *Bernard 68, esempio di nube scura* [1].

Considerando la reazione (1.1) che porta alla formazione dell'idrogeno molecolare tramite combinazione di due atomi di idrogeno e emissione di un fotone, si osserva che questa risulta essere lenta e inefficiente nelle condizioni di densità del mezzo interstellare. H_2 è però la molecola più abbondante nell'Universo, quindi ci deve essere un altro processo fisico che porta alla sua formazione.

Il processo coinvolto (Fig. 1.4) e tutt'ora accettato fu proposto nel 1971 e coinvolge i grani di polvere (si veda il capitolo 2 per lo studio dettagliato della polvere) [6]. Tale fenomeno prende il nome di *adsorbimento* e si verifica quando particelle di gas (idrogeno in questo caso) atterrano sulla superficie di un solido (in questo caso quella irregolare di un grano di polvere) e grazie a effetti quantistici (come l'effetto tunnel) riescono a muoversi sulla superficie e ricombinarsi, formando così molecole di H_2 sulla superficie; a loro volta queste molecole possono lasciare la struttura solida con un fenomeno dai meccanismi analoghi a quelli descritti per l'adsorbimento ma con effetto opposto, detto *deadsorbimento*.

Nelle nubi molecolari giganti l'idrogeno è in grado di preservarsi in forma molecolare poiché, data le grandi dimensioni di questo tipo di nubi, quando una radiazione molto energetica (come ad esempio i raggi ultravioletti provenienti da stelle vicine) incide sulla nube, viene direttamente assorbita dal gas e dalla polvere che si trovano negli strati più esterni della nube, lasciando

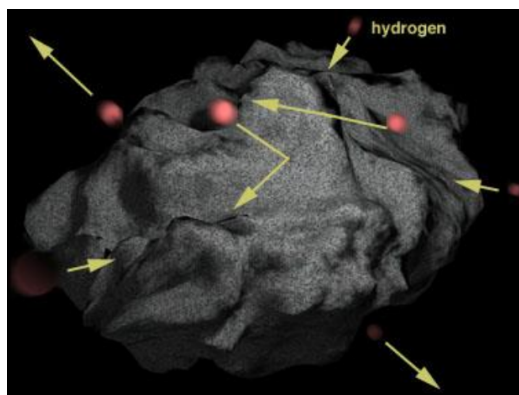


Figura 1.4: L'immagine presenta in maniera qualitativa ciò che avviene durante i fenomeni di adsorbimento e desorbimento; il grano di polvere è rappresentato dalla struttura grigia, mentre le particelle di idrogeno dalle sfere rosse [6].

così inalterati non solo le molecole, ma anche i materiali che si trovano nella regione più interna della nube. In questo modo solamente le molecole di idrogeno presenti negli strati più esterni si dissociano, mentre l' H_2 presente nelle regioni interne rimane disponibile insieme alla componente solida dell'ISM per la formazione stellare e le varie reazioni chimiche.

1.3.1 Osservare l'idrogeno molecolare

L'idrogeno molecolare è la molecola più abbondante nell'universo ed è molto importante in molti processi riguardanti le galassie, in quanto collegata alla formazione stellare; la molecola è però molto difficile da osservare con i telescopi perché presenta una struttura interna di livelli energetici particolarmente diversa da altre molecole.

Tali problemi di osservabilità sono principalmente legati al fatto che la molecola è una molecola alla quale non corrispondono emissioni di dipolo permanente, data la sua configurazione simmetrica [6]. Per questo tipo di molecole solo le transizioni rotazionali del quadripolo elettrico sono permesse [2]: l'energia tra i livelli energetici dipende dalla massa della molecola secondo la relazione $\Delta E_{rot} = \frac{\hbar^2(J+1)}{I}$, dove J è il numero quantico associato alla rotazione e I è il momento di inerzia della molecola, e direttamente proporzionale alla massa della molecola. Essendo H_2 la molecola più leggera

dell'universo, la differenza energetica tra due livelli successivi è di conseguenza molto ampia. Il gas si dovrebbe quindi trovare a una temperatura di 500 K affinché la transizione descritta avvenga, ma come anticipato in precedenza (Tab. 1.1), la temperatura delle GMCs è molto più bassa: nelle nubi molecolari giganti gli elettroni non transiscono mai ai livelli eccitati. Di conseguenza se gli elettroni non sono eccitati non possono essere diseccitati ed emettere fotoni, dunque H_2 , a queste temperature, non può essere osservato.

Se non possiamo osservare H_2 , l'unico modo per studiare le GMCs è osservare altre molecole che siano in grado di emettere radiazione rilevabile dai nostri telescopi e quindi essere utilizzata per tracciare il gas molecolare tramite osservazioni dirette.

La molecola che ci permette di fare ciò è il monossido di carbonio, CO. Questa molecola è la seconda molecola più abbondante nell'universo dopo H_2 ed è prodotta tramite reazioni che avvengono nella fase gassosa dell'ISM. Il monossido di carbonio ha due importanti proprietà: la prima è che presenta un'energia di legame molto forte (11.1 eV) che permette alla molecola di sopravvivere in ambienti in cui sono presenti radiazioni ultraviolette e raggi cosmici (radiazioni altamente energetiche); la seconda è che questa molecola è formata da due atomi diversi e quindi è possibile avere transizioni rotazionali. La temperatura dipende da quale transizione del CO si considera (Tab. 1.2), in generale a queste transizioni corrispondono temperature tipiche delle nubi molecolari. Per capire il tipo di telescopio più adatto per osservare CO dobbiamo analizzare l'energia (quindi la lunghezza d'onda o la frequenza) dei fotoni emessi durante le sopracitate transizioni rotazionali.

In tabella sono riportate le lunghezze d'onda e frequenze associate alle righe di emissione più famose:

J	ν (GHz)	λ (mm)
J=1-0	115	2.6
J=2-1	230	1.3
J=3-2	345	0.87

Tabella 1.2: *Transizioni rotazionali principali di CO, J è il numero quantico associato alla rotazione [6].*

Dalle lunghezze d'onda riportate capiamo che questo tipo di emissione coinvolge il regime millimetrico e sub-millimetrico (tenendo conto anche del *redshift*) e abbiamo bisogno di telescopi come ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*): un interferometro costituito da 66 antenne situato in Cile in grado di catturare onde nel sub-mm/mm, utilizzato per studiare il gas molecolare nella nostra galassia ma anche in galassie esterne e primordiali (Fig. 1.5).



Figura 1.5: *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* [7].

Le osservazioni fatte su GMASS0953, la galassia di cui prendiamo in considerazioni i dati e ne studiamo la temperatura minima T_{min} nel Cap. 3, sono state effettuate con ALMA.

È inoltre importante considerare anche la densità critica di un gas, ovvero la densità oltre la quale un dato atomo o molecola non riesce più a emettere radiazione perché la diseccitazione avviene tramite le collisioni tra le particelle. Per CO questo valore è $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$; in ambienti in cui la densità è maggiore, è necessario studiare altre molecole che presentano transizioni e dunque osservabili e che hanno una densità critica maggiore: nel mezzo interstellare si possono osservare ad esempio NH_3 , CS, HCN che possono essere usati quindi come traccianti di regioni molto dense [2].

È da queste nubi molecolari giganti appena descritte, composte da gas molecolare freddo, che ha inizio la formazione stellare, ed è in queste regioni, situate principalmente nei bracci di una galassia, che avviene la formazio-

ne stellare tramite collasso di una nube. Evoluzione stellare, formazione e distruzione della polvere sono strettamente legate.

Vengono ora forniti alcuni cenni di evoluzione stellare: nella vita di una stella il mezzo interstellare, e in particolare la polvere, ricoprono un ruolo fondamentale nella sua fase iniziale. La stella, a sua volta, nelle ultime fasi, ricopre un ruolo fondamentale nell'arricchimento del mezzo interstellare e nella formazione di polvere.

1.4 Cenni di evoluzione stellare

In questo paragrafo verranno descritte le fasi dell'evoluzione stellare collegate alla formazione e distruzione della polvere.

Con evoluzione stellare si intende l'insieme dei cambiamenti che una stella sperimenta nella sua esistenza. È consuetudine considerare una stella come tale quando ha iniziato le reazioni di fusione termonucleare dell'H, cioè quando si trova nel diagramma HR (Fig. 1.6) in quella che si chiama sequenza principale: tale fase è preceduta dal collasso di una nube molecolare e da quella che è definita la fase "pre" sequenza principale. [3].

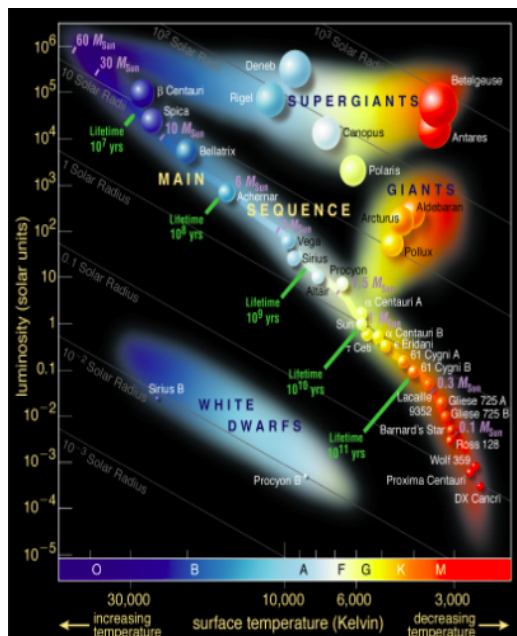


Figura 1.6: *Diagramma HR* [3].

L'evoluzione si differenzia poi per stelle poco massive ($M < 8 M_{\odot}$) e per stelle molto massive ($M > 8 M_{\odot}$) [5].

1.4.1 Dalla nube alla stella

Indicando con T l'energia cinetica del gas che costituisce la nube e con U l'energia potenziale, le condizioni perché avvenga il collasso sono date dal teorema del Viriale. Per un sistema in equilibrio:

$$2T + U = 0. \quad (1.2)$$

Una nube collassa quando la gravità domina sull'energia cinetica delle particelle del materiale, ovvero quando $2T < |U|$.

Scriviamo l'energia cinetica $T \sim \frac{3}{2}NKT$, con $N = \frac{M}{\mu m_H}$ particelle e consideriamo la nube come sferica, di conseguenza con $U \sim -\frac{3GM^2}{5R}$; otteniamo così un limite inferiore per la massa della nube richiesta per il collasso [8]:

$$M > M_J \sim \frac{T^{3/2}}{\rho^{1/2}} \quad M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho; \quad (1.3)$$

M_J è detta la massa di Jeans; superato questo valore, avviene il collasso. Come la densità aumenta, la massa critica diminuisce e la nube “si frammenta”; nel collasso si possono creare diverse protostelle (i diversi stadi dipenderanno dunque dalla massa).

Dopo che la nube è collassata e ha raggiunto l'equilibrio idrostatico si forma una protostella, la quale compie un percorso sul diagramma HR che si indica con il termine “traccia di Hayashi” (Fig. 1.7).

Inizialmente la protostella sarà debole e fredda, e si trova nella parte bassa a destra del diagramma. Durante il collasso la sua superficie si riscalda e si illumina rapidamente e la stella si muove nella zona in alto a sinistra del diagramma. Alla fine del collasso la stella si trova in un determinato punto della traccia di Hayashi, dipendentemente dalla sua massa [5]. La traccia di Hayashi ci indica la posizione di stelle completamente convettive³ nel diagramma di HR. Corpi a destra di questa traccia (zona proibita) non possono trovarsi in equilibrio idrostatico e con ciò si definisce il concetto

³Si ricorda che la convezione è un tipo di trasporto di materia o energia assente nei solidi e trascurabile per i fluidi molto viscosi, causato da un gradiente di temperatura e dalla forza di gravità, caratterizzato da moti di circolazione interni al fluido.

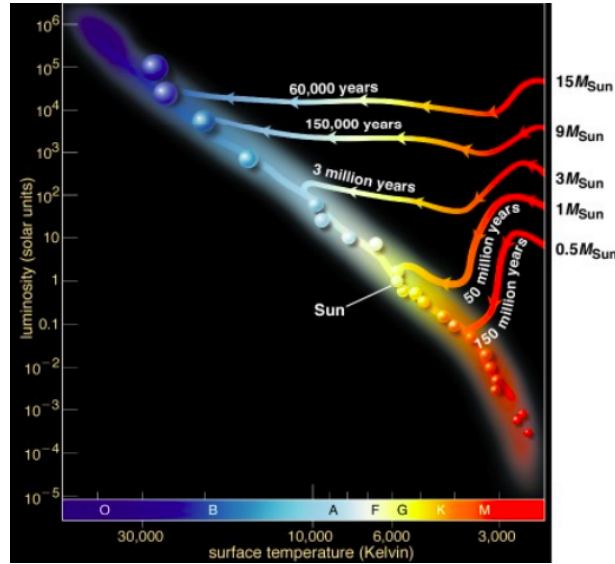


Figura 1.7: *Diagramma HR con diverse tracce di Hayashi* [3].

astrofisico del limite di Hayashi: una stella che si trova in un perfetto stadio di equilibrio idrostatico non può eccedere il raggio imposto dal limite di Hayashi; nel diagramma HR il limite di Hayashi forma una linea quasi verticale nei pressi dei 3500 K. Il limite minimo di massa per poter dare vita a una stella è pari a $0.08 M_{\odot}$, mentre quello massimo è intorno alle $100 M_{\odot}$ [5]. La durata della fase pre-sequenza varia dai 10^4 ai 10^7 anni, frazione trascurabile rispetto alla vita delle stelle.

1.4.2 Sequenza principale (MS)

Con sequenza principale (Main Sequence) si intende quello stadio evolutivo nel quale la fonte di energia stellare è quella data dalla combustione di idrogeno nel core [5]. Il tempo scala speso da una stella sulla sequenza principale dipende dalla sua massa. Stelle più massive trascorrono meno tempo lungo la MS, essendo la luminosità proporzionale al cubo della massa e l'energia proporzionale alla massa [3].

$$L \propto M^3 \quad (1.4)$$

$$E = L \cdot t_{MS} \propto M c^2 \quad (1.5)$$

si ottiene infatti

$$t_{MS} \propto M^{-2}. \quad (1.6)$$

Sulla Main Sequence le stelle sono stabili, attuando un'autoregolazione esprimibile con il teorema del Viriale (Eq. 1.2). Una stella si trova per il 90% della sua vita lungo la MS, durante la quale avvengono reazioni termonucleari. La sequenza principale si divide in *upper main sequence* e *lower main sequence*. Nella prima si trovano stelle talmente massive da raggiungere una temperatura del nucleo tanto elevata da far sì che il ciclo CNO avvenga. Nella seconda le stelle non sono così massive e la temperatura del nucleo è più bassa, nelle stelle della *lower main sequence* l'energia è generata dalla catena protone protone [5]. Una volta che la stella abbandona la sequenza principale, il suo destino avrà diversi risvolti dipendentemente dalla massa della stella stessa, se maggiore o minore di $8 M_{\odot}$ (Fig. 1.8). La fase della sequenza principale finisce quando la stella ha esaurito l'idrogeno da bruciare nel core.

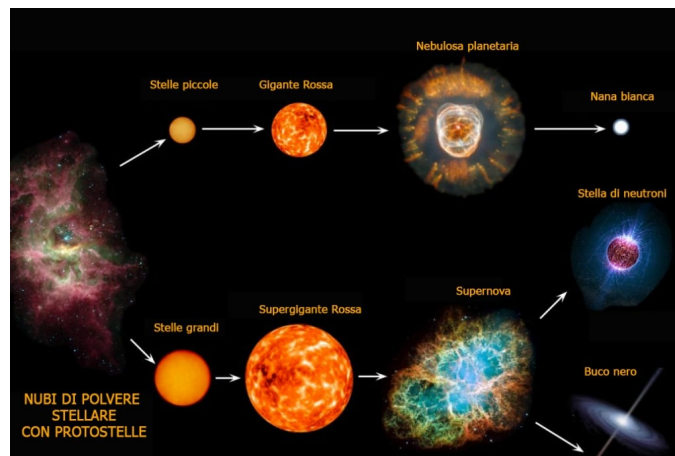


Figura 1.8: *Semplificazione delle fasi dell'evoluzione stellare di stelle poco massive (in alto) o molto massive (in basso) [9].*

1.4.3 Fase della Gigante

Quando l'idrogeno finisce, la stella si contrae e la temperatura aumenta (esaurendo il materiale disponibile per le reazioni non è più in grado di esercitare una pressione tale da contrastare la gravità; contraendosi aumenta la temperatura). Come conseguenza, l'idrogeno viene bruciato in un guscio intorno al nucleo ora costituito da elio e gli strati esterni si espandono. La stella

durante questa fase si muove verso luminosità più alte e temperature superficiali più basse. La temperatura superficiale della stella diminuisce, e il suo colore diventa via via più rosso, mentre la luminosità complessiva aumenta, dato che la superficie emittente è aumentata con l'espansione. Nel caso di stelle poco massive (appartenenti alla *lower main sequence*), la stella diventa una gigante rossa: una stella più fredda e più luminosa rispetto alle stelle di sequenza principale. Nel diagramma HR si sposta verso l'alto e verso destra, risalendo quello che viene detto il “ramo delle giganti rosse”. Nel caso di stelle massive (appartenenti alla *upper main sequence*) la stella diventa una supergigante rossa e nel diagramma HR il passaggio a tale fase avviene con un salto ripido [5] [3]. A seconda della massa iniziale questa fase può essere più o meno complicata.

1.4.4 Evoluzione di stelle poco massive

Nel caso di stelle poco massive ($M \leq 2.3 M_{\odot}$), man mano che la massa del nucleo cresce, la sua densità può diventare talmente alta che la materia può raggiungere lo stato degenerare⁴ [5]. Se inoltre la massa della stella è superiore a $0.26 M_{\odot}$ la temperatura centrale può perfino raggiungere i 100 milioni di gradi e innescare la reazione triplo α , in grado di bruciare elio in carbonio. Nel nucleo si inizia così a bruciare elio e la temperatura inizia a crescere; non potendo un gas degenerare espandersi, l'innalzarsi della temperatura porta ad un'accelerazione delle reazioni nucleari. Quando la temperatura cresce ulteriormente la degenerazione del gas è rimossa e il nucleo inizia ad espandersi violentemente; pochi secondi dopo che l'elio inizia a bruciare avviene un'esplosione detta *helium flash*. Dopo tale esplosione la stella giunge in una fase stabile in cui nel nucleo non degenera l'elio viene bruciato in carbonio; la stella si trova lungo il braccio orizzontale delle giganti nel diagramma HR. Per stelle di massa intermedia ($2.3 M_{\odot} \leq M \leq 8 M_{\odot}$) la temperatura centrale è più alta e la densità più bassa, per questo il nucleo non sarà degenerare. In ogni caso, la stella comincia a perdere considerevole parte della sua massa con l'espulsione degli strati più esterni. L'evoluzione da questo punto è

⁴La materia degenera è uno stato particolare della materia caratterizzato da una densità estremamente elevata, tanto che il maggior contributo alla sua pressione è dato dal principio di esclusione di Pauli (che impedisce alle particelle che costituiscono la materia, i fermioni, di occupare lo stesso stato quantico). Inoltre, considerando numero di particelle (N) e volume (V), la pressione è diversa per particelle non relativistiche ($P \propto (\frac{N}{V})^{5/3}$) e per particelle relativistiche ($P \propto (\frac{N}{V})^{4/3}$) [3].

fortemente segnata dalla massa della stella. Questa infatti determina quanto la temperatura della stella può diventare elevata e il grado di degenerazione al quale gli elementi nucleari più pesanti possono essere bruciati. L'ultima fase di questo tipo di stelle prende il nome di *Asymptotic Giant Branch*, fase simile a quella sopra descritta della gigante rossa, ma a temperature più alte. In questa fase la combustione di elio nel nucleo termina e inizia in uno strato intorno ad esso: nel diagramma HR la stella si muove verso temperature più basse e luminosità più alte.

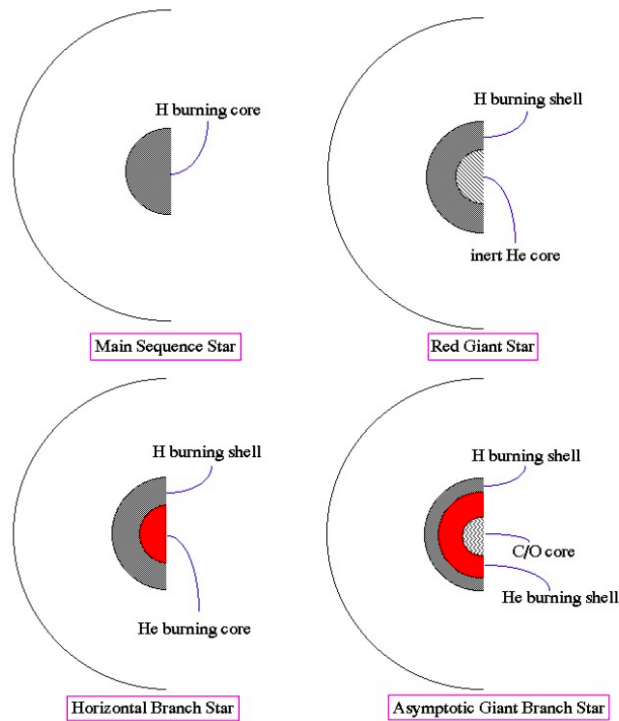


Figura 1.9: *Schema dei principali stadi evolutivi di una stella con $M \leq 8 M_{\odot}$ [3].*

A questo punto elio e idrogeno vengono bruciati in una fase detta *termicamente pulsante*, ma una configurazione di questo tipo, composta da due strati, è instabile e il materiale mescolato viene iniettato nello spazio.

Stelle di questo tipo non riescono a raggiungere temperature abbastanza elevate per bruciare elementi più pesanti del carbonio e ciò che resta è il nucleo scoperto, caldo e denso: una nana bianca. L'insieme della stella centrale e

della nube di gas espulso prende il nome di nebulosa planetaria⁵ come quella riportata in Fig. 1.10. Il gas della nebulosa planetaria è ionizzato dalla nana bianca centrale; Inoltre il limite di massa minima per dare vita ad una nana bianca è detto massa di Chandrasekhar e corrisponde a $(1.2 - 1.4) M_{\odot}$.

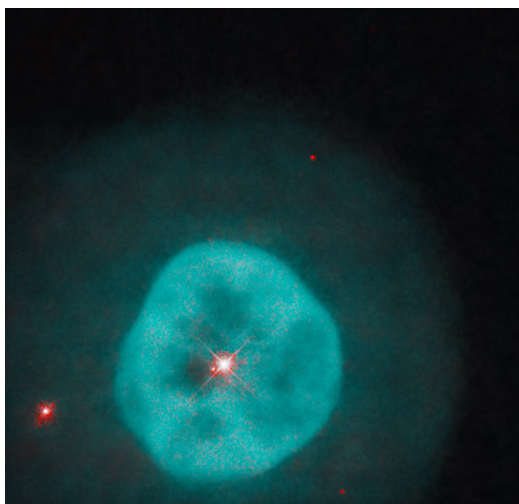


Figura 1.10: *Occhio di Cleopatra, esempio di nebulosa planetaria* [1]

Pian piano la nana bianca si indebolisce e si raffredda, disperdendo tutto il suo calore nell'universo, raggiungendo così l'ipotetico stadio finale di nana nera [3]: l'energia degli ioni presenti nella nana bianca finirebbe per esaurirsi, e quindi non emetterebbe più luce propria, diventando scura e perciò non più visibile ad occhio nudo. L'evidenza della presenza di nane bianche è data dunque dalle nove, manifestazioni di un sistema binario formato da una nana bianca e una gigante rossa: in questo sistema la nana bianca sottrae materiale alla sua compagna grazie alla propria gravità. I gas si depositano sulla superficie della nana bianca e lì vengono compressi e riscaldati ad altissime temperature dalla gravità della stella. Col passare del tempo, sempre più materiale si accumula finché la pressione e la temperatura raggiunte sono sufficienti ad innescare una reazione di fusione nucleare, che converte rapidamente una grossa parte dell'idrogeno in elementi più pesanti; a queste temperature l'idrogeno brucia attraverso il ciclo CNO. L'enorme energia liberata da questo processo soffia letteralmente via il resto del gas dalla su-

⁵Il nome è dovuto all'astronomo William Herschel: osservando questi sistemi attraverso il suo telescopio gli sembrarono dei sistemi planetari in fase di formazione.

perficie della nana bianca, e produce un lampo molto luminoso ma di breve durata, destinato a spegnersi in pochi giorni. Questo lampo era ciò che gli antichi astronomi chiamavano “stelle nuove”.

1.4.5 Evoluzione di stelle molto massive

Nel caso di stelle molto massive si possono raggiungere temperature tali da avviare la fusione dei nuclei di carbonio, che dà origine ad elementi come l’ossigeno, il magnesio, il neon. A temperature ancora più elevate i nuclei di ossigeno si fondono, formando silicio, zolfo, fosforo, e così via [8]. Questi processi di fusione nucleare si interrompono quando il gas nel nucleo della stella, che ad ogni contrazione è rimasto sempre più denso e compatto, diventa degenere. A questo punto, la fusione del successivo combustibile nucleare rilascia nel gas degenere una grande quantità di energia, che provoca l’esplosione della stella come supernova, similmente al fenomeno di *helium flash* per stelle meno massive. Gli strati esterni della stella vengono così espulsi nello spazio, mentre il nucleo collassa sotto la propria spinta gravitazionale, fino a formare un oggetto estremamente denso e compatto.

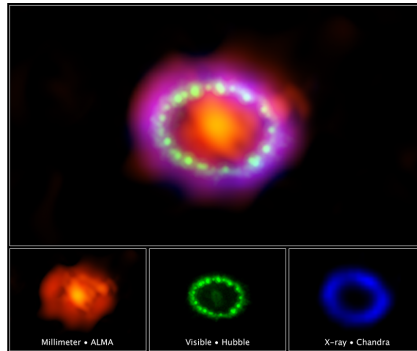


Figura 1.11: *SN 1987A*, supernova osservata nel 1987 che ha permesso di studiare i processi descritti nel paragrafo 2.2; in rosso le osservazioni nel millimetrico effettuate con *ALMA*, in verde le osservazioni nel visibile tramite *Hubble* e in blu le osservazioni nel radio con *Chandra* [10].

Solo le stelle con massa superiore a $15 M_{\odot}$ sono in grado di attraversare tutto il ciclo delle fusioni nucleari, arrivando a sintetizzare il ferro, dopodiché la catena si interrompe (la fusione del ferro in elementi più pesanti è infatti endoenergetica).

A questo punto il nucleo si contrae, alla ricerca di una nuova configurazione di equilibrio idrostatico e gli strati esterni cadono sul nucleo a grande velocità, urtando contro la sua superficie. L'onda d'urto che si forma riscalda il gas fino a temperature altissime; in queste condizioni si innescano immediatamente bruciamenti nucleari molto rapidi, depositando grandi quantità di energia negli strati di gas, facendo esplodere la stella come supernova (Fig. 1.11).

Ciò che rimane dopo l'esplosione della supernova dipende dalla massa della stella e ancora non è chiaro: per una stella molto massiva l'ultimo stadio è quello di una stella di neutroni o, addirittura, di un buco nero.

1.4.6 Arricchimento dell'ISM

Degli stadi evolutivi appena descritti le fasi esplosive, in particolare la fase AGB per quanto riguarda stelle poco massive e la fase della supernove per quanto riguarda stelle molto massive, sono quelle che maggiormente interessano e influenzano l'evoluzione della polvere stellare. Durante queste fasi infatti il gas arricchito di elementi pesanti viene restituito al mezzo interstellare: queste esplosioni rappresentano il principale meccanismo di arricchimento chimico delle galassie. La polvere si forma così attraverso diversi processi fisici, fra cui la presenza di shocks causati dalle esplosioni di supernove, dal gas ora ricco di elementi pesanti. In fenomeni quali gli *helium flash*, esplosione di nove e supernove è infatti coinvolto un elevato quantitativo di massa.

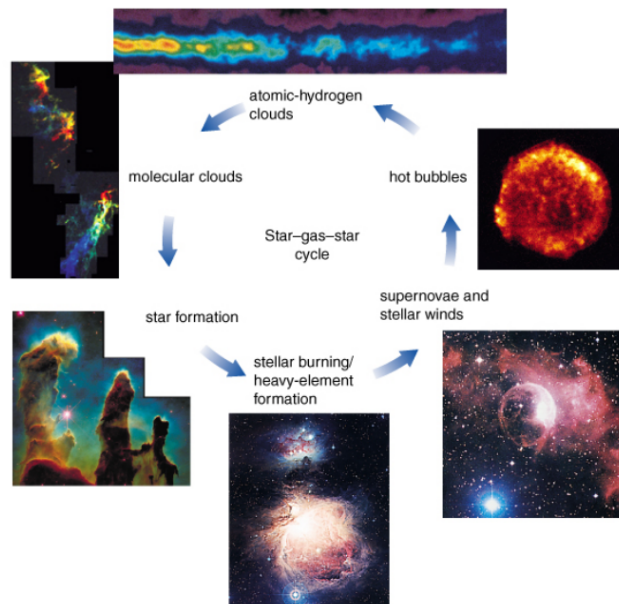


Figura 1.12: *Ciclo dell'evoluzione stellare e della polvere* [3].

Capitolo 2

La polvere

Nonostante la massa della polvere rappresenti l'1% della massa totale dell' ISM, gli effetti dei grani di polvere nelle galassie non sono per nulla esigui. Principalmente la polvere assorbe e diffonde radiazioni UV per poi emettere termicamente nell'infrarosso, partecipando così all'emissione nel continuo IR delle galassie [6]. A livello osservativo la polvere si manifesta in nubi scure in immagini ottiche e luminose in immagini IR [4].

In banda ottica si distinguono tre tipologie di nubi [3]:

- *nubi scure*, nelle quali la densità della polvere è talmente elevata da bloccare la luce proveniente dalle sorgenti di fondo;
- *nubi a riflessione*, nelle quali la luce stellare viene scatterata dalla polvere che si trova vicino a stelle molto brillanti;
- *nubi ad emissione*, nelle quali il materiale ionizzato dalla sorgente di fondo è in grado a sua volta di emettere radiazione, come avviene con la serie di Balmer: gli elettroni liberi, ricatturati da nuclei atomici, passano da livelli più energetici a livelli meno energetici.

Le nubi molecolari giganti, nelle quali si concentrano gas molecolare e polvere, si presentano (in banda ottica) come nubi scure (Fig. 1.3).

2.1 Dimensioni e composizione

La polvere interstellare è formata da grani: particelle con dimensioni dell'ordine di $(0.1 - 1) \mu\text{m}$, costituite principalmente da silicati e carbone; talvolta nei silicati si possono trovare anche magnesio e ferro, in aggiunta a silicio e ossigeno.

Costituente	Abbondanza	Peso atomico (u.a.)	M/M_H
C	2.5×10^{-4}	12	0.0030
Mg	4.0×10^{-5}	24	0.0010
Fe	3.4×10^{-5}	56	0.0019
Si	3.8×10^{-5}	28	0.0011
20 % di O	$0.2 \times 4.5 \times 10^{-4}$	16	0.0014
Totale			0.0084

Tabella 2.1: *Costituenti principali della polvere interstellare, dove con abbondanza si intende abbondanza rispetto all'idrogeno totale dell'ISM [6].*

Tali particelle, come accennato nel Par. 1.3, hanno una forma irregolare e possono presentare porosità più o meno compatte; la parte interna dei grani è costituita da materiale roccioso, ricoperta da materiale refrattario (in grado cioè di resistere ad alte temperature senza reagire chimicamente con i materiali con i quali è a contatto). Quando i grani sono situati in un ambiente molto freddo, come nelle nubi molecolari giganti, possono presentare uno strato di ghiaccio sulla superficie; dove la temperatura è elevata invece il ghiaccio sublima e rimane solo la parte interna [2].

In aggiunta ai grani vi sono altri componenti considerati facenti parte della polvere interstellare: molecole come i PAHs (idrocarburi policiclici aromatici), i DIBs (*Diffuse Interstellar Band carriers*)¹; diamanti; ghiacci di diverse composizioni e silicati cristallini.

Tra queste componenti, la più importante è quella dei PAHs: sono una collezione di anelli di benzene (C_6H_6) e sono presenti in tutto l'universo; ovunque si prenda uno spettro, si osservano sempre queste forti bande di emissione dovute ai PAHs, che emettono nel regime del medio IR ($\sim (5 - 30) \mu\text{m}$).

¹Sono responsabili di alcune bande di assorbimento molto diffuse presenti nello spettro di stelle poste dietro la nube di polvere, la loro origine non è ancora chiara ma è associabile a molecole complesse e particelle solide.

2.2 Formazione e distruzione

La formazione dei grani a partire dalla fase gassosa in strutture sempre più grandi richiede molto tempo e, come per la formazione di H_2 , esiste un processo più efficiente, detto *nucleazione*. La nucleazione coinvolge le transizioni di fase: sotto particolari condizioni di densità e temperatura molti atomi riescono con questo processo ad aggregarsi in *clusters* e formare “semi” che danno vita ai grani di polvere. Questo processo è più veloce dei processi chimici che invece richiederebbero più tempo per far sì che gli atomi si aggregino in molecole e poi, tramite processi che non conosciamo, in grani; non sarebbe realistico avere la quantità di polvere osservata solo tramite processi chimici derivanti dalla fase gassosa.

Le principali sorgenti di polvere sono le ultime fasi di vita di una stella (Par. 1.4) durante le sue fasi esplosive. In questi contesti, una grande quantità di materia è rilasciata nel mezzo interstellare tramite venti stellari: il gas espulso attiva la nucleazione. Esplosioni di nove e supernove alimentano il processo (Fig. 1.11) [6].

I grani di polvere sono molto fragili e vengono completamente distrutti in ambienti con temperature elevate ((1000–2000) K), ed è il motivo per il quale la polvere si trova nell’ambiente delle nubi molecolari giganti, insieme cioè al gas freddo. I grani di polvere possono essere distrutti dalle *alte temperature* e da *radiazioni molto energetiche* come raggi UV, raggi X e raggi gamma, ma anche tramite processi come il *desorbimento fotonico* (attraverso il quale il mantello del grano viene distrutto e il core rimane intatto) e i *bombardamenti della fase gassosa* (nel quale sulla superficie del grano, trovandosi questo in una zona molto densa di gas, avvengono reazioni chimiche che portano alla destabilizzazione del grano), *collisioni* con raggi cosmici ma anche tra i grani di polvere (l’energia cinetica delle particelle è tanto elevata che può portare alla loro distruzione).

L’evoluzione della polvere consiste in una sorta di ciclo, attivato dalle ultime fasi dell’evoluzione stellare: la polvere qui formata viene diffusa nel mezzo interstellare e preservata nelle nubi molecolari giganti, nelle quali altre stelle si formeranno. Ad ogni ciclo il mezzo interstellare si arricchisce di elementi più pesanti originati durante l’evoluzione delle stelle e il ciclo continua finché il gas molecolare è disponibile.

2.3 Emissione ed assorbimento

La polvere è importante in numerosi processi come la formazione dell' H_2 (Par. 1.3) e il riprocessamento della luce stellare.

I grani di polvere assorbono la radiazione dell'ordine di grandezza delle loro dimensioni ($(0.1 - 1) \mu\text{m}$), ossia la radiazione in banda UV/ottica e la riemettono ad una lunghezza d'onda maggiore nell'IR (dai $10 \mu\text{m}$ ai $200 \mu\text{m}$, a seconda della temperatura della polvere stessa). La presenza di polvere può così essere rilevata sia tramite l'assorbimento della luce UV/ottica, sia tramite l'emissione nelle bande dell'IR [4]. In media, nelle galassie odierne, da $\frac{1}{4}$ a $\frac{1}{3}$ della radiazione stellare è riprocessato in emissione da parte della polvere [6].

Anche lo scattering della radiazione da parte della polvere ha effetti importanti e produce strutture intorno a stelle massive, le nebulose a riflessione. Il contributo combinato di assorbimento e scattering, che di fatto sottrae radiazione ottica/UV lungo la linea di vista, si chiama **estinzione**.

Per descrivere questi processi prendiamo in considerazione l'equazione del trasporto radiativo (Eq. 2.8).



Figura 2.1: Immagine qualitativa rappresentante i processi riguardanti le nubi di polvere. I raggi gialli, blu, marroni rappresentano rispettivamente la radiazione emessa dalla sorgente S , la radiazione scatterata dalla nube interstellare e la radiazione emessa dalla nube interstellare; O è l'osservatore.

2.3.1 Estinzione

Il fenomeno dell'estinzione avviene quando tra una sorgente luminosa e l'osservatore è interposto del materiale (nel nostro caso polvere interstellare) in grado di assorbire e scatterare radiazione (Fig.2.1).

Tramite *assorbimento* l'energia irradiata dalla sorgente è trasformata e irradiata a lunghezze d'onda tipiche dell'infrarosso; tramite *scattering* invece la direzione di propagazione del raggio viene cambiata, portando a una diminuzione dell'intensità nell'originale direzione di propagazione. L'effetto combinato di questi due fenomeni attenua l'intensità del fascio originale ed è detto estinzione; ne ricaviamo qui un'espressione [5].

Assumiamo che i grani di polvere interstellare siano sferici con raggio a e sezione geometrica πa^2 , l'estinzione C_{ext} da loro prodotta (che ha l'unità di misura di un'area) sarà:

$$C_{ext} = Q_{ext}\pi a^2 \quad (2.1)$$

dove con Q_{ext} si indica il coefficiente di estinzione².

Consideriamo un cilindretto di nube interstellare, di lunghezza dl e sezione trasversa dA , perpendicolare alla direzione di propagazione. Assumiamo che le particelle dentro il cilindro considerato non si coprano a vicenda (Fig. 2.2). Se indichiamo con n la densità delle particelle, ci saranno $ndldA$ particelle nell'elemento di volume considerato che copriranno una frazione $d\tau$ di area dA :

$$d\tau_\nu = \frac{ndAdlC_{ext}}{dA} = nC_{ext}dl. \quad (2.2)$$

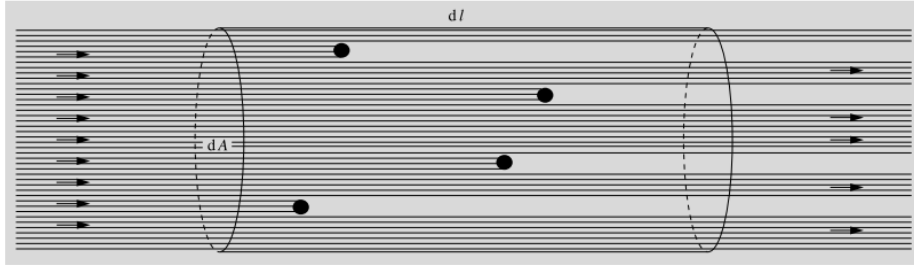


Figura 2.2: *Cilindro di nube interstellare considerato per ricavare una formulazione dell'estinzione* [5].

² Il coefficiente di estinzione è la somma dei coefficienti di assorbimento e scattering, $Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{scat}$; secondo la teoria di Mie quando il raggio delle particelle è molto piccolo rispetto alla lunghezza d'onda della radiazione incidente il processo dominante è l'assorbimento.

Nella lunghezza dl l'intensità della radiazione cambierà di

$$dI_\nu = -I_\nu d\tau_\nu \quad (2.3)$$

Con $d\tau_\nu$ si identifica la *profondità ottica* della nube, ovvero una grandezza che fornisce una misura di quanto la nube sia opaca alla radiazione. Integrando la 2.3 si ottiene:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} \quad (2.4)$$

che esprime il fenomeno dell'estinzione: indicando con I_ν l'intensità percepita dall'osservatore posto oltre la nube e con $I_\nu(0)$ l'intensità irradiata dalla sorgente. Scriviamo inoltre la profondità ottica totale tra l'osservatore e la sorgente:

$$\tau_\nu(r) = \int_0^r d\tau = \int_0^r nC_{ext}dl = C_{ext}\bar{n}r \quad (2.5)$$

dove \bar{n} è la densità media di particelle lungo il percorso.

Quando $\tau_\nu \gg 1$ il mezzo è detto *otticamente spesso* o *opaco*, invece quando $\tau_\nu \ll 1$ il mezzo è detto *otticamente sottile* o *trasparente*. Sostanzialmente un mezzo otticamente sottile è un mezzo nel quale i fotoni di frequenza ν possono attraversare il materiale senza essere assorbiti, mentre un mezzo otticamente spesso è un mezzo nel quale in media i fotoni di frequenza ν non riescono ad attraversare tutto il mezzo senza essere assorbiti.

L'estinzione ha effetti sulla magnitudine apparente; per tener conto di ciò si considera la seguente formula³:

$$m - M = 5 \log \frac{r}{10pc} + A \quad (2.6)$$

dove $A \geq 0$ rappresenta l'estinzione in magnitudine dovuta al materiale interposto; m indica la magnitudine apparente, M la magnitudine assoluta, r la distanza dell'oggetto. Conoscendo il legame fra intensità e magnitudine, possiamo ricavare una relazione tra A e la profondità ottica:

$$A = (2.5 \log e)\tau \quad (2.7)$$

ovvero $A = 1.086\tau$.

³ Trumpler nei suoi studi sulla distribuzione spaziale di clusters aperti del 1930 si accorse che la distanza dei clusters sarebbe stata sovrastimata utilizzando la relazione $m - M = 5 \log \frac{r}{10pc}$; lo spazio non era completamente trasparente.

⁴ τ può essere espresso in funzione di λ o ν indifferentemente e di conseguenza l'estinzione in magnitudine.

Come ci si aspetta l'estinzione dipende dalla profondità ottica, ovvero dalla quantità di polvere che deve attraversare.

L'estinzione dipende anche dalla lunghezza d'onda. La polvere interstellare infatti causa anche l'arrossamento della luce delle stelle: l'arrossamento è dovuto al fatto che l'entità dell'estinzione aumenta per lunghezze d'onda minori. Spostandoci dal rosso all'ultravioletto, l'estinzione è circa inversamente proporzionale alla lunghezza d'onda e per questa ragione la luce di stelle lontane è più rossa di quello che ci si aspetta. In Fig. 2.3 sono riportate le curve di estinzione per galassie come la Via Lattea, la Piccola e Grande Nube di Magellano e una galassia *starburst*, ovvero caratterizzata da formazione stellare intensa.

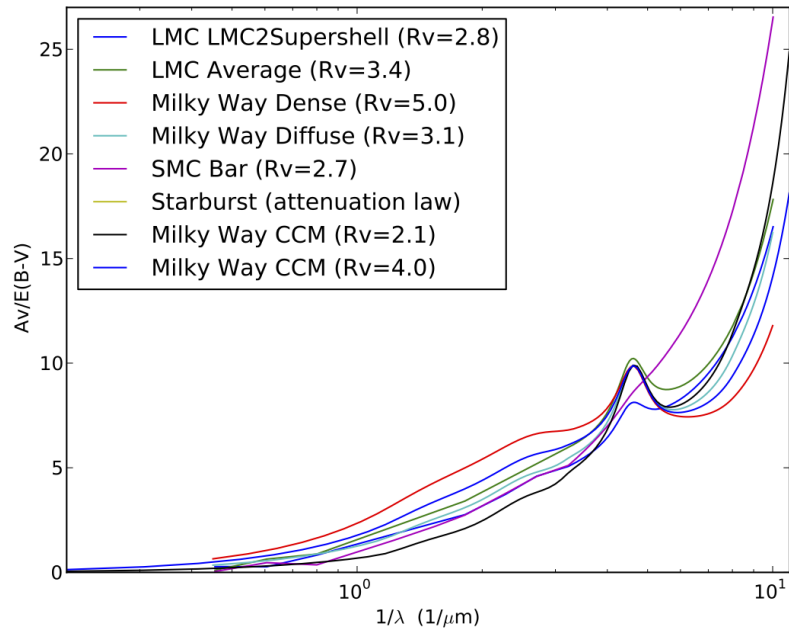


Figura 2.3: Curve di estinzione a diversi R_V per la Via Lattea, la Piccola e Grande Nube di Magellano e una galassia *starburst* [11].

Per ogni galassia compaiono più curve di estinzione, al variare di R_V , definito come il rapporto tra il valore di estinzione nella banda visibile e

l'eccesso di colore⁵, ovvero $R_V = \frac{A_V}{E_{B-V}}$. Osservando il grafico si nota che l'estinzione aumenta al diminuire della lunghezza d'onda, come precedentemente descritto. Inoltre il picco presente a $\lambda \sim 0.2175 \mu\text{m}$ è dovuto alla presenza di materiale carbonaceo [12].

Osservando la figura è chiaro che l'estinzione interstellare ha un'entità maggiore nell'ultravioletto, decresce nell'infrarosso e svanisce nel radio. Oggetti che sono invisibili in banda ottica possono quindi essere studiati nell'infrarosso o nel radio.

2.3.2 Equazione del trasporto radiativo

L'equazione del trasporto radiativo prende in considerazione non solo l'assorbimento dovuta alla materia interposta fra sorgente e osservatore (come descritto nel paragrafo precedente), ma anche la possibilità che il materiale stesso emetta; la variazione di intensità lungo una specifica direzione diventa quindi:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (2.8)$$

In tale equazione α_ν è il coefficiente di assorbimento e rappresenta la perdita di intensità di un fascio percorrente una distanza ds , per convenzione α_ν è positivo. Questo coefficiente, a livello microscopico, è legato alla densità e all'opacità delle particelle (ovvero quanto le particelle sono in grado di assorbire la radiazione incidente). j_ν è invece il coefficiente di emissione per una emissione monocromatica ed è definito come l'energia emessa per unità di tempo, angolo solido, volume e frequenza.

L'equazione del trasporto radiativo prende una forma particolarmente semplice se la si esprime in termini di profondità ottica, in accordo con la condizione di Mie (vedi nota ²), si può esprimere la profondità ottica in termini del coefficiente di assorbimento:

$$d\tau_\nu = \alpha_\nu ds. \quad (2.9)$$

L'equazione 2.8 diventa allora:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu; \quad S_\nu \equiv \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \quad (2.10)$$

⁵Il colore di un oggetto astrofisico è la differenza tra le magnitudini apparenti dell'oggetto misurate in due filtri differenti. I due filtri più usati sono B e V.

dove S_ν è la funzione sorgente ed è definita come il rapporto tra il coefficiente di emissione e il coefficiente di assorbimento; integrando si ottiene:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (2.11)$$

2.3.3 Emissione del corpo nero

In condizioni di equilibrio termodinamico tra radiazione e materia, la funzione sorgente coincide con la funzione di Planck [13]:

$$B_{BB,\nu}(T_d) = \frac{2h\nu^3}{c^2(e^{h\nu/kT_d} - 1)}, \quad (2.12)$$

dove $k = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K è la costante di Boltzmann, $c = 3 \times 10^8$ m/s la velocità della luce nel vuoto e $\hbar = 1,0551 \times 10^{-34}$ J·s la costante di Planck ridotta; l'eq. 2.11 diventa così nella forma:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + B_{BB,\nu}(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.13)$$

dove $I_\nu(0)e^{-\tau_\nu}$ è l'intensità della radiazione (emessa dalla sorgente di fondo) assorbita dai grani di polvere e $B_{BB,\nu}(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu})$ è l'intensità della radiazione emessa dai grani di polvere riscaldati.

In equilibrio termodinamico, l'energia assorbita e l'energia emessa dai grani, sono in perfetto bilancio [6]:

$$\int_\nu I_{*,\nu} Q_{abs,\nu}(a) d\nu = \int_\nu B_{BB,\nu}(T_d) Q_{em,\nu}(a) d\nu. \quad (2.14)$$

Nel termine a sinistra troviamo la quantità di energia assorbita, mentre nel termine a destra la quantità di energia emessa. Sia il coefficiente di emissione che il coefficiente di assorbimento dipendono dalle dimensioni del grano (a è il raggio della particella) e dalla frequenza ν (lunghezza d'onda) della radiazione. La dipendenza dalla temperatura T_d è invece espressa dalla funzione di Planck.

Troviamo ora un'espressione per i due coefficienti $Q_{abs,\nu}$ e $Q_{em,\nu}$ separando nell'equazione del trasporto radiativo (Eq. 2.13) il contributo stellare (*) e della polvere (d) all'uscita della nube (di spessore L):

$$I_{*,\nu}(L) = I_{*,\nu}(0)e^{-\tau_\nu}; \quad \tau_\nu = \alpha_\nu L; \quad (2.15)$$

$$I_{d,\nu}(L) = B_{BB,\nu}(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu}); \quad \tau_\nu = \alpha_\nu L. \quad (2.16)$$

Fuori e dentro la nube infatti la funzione sorgente e l'intensità stellare sono, rispettivamente, nulle. Manipolando la 2.15 si ottiene:

$$I_{*,\nu}(0) - I_{*,\nu}(L) = I_{*,\nu}(0)(1 - e^{-\tau\nu}). \quad (2.17)$$

Con questi risultati osserviamo che l'Eq. 2.16 esprime l'intensità della radiazione assorbita dalla nube, che varia con $(1 - e^{-\tau\nu})$, mentre l'Eq. 2.17 esprime l'intensità dell'emissione termica da parte della polvere e anch'essa varia con $(1 - e^{-\tau\nu})$. Queste due equazioni sono dunque gli integrandi dell'Eq. 2.14. Otteniamo così:

$$Q_{abs,\nu} = Q_{em,\nu} = (1 - e^{-\tau\nu}). \quad (2.18)$$

Per l'emissione di un corpo nero perfetto (un corpo in grado cioè di rimettere tutta la radiazione assorbita) il coefficiente di assorbimento è pari a 1 e la sua brillantezza è quella descritta dalla funzione di Planck (Eq. 2.12). L'emissione da parte dei grani di polvere (Eq. 2.16) è invece detta di *corpo grigio* o *corpo nero modificato*.

Si può inoltre esplicitare la dipendenza di τ_ν dalla frequenza tramite la relazione [14]:

$$\tau_\nu = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta, \quad (2.19)$$

dove β è l'indice di emissività della polvere e varia in base alle caratteristiche chimiche dei grani (ad esempio per metalli e materiali cristallini $\beta = 2$ e per materiali amorfi $\beta = 1$), ν la frequenza a riposo e ν_0 la frequenza per la quale la polvere si trova in regime otticamente spesso; quando $\nu < \nu_0$ vale il regime otticamente sottile. Esplicitiamo inoltre, sempre considerando la profondità ottica, l'emissione da parte della polvere nei due diversi regimi: otticamente spesso e otticamente sottile. Nel primo caso, essendo $\tau_\nu \gg 1$, l'Eq. 2.16 si riduce alla funzione di corpo nero (2.12). Nel secondo caso, essendo $\tau_\nu \ll 1$ (espandendo in serie di Taylor), l'Eq. 2.16 diventa:

$$I_{d,\nu}(L) = B_{BB,\nu}(T_d) \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \quad (2.20)$$

e i coefficienti di emissione ed assorbimento sono identificabili con la profondità ottica:

$$Q_{abs,\nu} = Q_{em,\nu} = \tau_\nu = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta. \quad (2.21)$$

2.4 Stima della temperatura della polvere

Con queste premesse è ora possibile ricavare un'espressione per il valore minimo della temperatura.

A livello osservativo siamo in grado di ottenere dati riguardanti il flusso (S):

$$S = I\Omega \quad (2.22)$$

dove con Ω si intende l'angolo solido, dato dal rapporto tra la porzione di superficie sferica A , di raggio R , sottesa da Ω e il quadrato della distanza r , $\Omega = \frac{A}{r^2} = \frac{\pi R^2}{r^2}$ (Fig. 2.4) [15] [4]. Tali parametri sono ottenibili nel nostro caso tramite osservazioni. Esplicitiamo ora l'intensità I con l'Eq. 2.16 e teniamo presente che la frequenza che noi osserviamo non è la frequenza della radiazione emessa dalla sorgente, ma esse sono legate dalla relazione: $\nu_{oss} = \frac{\nu_e}{1+z}$ ⁶, indicando con z il redshift. Il flusso si può quindi scrivere⁷:

$$S_\nu = \frac{\Omega}{(1+z)^3} B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau}). \quad (2.23)$$

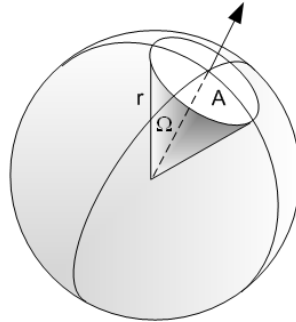


Figura 2.4: Angolo solido.

Esplicitando l'equazione del corpo nero (Eq. 2.12) nell'equazione ricavata per il flusso (Eq. 2.23) si ottiene un'espressione del flusso in funzione di temperatura e profondità ottica :

$$S_\nu = \frac{\Omega}{(1+z)^3} (1 - e^{-\tau}) \frac{h\nu^3}{c^2(e^{h\nu/kT_d} - 1)}. \quad (2.24)$$

⁶D'ora in poi con ν ci si riferisce alla frequenza emessa.

⁷Il contributo del redshift nella frequenza che compare nell'esponenziale della funzione di Planck risulta trascurabile.

In questa equazione la profondità ottica τ e la temperatura dei grani di polvere T_d sono i due parametri degeneri, ossia per ottenere un dato flusso osservato, ci sono diverse coppie di τ e T . Inoltre tali parametri non sono noti a priori.

Il grafico in Fig. 2.5 mostra l'andamento del flusso in funzione di temperatura e profondità ottica (Eq. 2.23).

Per un valore di τ si possono avere diversi valori del flusso, a seconda della temperatura e viceversa.

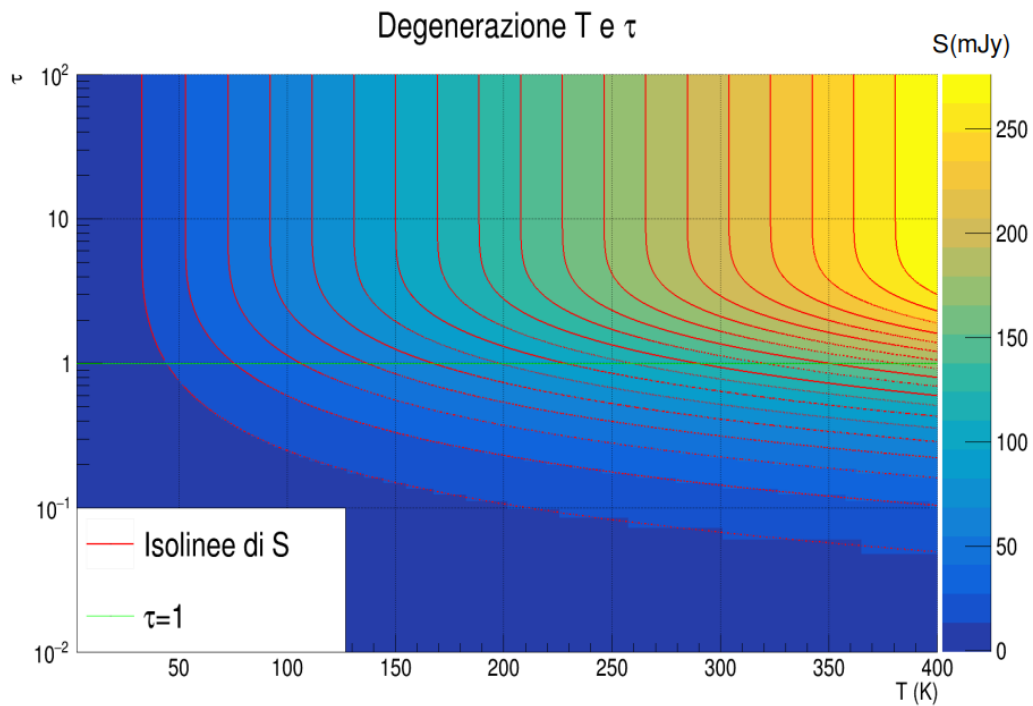


Figura 2.5: *Degenerazione fra temperatura e profondità ottica. La profondità ottica è riportata sull'asse y in scala logaritmica e la temperatura sull'asse x . La scala a destra del grafico rappresenta invece la scala di misura per il flusso: al colore giallo corrisponde un flusso maggiore. La temperatura viene fatta variare nel range (3–400) K e la profondità ottica nel range (0.01–100). La linea verde demarca la separazione dei due regimi: otticamente spesso nella parte superiore del grafico ($\tau \gg 1$) e otticamente sottile nella parte inferiore ($\tau \ll 1$).*

Misurando il flusso e conoscendo le dimensioni della regione emittente, è

possibile però ottenere un limite inferiore per la temperatura, ipotizzando di essere in un regime otticamente spesso ($\tau \gg 1$), vediamo come.

Invertendo tale funzione (Eq. 2.24) si può ricavare un'espressione per la temperatura dei grani di polvere, la cui unica incognita è la profondità ottica:

$$T_d = \frac{h\nu}{k \ln\left[\frac{2\Omega(1-e^{-\tau})h\nu^3}{c^2 S_\nu(1+z)^3} + 1\right]}. \quad (2.25)$$

Da questa equazione possiamo ricavare l'espressione della temperatura nei due diversi regimi:

$$\tau \gg 1 \quad T_d = \frac{h\nu}{k \ln\left[\frac{2\Omega h\nu^3}{c^2 S_\nu(1+z)^3} + 1\right]} \quad (2.26)$$

e

$$\tau \ll 1 \quad T_d = \frac{h\nu}{k \ln\left[\frac{2\Omega\tau h\nu^3}{c^2 S_\nu(1+z)^3} + 1\right]}. \quad (2.27)$$

Osserviamo ora che per $\tau \ll 1$ l'argomento del logaritmo diminuisce, e di conseguenza, essendo il logaritmo al denominatore, il valore della temperatura aumenta. Ne deduciamo che il valore della temperatura minima si ha in regime otticamente spesso, avvalendosi cioè dell'Eq. 2.26.

Notiamo infatti da queste equazioni e dal grafico in Fig. 2.5 che per valori elevati di profondità ottica la temperatura è indipendente da questa e si mantiene costante.

2.4.1 La radiazione cosmica di fondo

In queste osservazioni però dobbiamo tenere conto anche della radiazione cosmica di fondo (CMB): la radiazione elettromagnetica che permea l'universo, residuo del Big Bang [4]. Questa radiazione corrisponde a uno spettro di corpo nero al quale è associata una temperatura pari a 2.275 K. L'eq 2.23 è allora più propriamente esprimibile [16]:

$$S_\nu = \frac{\Omega}{(1+z)^3} [B_\nu(T_d) - B_\nu(CMB)](1 - e^{-\tau}). \quad (2.28)$$

nella quale $B_\nu(CMB)$ esprime proprio la radiazione di corpo nero corrispondente alla radiazione cosmica di fondo, a un dato *redshift*.

Di conseguenza anche la temperatura minima ricavata nell'eq. 2.26 assumerà una forma leggermente diversa:

$$\tau \gg 1 \quad T_d = \frac{h\nu}{k \ln \left[\frac{2\Omega h\nu^3}{c^2 S_\nu (1+z)^3 + \Omega B_\nu(CMB)} + 1 \right]}. \quad (2.29)$$

Capitolo 3

Stima della temperatura della polvere in GMASS0953

3.1 GMASS0953

Le considerazioni fino ad ora riportate sono state applicate a GMASS0953, una galassia con formazione stellare in corso a $z = 2.2256$ (3 Gyr dal *Big-Bang*), ospitante un nucleo galattico attivo (AGN). Tale galassia, date le sue proprietà, è ritenuta essere un tipico progenitore di galassie compatte quiescenti (QGs). Le osservazioni su GMASS0953 sono state effettuate dall'interferometro ALMA a 107.291 GHz (Banda 3) e 214.532 GHz (Banda 6) [17]. Con le misure effettuate è stato possibile risalire alla *size* della regione da cui ha origine la radiazione emessa dalla polvere e alle emissioni del gas molecolare, che indicano così che GMASS0953 è molto compatta (~ 1 kpc). Questi risultati, insieme a una densità molto alta del mezzo interstellare, implicano che la galassia sta sperimentando un episodio di intensa formazione stellare nella regione centrale e che esaurirà presto le sue riserve di gas. È stato inoltre possibile misurare la velocità di rotazione del gas ($V_{rot} \simeq 320$ km s⁻¹) tramite un'analisi cinematica delle righe del CO [17].

In Fig. 3.1 è riportata la SED (Distribuzione di Energia Spettrale) completa di GMASS0953, ottenuta tramite *fit* ai punti fotometrici disponibili. È stata così derivata per GMASS0953 una massa stellare pari a $M_{star} = (1.15 \pm 0.1) \times 10^{11} M_{\odot}$ e un *rate* di formazione stellare corrispondente a $SFR_{IR} = (214 \pm 20) M_{\odot} yr^{-1}$.

Applicando invece il *fit* nel lontano infrarosso (cioè per $\lambda > 24\mu m$)

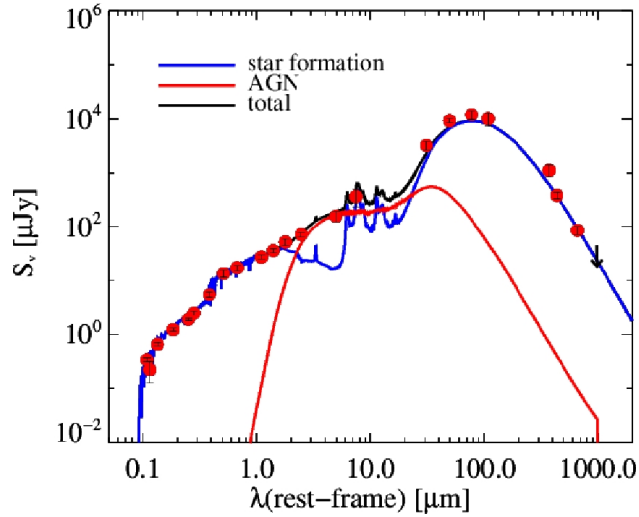


Figura 3.1: *SED di GMASS0953. La linea nera rappresenta il modello ottenuto con il best fit, mentre le linee blu e rosse indicano, rispettivamente, il contributo alla SED della formazione stellare e dell'AGN. I punti rossi sono i punti fotometrici osservati [17]*

si ottiene una stima della temperatura e della massa della polvere, ovvero $T_{dust} = (38 \pm 2)$ K e $M_{dust} = (2.6 \pm 0.5) \times 10^8 M_{\odot}$. In tale *fit* la normalizzazione è stata lasciata libera: nell'Eq. 2.24 di fatto non è stata presa in considerazione la dimensione dell'emissione in banda IR, legata alla dimensione della regione emittente [18] [19].

Il lavoro descritto nel prossimo paragrafo consiste dunque nel verificare che per GMASS0953 la temperatura stimata tramite *fit* alla SED e in assenza di informazioni sulla *size* della regione emittente, $T_{dust} \simeq 38K$, sia maggiore della temperatura minima consentita.

3.2 Il calcolo

Una volta trovata l'Eq. 2.29 è possibile effettuare il calcolo della temperatura minima della polvere. È stato quindi scritto un codice in linguaggio C++ per velocizzare il calcolo di T_{min} nel quale i parametri noti sono inseribili da terminale. Tali parametri sono la lunghezza d'onda della radiazione emessa (λ_{em}), espressa in micrometri; la distanza angolare (D_A) e il raggio della sorgente (r) espressi rispettivamente in Mega-parsec e kilo-parsec¹; il flusso (S_ν), espresso in micro-Jansky; il *redshift* z . Il programma calcola inoltre la frequenza emessa dalla radiazione (ν) e l'angolo solido considerato (Ω). Distanza angolare e angolo solido sono infatti legati dalla relazione $\Omega = \frac{A}{r^2} = \frac{\pi r^2}{D_A^2}$ (cfr. Par. 2.4). La distanza angolare è stata ricavata utilizzando il modello cosmologico standard, ovvero utilizzando i seguenti valori: per quanto riguarda la densità di materia barionica, $\Omega_m = 0.3$, per la densità di energia oscura $\Omega_\lambda = 0.7$ e inoltre la costante di Hubble, $H_0 = 69.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. D_A stessa è stata ricavata utilizzando il calcolatore cosmologico ideato da Ned Wright [20] [21].

3.3 La temperatura della polvere

Pertanto, utilizzando l'Eq. 2.29 sviluppata con il codice descritto nel paragrafo 3.2 e inserendo gli opportuni parametri relativi a GMASS0953, è stato possibile calcolare la temperatura minima di questa galassia. Le osservazioni su GMASS0953 sono state effettuate grazie ad ALMA e corrispondono ad una lunghezza d'onda osservata $\lambda_{oss} = 1.4 \text{ mm}$ (Banda 6).

Tramite la relazione $\lambda_{em} = \frac{\lambda_{oss}}{1+z}$ (cfr. ν nel Par.2.4), si ottiene che la lunghezza d'onda della radiazione emessa dalla sorgente è $\lambda_{em} = 434 \mu\text{m}$. Per il flusso (S_ν) e il raggio della superficie emittente della polvere (r) sono stati considerati i dati presenti nel lavoro di *Talia et al.* [17]; per la distanza angolare (D_A) si è utilizzato il calcolatore cosmologico [21].

I parametri relativi a GMASS0953 ($z = 2.2256$), inseriti nel codice, sono riassunti in Tab. 3.1. Con questi valori la temperatura minima ricavata risulta essere $T_{min} = (10.13 \pm 0.76) \text{ K}$ ². Nel grafico in Fig. 3.2 viene riportato il flusso in funzione di temperatura e profondità ottica.

¹Il parsec è la distanza (dalla Terra) di un oggetto che ha una *parallasse* annua di un *arcosecondo*; $1 \text{ pc} = 3.0857 \times 10^{16} \text{ m}$ [5].

²Si rimanda all'appendice (A) per il calcolo dell'errore.

Parametro	Valore	Unità di misura
λ_{em}	434	μm
D_A	1711.3	Mpc
r	1.24 ± 0.37	kpc
S_ν	378 ± 65	μJy
T_{min}	10.13 ± 0.76	K

Tabella 3.1: Valori dei parametri relativi a *GMASS0953* inseriti nel codice e valore della temperatura minima così ottenuta.

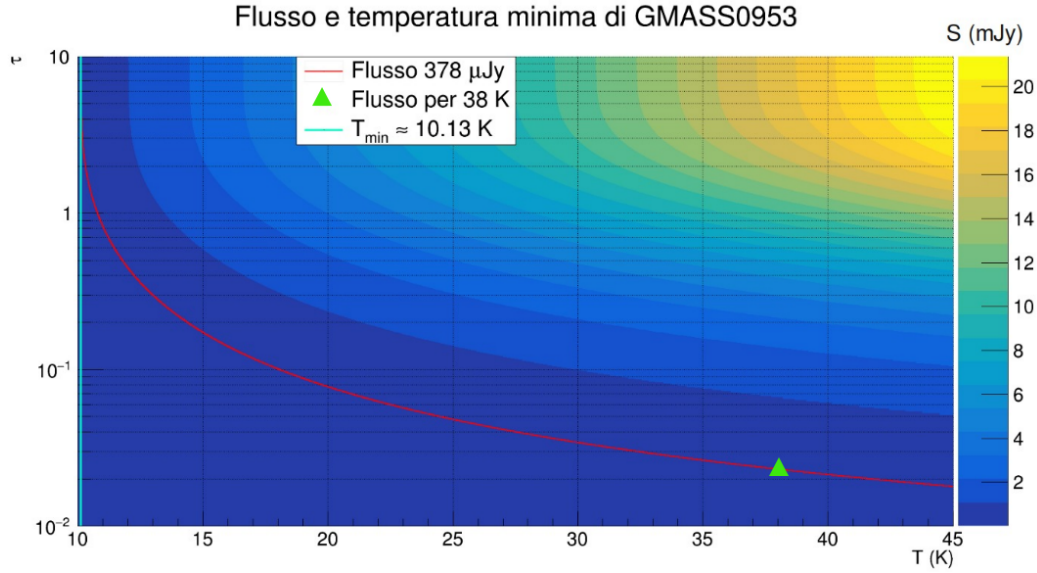


Figura 3.2: Flusso in funzione di temperatura (asse x) e profondità ottica (asse y , in scala logaritmica); la scala a destra del grafico rappresenta invece la scala di misura per il flusso: al colore giallo corrisponde un flusso maggiore. La temperatura viene fatta variare nel range $(10 - 45)K$ mentre la profondità ottica nel range $0.01 - 10$. La linea rossa rappresenta l'andamento T vs τ per il flusso misurato di *GMASS0953*, la linea azzurra rappresenta il limite inferiore della temperatura per *GMASS0953*. Il triangolo verde mostra il flusso in corrispondenza della temperatura ($T_{dust} = 38 K$) derivata per *GMASS0953* da *Talia et al.*

Per *GMASS0953* il flusso misurato, $S_\nu \simeq 378\mu Jy$, è rappresentato nel grafico da una linea rossa: questo flusso è ottenibile con diverse coppie di

temperatura e profondità ottica. In corrispondenza della temperatura minima, $T_{min} = 10.13$ K, è stata tracciata una linea azzurra: per ipotetiche temperature minori della temperatura minima non si hanno flussi misurabili, la temperatura minima ricavata è la temperatura minima che dobbiamo supporre avendo un dato flusso misurato.

La temperatura ottenuta tramite *fit*, $T_{dust} \simeq 38$ K, è dunque maggiore della temperatura minima ricavata. Nel grafico il flusso di GMASS0953 corrispondente a questa temperatura è rappresentato con un triangolo verde.

Una volta stabilito il valore del flusso e della temperatura è immediato ricavare il valore della profondità ottica e di conseguenza possiamo effettuare un'ulteriore verifica per quanto riguarda la massa della polvere, confrontando il nostro risultato (M'_{dust}) con il valore della massa ottenuto tramite *fit* ai punti fotometrici (M_{dust}) [17].

La massa della polvere infatti è esprimibile tramite l'equazione:

$$M_{dust} = \frac{\tau A}{k_{abs}} \quad (3.1)$$

nella quale A rappresenta la porzione di superficie sferica della polvere, (ovvero $A = \pi r^2$), k_{abs} il coefficiente di assorbimento della polvere [22] e τ la profondità ottica. Per il coefficiente di assorbimento abbiamo assunto $k_{abs} = 0.77(\nu/352 \text{ GHz})^\beta \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$, dove β è l'indice di emissività, ed è stato assunto $\beta = 1.6$, ν la frequenza della radiazione emessa e il valore 352 GHz la frequenza di riferimento [16]. τ è stato estrapolato dal grafico: al flusso misurato di GMASS0953, in corrispondenza di $T_{dust} = (38 \pm 2)$ K, la profondità ottica vale $\tau = 0.0231 \pm 0.0019$ [23].

La massa della polvere risulta così essere pari a $M'_{dust} = (2.4 \pm 1.4) \times 10^8 M_\odot$, compatibile con la massa ricavata tramite *fit*, $M_{dust} = (2.6 \pm 0.5) \times 10^8 M_\odot$. Si rimanda all'appendice (A) per il calcolo dell'errore su τ e M'_{dust} .

3.4 Temperatura minima di DC683613

Questo studio si è applicato anche ad alcune delle sorgenti del campione ALPINE (ALMA Large Program to INvestigate [CII] at Early Times) [24]. ALPINE studia galassie a $z \sim 4.4 - 5.9$, precedentemente selezionate nel *rest-frame* UV nelle indagini *COSMOS Evolution Survey (COSMOS)* e *Extended Chandra Deep Field South (ECDFS)*. Questi oggetti costituiscono un campione rappresentativo di galassie *star-forming* nella sequenza principale a

$z \sim 5$ (circa 1 Gyr dal *Big-Bang*) [25]. A differenza di GMASS0953 (Fig. 3.1) la SED delle galassie ALPINE è scarsamente campionata osservativamente e dunque non è possibile ottenere una stima della temperatura tramite un fit alle loro SED. Si è dunque assunto un valore di $T_{dust} = 25$ K, sulla base di stime tipiche per popolazioni di galassie *star forming*. Riportiamo le osservazioni ottenute per DEIMOS-COSMOS-683613, una delle sorgenti di ALPINE che si inserisce significativamente in questo lavoro di tesi.

La galassia si trova a *redshift* $z = 5.536$ ed è stata osservata da ALMA a una lunghezza d'onda $\lambda_{oss} = 1.014$ mm (Banda 7), quindi $\lambda_{em} = 155 \mu m$, e da HST³ con filtro F160W, ottenendo così i valori di flusso ($S \simeq 245 \mu Jy$) e *size* ($r_s = (0.8 \pm 0.2)$ kpc). Avendo a disposizione il valore della *size* (HST), possiamo supporre che il raggio della superficie emittente della polvere valga $r = (0.4 \pm 0.2)$ kpc (in letteratura spesso si assume che la polvere ricopra una superficie pari a circa metà della dimensione dell'intera sorgente nella quale si trova). In tabella sono riportati i parametri essenziali di DC683613 ($z = 5.536$); inseriti nel codice (Par. 3.2), tali parametri permettono di ricavare la temperatura minima, che risulta essere $T_{min} = (25 \pm 3) K^4$.

Parametro	Valore	Unità di misura
λ_{em}	155	μm
D_A	1237.0	Mpc
r	0.4 ± 0.1	kpc
S_ν	245 ± 54	μJy
T_{min}	25 ± 3	K

Tabella 3.2: *Valori dei parametri relativi a DEIMOS-COSMOS-683613 inseriti nel codice e valore della temperatura minima così ottenuta.*

Le assunzioni fatte per questa sorgente sono quindi appena coerenti con il valore di temperatura minima ottenuta. Tale risultato ci suggerisce di rivalutare le assunzioni fatte, in quanto ipotizzando per la polvere valori di temperatura prossimi al valore di temperatura minima non è possibile ottenere valori di profondità ottica (τ) che forniscano una corretta stima della massa della polvere.

³Hubble Space Telescope; le osservazioni che forniscono questa *size* riguardano infatti la radiazione osservata nell'ultravioletto/visibile.

⁴Si rimanda all'appendice (A) per il calcolo dell'errore.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è studiato il mezzo interstellare nel contesto galattico, descrivendone le principali caratteristiche e proprietà; in particolare si è studiata la componente solida dell'ISM: la polvere interstellare. Sono state descritte quindi la sua composizione, formazione e distruzione e sono state esposte le principali fasi dell'evoluzione stellare, essendo questa strettamente legata al ciclo della polvere e del mezzo interstellare stesso.

È stato fondamentale in questo lavoro studiare i meccanismi di emissione e assorbimento che riguardano la polvere. Tramite questi, il trasporto radiativo e l'emissione di corpo grigio si è giunti infatti a individuare un'equazione che esprime la temperatura in funzione del flusso osservato e della profondità ottica (conoscendo la *size*). Analizzando la degenerazione del flusso in temperatura e profondità ottica si è infine stabilita un'espressione per il limite inferiore di temperatura della polvere. Sviluppando un codice è stato quindi possibile calcolare la temperatura minima, in particolare per la galassia GMASS0953 (a $z \sim 2.226$) e per la galassia DC683613 (a $z \sim 5.536$).

In conclusione abbiamo ottenuto un limite inferiore per la temperatura della polvere di GMASS0953, pari a $T_{min} = (10.13 \pm 0.76)$ K e per DC683613, pari a $T_{min} = (25 \pm 3)$ K. L'interferometro ALMA infatti ci permette di calcolare la *size* degli oggetti e da questa si è in grado di dare dei vincoli per la temperatura minima che può avere la polvere. Di conseguenza si verifica che le temperature assunte (o calcolate da *fit* con normalizzazione della curva di corpo grigio libera) sono coerenti, come nel caso di GMASS0953, o meno, come nel caso di DC683613, con la temperatura minima calcolata. Inoltre, stabilendo un limite inferiore per la temperatura della polvere di queste galassie, siamo in grado di avere un ordine di grandezza della temperatura minima anche di oggetti simili, aventi cioè la stessa massa stellare, *rate* di formazione stellare (SFR) e *redshift*.

Appendice A

Calcolo degli errori

A.1 Temperatura

L'errore su T_{min} è stato calcolato utilizzando le relazioni in quadratura, tenendo conto che le uniche variabili affette da errore sono il flusso (S) e il raggio (r) (che si traduce in un errore sull'angolo solido Ω):

$$\Delta T_{min} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{min}}{\partial S_\nu} \Delta S_\nu\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{min}}{\partial \Omega} \Delta \Omega\right)^2}. \quad (\text{A.1})$$

A.2 Profondità ottica

L'errore sulla profondità ottica invece è stato ottenuto sfruttando la legge che lega quest'ultima a flusso e temperatura (2.24). In particolare può essere ottenuto prendendo la semi-dispersione tra i valori corrispondenti agli estremi all'intervallo di incertezza della temperatura ottenuta tramite fit ([17], i.e. $T_{dust} = (38 \pm 2)$ K.)

A.3 Massa

La massa è stata ricavata utilizzando l'Eq. 3.1 e per il calcolo dell'errore si è utilizzato anche in questo il caso le relazioni in quadratura, considerando

l'errore su raggio (che si traduce in un errore sull'area) e l'errore su τ :

$$\Delta M'_{dust} = \sqrt{\left(\frac{\partial M'_{dust}}{\partial \tau} \Delta \tau\right)^2 + \left(\frac{\partial M'_{dust}}{\partial A} \Delta A\right)^2}. \quad (\text{A.2})$$

Notiamo inoltre che dato che l'errore sul raggio è del 30 % questo influenzerà significativamente l'errore sulla massa che risulta così essere più del 60 %.

Bibliografia

- [1] URL: <https://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/index.html>.
- [2] Andrea Cimatti, Filippo Fraternali e Carlo Nipoti, *Introduction to Galaxy Formation and Evolution*, Cambridge University Press, 2020.
- [3] Francesca Pozzi, *Dispense e appunti dal corso di astrofisica*, 2021.
- [4] Carroll Bradley W. e Ostlie Dale A., *An Introduction to Modern Astrophysics*, Pearson Education Limited, Seconda Edizione, 2014.
- [5] Hannu Karttunen et al., *Foundamental Astronomy*, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2017.
- [6] Andrea Cimatti, *Dispense e appunti dal corso di Galaxy Formation and Evolution*, 2021.
- [7] URL: <https://www.eso.org/public/images/>.
- [8] Maurizio Salaris e Santi Cassisi, *Evolution of Stars and Stellar populations*, ohn Wiley & Sons Ltd, 2005.
- [9] URL: <https://www.focus.it/scienza/spazio/che-cosa-e-il-limite-di-chandrasekhar#:~:text=Una%20versione%20semplificata%20dell'evoluzione,mezzo%20la%20massa%20del%20Sole..>
- [10] URL: <https://chandra.harvard.edu/photo/2017/sn1987a/>.
- [11] URL: <https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/reference-data-for-calibration-and-tools/astronomical-catalogs/interstellar-extinction-curves>.
- [12] URL: <https://wwwuser.oats.inaf.it/vladilo/AstronomiaOsservativaC/ism5.pdf>.
- [13] George B. Rybicki e Alan P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, WILEY-VHC Verlag GmbH & Co.KGaA, Wheinheim, 2004.

- [14] L. Sommovigo et al., “Dust temperature in ALMA [C II]-detected high- z galaxies”, in: 503.4 (mag. 2021), pp. 4878–4891, DOI: 10.1093/mnras/stab720, arXiv: 2102.08950 [astro-ph.GA].
- [15] David W. Hogg, *Distance measures in cosmology*, 2000, arXiv: astro-ph/9905116 [astro-ph].
- [16] R. Gilli, C. Norman e et al., “Cosmic evolution of the interstellar Medium density and its role in hiding early Supermassive Black Holes”, in: (2022, In preparazione).
- [17] M. Talia et al., “ALMA view of a massive spheroid progenitor: a compact rotating core of molecular gas in an AGN host at $z = 2.226$ ”, in: 476.3 (mag. 2018), pp. 3956–3963, DOI: 10.1093/mnras/sty481, arXiv: 1802.06083 [astro-ph.GA].
- [18] Tom J L C Bakx et al., “Accurate dust temperature determination in a $z = 7.13$ galaxy”, in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 508.1 (set. 2021), pp. L58–L63, ISSN: 1745-3933, DOI: 10.1093/mnrasl/slab104, URL: <http://dx.doi.org/10.1093/mnrasl/slab104>.
- [19] Schreiber, C. et al., “The ALMA Redshift 4 Survey (AR4S) - I. The massive end of the $z = 4$ main sequence of galaxies”, in: *A & A* 599 (2017), A134, DOI: 10.1051/0004-6361/201629155, URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629155>.
- [20] E. L. Wright, “A Cosmology Calculator for the World Wide Web”, in: 118.850 (dic. 2006), pp. 1711–1715, DOI: 10.1086/510102, arXiv: astro-ph/0609593 [astro-ph].
- [21] URL: <https://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>.
- [22] S. Bianchi, “Vindicating single-T modified blackbody fits to Herschel SEDs”, in: 552, A89 (apr. 2013), A89, DOI: 10.1051/0004-6361/201220866, arXiv: 1302.5699 [astro-ph.CO].
- [23] Fabian Walter et al., *ALMA 200 pc imaging of a $z \sim 7$ quasar reveals a compact, disk-like host galaxy*, 2022, arXiv: 2201.06396 [astro-ph.GA].
- [24] O. Le Fèvre et al., “The VIMOS Ultra-Deep Survey: evidence for AGN feedback in galaxies with CIII]- $\lambda 1908$ Å emission 10.8 to 12.5 Gyr ago”, in: 625, A51 (mag. 2019), A51, DOI: 10.1051/0004-6361/201732197, arXiv: 1710.10715 [astro-ph.GA].

- [25] Andreas L Faisst et al., “ALMA characterizes the dust temperature of $z \simeq 5.5$ star-forming galaxies”, in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 498.3 (ago. 2020), pp. 4192–4204, ISSN: 1365-2966, DOI: 10.1093/mnras/staa2545, URL: <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/staa2545>.