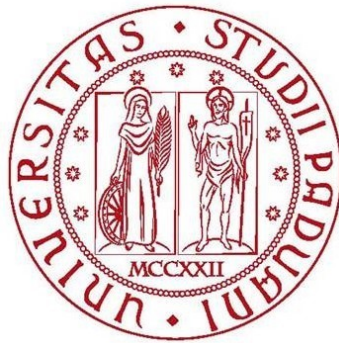


Università degli studi di Padova



DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

GALILEO GALILEI

Laurea triennale in Astronomia

**Studio dell'effetto della temperatura della polvere sulla
determinazione della luminosità totale lontano-infrarossa di
galassie ad alto redshift**

Relatore:
Prof. Paolo Cassata

Candidato:
Francesco Pozzi
Matricola:
1162857

Anno accademico 2020/2021

Abstract

L'obiettivo di questa tesi è quantificare l'effetto che l'assunzione sulla distribuzione di temperatura delle polveri ha sulle luminosità FIR delle galassie, tenendo conto della correzione-K e del redshift cosmologico. Il metodo è stato applicato ad un campione di galassie normali a $4.5 < z < 6$ osservate con ALMA a $158 \mu\text{m}$ nell'ambito del progetto ALPINE.

Dai risultati ottenuti emerge che, per temperature delle polveri superiori a circa 20 K, alla crescita della temperatura è associata una crescita in luminosità FIR e, di conseguenza, un aumento del tasso di formazione stellare FIR; inoltre, senza una conoscenza precisa a priori della temperatura delle polveri, si può sottostimare o sovrastimare il tasso di formazione stellare fino al 30 % (un fattore di circa 0.5 dex).

INDICE

1 – Introduzione alla problematica

- 1.1 – Parametri cosmologici
- 1.2 – Tasso di formazione stellare
- 1.3 – Redshift cosmologico e correzione K
- 1.4 – Progetto ALPINE
- 1.5 – ALMA

2 – Elaborazione dei dati

- 2.1 – Schema del procedimento
- 2.2 – Svolgimento
- 2.3 – Relazione tra luminosità totale FIR e temperatura
- 2.4 – Distribuzioni di temperatura
- 2.5 – Relazione tra tasso di formazione stellare FIR e massa stellare

3 – Conclusioni

1 – Introduzione alla problematica

1.1 – Parametri cosmologici

I parametri cosmologici che sono utilizzati in questo elaborato, in analogia con *Bethermin et al. 2020*, sono i seguenti:

$$\Omega_\Lambda = 0.7 \quad , \quad \Omega_m = 2 q_0 = 0.3 \quad , \quad H_0 = 70 \frac{km}{s Mpc} = 2.268545502 \cdot 10^{-18} \frac{1}{s}$$

1.2 – Tasso di formazione stellare

Tra i parametri principali che caratterizzano una galassia vi è sicuramente il tasso di formazione stellare (o “*SFR*”); questo è definito come la massa di gas trasformata in stelle in un anno ed è misurato in $\frac{M_{sun}}{yr}$. La sua importanza nella caratterizzazione delle proprietà di una galassia è pari a quella di parametri quali la massa e la luminosità. Per avere un’idea dei suoi valori tipici, nel caso della Via Lattea si ha *SFR* di circa $2 \frac{M_{sun}}{yr}$, mentre può arrivare anche a centinaia di $\frac{M_{sun}}{yr}$ per galassie molto attive nella produzione stellare (galassie di questo tipo sono dette “starburst”). Le galassie formano le proprie stelle dal gas che hanno a disposizione, perciò un alto valore di *SFR* può significare sia che la galassia è molto efficiente nel produrre stelle sia che possiede molto gas diffuso.

Le stelle giovani si formano solitamente in ambienti molto ricchi di polvere, quest’ultima ne assorbe la luce emessa, si riscalda e riemette l’energia assorbita sotto forma di radiazione termica. In particolare, si è osservato che ad una maggiore energia della radiazione incidente corrisponde un maggiore assorbimento da parte dei grani di polvere. Per quanto detto, lo spettro totale della galassia risulterà composto in prima approssimazione da due componenti: la prima è data dalla radiazione UV-opt-NIR delle stelle, la seconda da quella emessa nel FIR delle polveri. Misurando allora la luminosità ultravioletta (o “ L_{UV} ”) si ha una stima del tasso di formazione stellare non-oscurato (o “ SFR_{UV} ”), mentre dalla luminosità nel lontano infrarosso (o “ L_{FIR} ”) si ottiene il tasso di formazione stellare oscurato (o “ SFR_{FIR} ”). Quindi, per avere una stima robusta del tasso di formazione stellare totale di una galassia, occorre stimare correttamente sia L_{UV} che L_{FIR} , ponendo particolare attenzione all’effetto di assorbimento delle polveri. La formazione stellare nel lontano-infrarosso di una galassia risulta essere direttamente proporzionale a L_{FIR} , quest’ultima strettamente legata alla temperatura delle polveri (che, più realisticamente, avranno una distribuzione di temperatura). Scopo principale di questo elaborato è proprio quello di studiare come varia L_{FIR} (e, dunque, SFR_{FIR}) al variare di questa distribuzione di temperatura.

È noto inoltre che, per le galassie “normali” (ovvero per quelle che si trovano in sequenza principale), esiste una relazione tra la massa stellare (o “ M_{star} ”) ed il tasso di formazione stellare *SFR*; in *figura 1* questa dipendenza è rappresentata dalla linea tratteggiata.

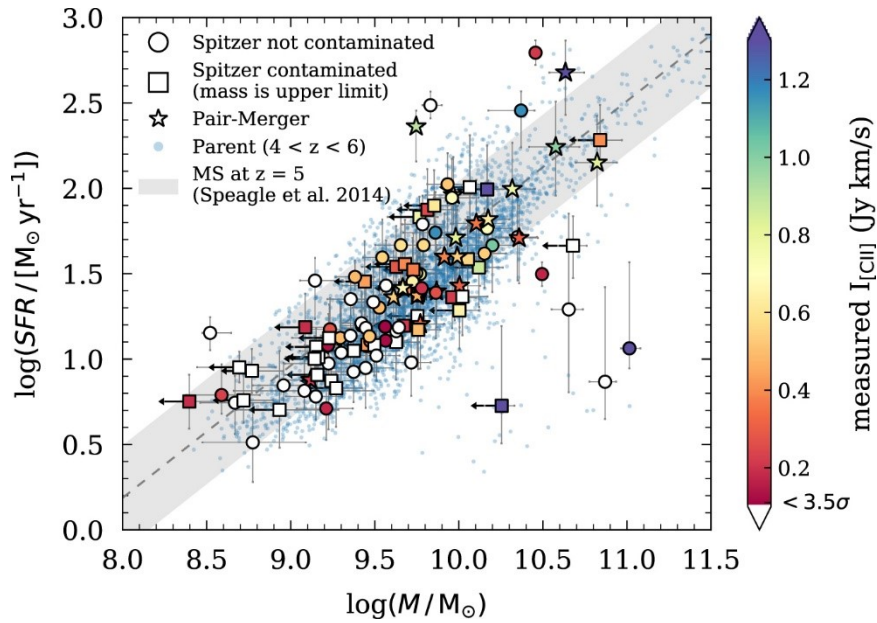


Figura 1 - Tasso di formazione stellare in funzione della massa stellare per un campione di galassie a $4.5 < z < 6$ della survey ALPINE. Da Faisst et al. (2020)

Torneremo su quest'ultima figura alla fine della nostra trattazione.

Al tempo cosmico attuale vi sono pochissimi oggetti che presentano un tasso di formazione stellare di centinaia di $\frac{M_{sun}}{yr}$ ma non è sempre stato così; durante la sua storia evolutiva, la capacità dell'Universo di formare stelle è cambiata drasticamente. Se infatti stimiamo la densità di formazione stellare (o "SFRD"), ovvero la densità volumetrica di SFR, osserviamo che questa aumenta molto rapidamente andando verso epoche passate. In particolare si è osservato un picco di formazione stellare a redshift circa pari a 2, con una decrescita ripida verso il presente ed una lenta verso il passato. Come risulta da *Madau&Dickinson (2014)*, se numerosi vincoli sono stati fissati su SFR dal tempo presente fino a quello del suo massimo, non si può dire altrettanto riguardo alla seconda metà della curva (quella a $z > 2$). Questa incertezza è dovuta principalmente all'incertezza su SFR_{FIR} , argomento di discussione di questa tesi. Questa situazione è perfettamente riassunta in *figura 2*, dove viene mostrato l'andamento della densità di tasso di formazione stellare dal tempo presente verso il Big Bang.

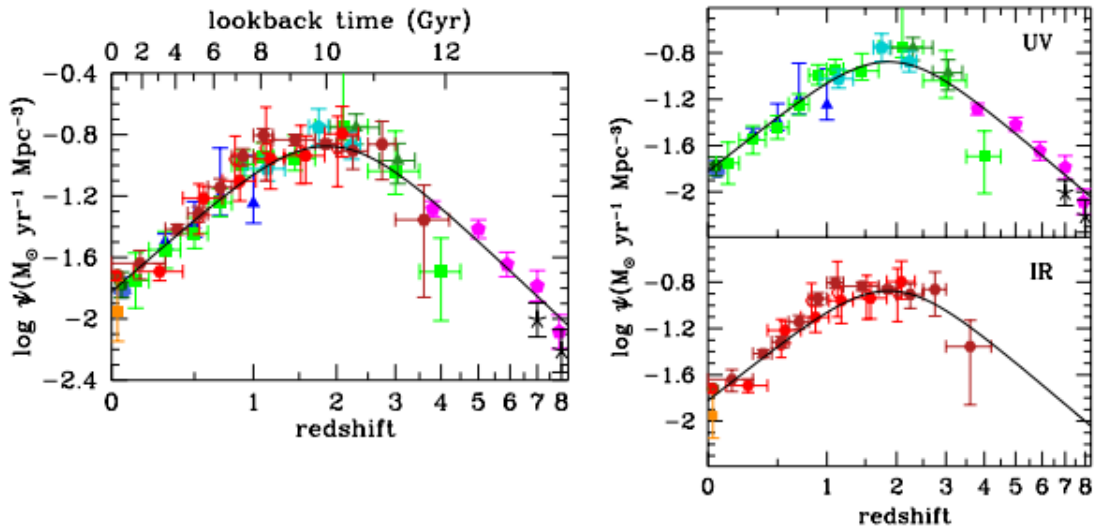


Figura 2 - Pannello a sinistra: Densità di tasso di formazione stellare in funzione del redshift (asse inferiore) e del tempo cosmico verso il passato (asse superiore). Pannello a destra: SFRD stimata dalla luminosità UV in funzione del redshift (in alto), SFRD stimata dalla luminosità FIR in funzione del redshift (in basso). Da Madau&Dickinson (2014)

In quest'ultima figura vogliamo concentrare l'attenzione sul pannello in basso a destra; da questo emerge la mancanza di misure di luminosità FIR ad alti redshift: ciò rispecchia come la formazione stellare dell'Universo primordiale sia stata studiata quasi esclusivamente nell'ultravioletto. Questa radiazione, come abbiamo già evidenziato, è fortemente sensibile all'assorbimento delle polveri; perciò, al fine di ottenere misure accurate di *SFR* di galassie ad alti redshift, è fondamentale comprendere le proprietà di assorbimento delle loro polveri. Ricordiamo inoltre che, a tali distanze, la brillantezza superficiale (che per $z \ll 1$ si può considerare indipendente dalla distanza) ha una forte dipendenza inversa dal redshift cosmologico; ciò fa sì che queste osservazioni necessitino di strumenti particolarmente potenti.

Uno degli scopi del progetto ALPINE è proprio quello di porre nuovi vincoli su *SFR* ad alti redshift.

1.3 – Redshift cosmologico e correzione K

Dato un osservatore ed una sorgente di segnale in movimento, è noto come, a causa dell'effetto Doppler, l'osservatore misurerà una frequenza del segnale diversa da quella emessa. In particolare, la frequenza misurata sarà minore in caso di allontanamento (si parla in questo caso di "redshift", ovvero spostamento verso lunghezze d'onda maggiori) e maggiore in caso di avvicinamento ("blueshift"). Il redshift (o "z") è dunque definito dalla seguente espressione:

$$z := \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{\nu_e - \nu_o}{\nu_o} \quad [1.1]$$

dove, rispettivamente, λ_e e λ_o sono le lunghezze d'onda (emessa e osservata) e ν_e e ν_o le frequenze (emessa e osservata).

Questo semplice fenomeno assume un ruolo fondamentale in astronomia. Sappiamo infatti da Hubble che l'Universo è in continua (e crescente) espansione e che le galassie più lontane presentano una velocità di recessione (ovvero la velocità con la quale si allontanano da noi) maggiore; ciò fa sì che le galassie più lontane presentino anche un redshift più alto. Il redshift di una galassia diventa così un potente mezzo per la misura delle distanze.

In ambito cosmologico le cose si complicano. Man mano che le distanze crescono, si è osservata una forte deviazione rispetto a quanto previsto da Hubble. Infatti, quando si supera il cosiddetto "raggio di Hubble" (circa pari a 4300 Mpc), si inizia a risentire del fatto che l'universo non è euclideo: diventa cioè rilevante il fatto che la curvatura dell'universo non sia nulla. Ciò si traduce nel fatto che la legge di Hubble si complica tramite l'introduzione del parametro di densità (direttamente legato al parametro di decelerazione " q_0 ") e nell'ampliare il semplice concetto di redshift a quello più sottile di redshift cosmologico. Dalla metrica di Robertson-Walker e dall'annullamento della metrica di Minkowski per particelle prive di massa, è infatti possibile definire il redshift cosmologico come $(z + 1)$ e collegarlo al rapporto tra la frequenza del segnale all'emissione e all'osservazione.

Quando si studiano sorgenti a distanze cosmologiche è fondamentale tener conto che i fotoni (essendo particelle a massa nulla) subiscono l'effetto del redshift cosmologico. I fotoni emessi da una sorgente perdono energia viaggiando nello spazio-tempo e vengono dunque osservati ad una lunghezza d'onda maggiore di quella di emissione. Secondo l'espressione:

$$\lambda_o = \lambda_e (z + 1) \quad [1.2]$$

In *figura 3* si può vedere questo effetto su l'emissione di un corpo nero.

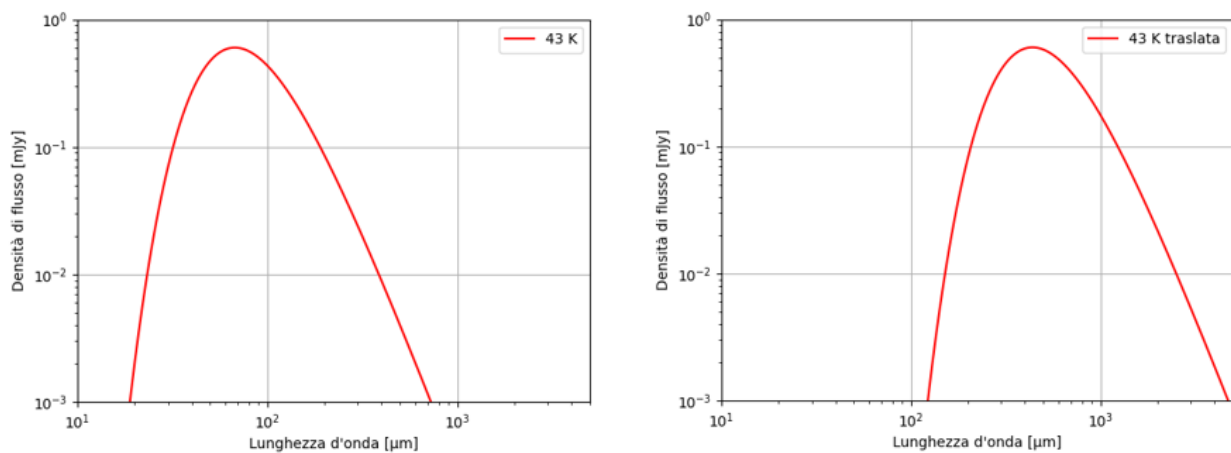


Figura 3 - Pannello a sinistra: Densità di flusso in funzione della lunghezza d'onda per una planckiana a 43 K corrispondente ad un corpo nero posto a redshift pari a 0. Pannello a destra: Densità di flusso in funzione della lunghezza d'onda per una planckiana a 43 K corrispondente ad un corpo nero posto a redshift pari a 5.5

Come si può vedere l'effetto è quello di una semplice traslazione lungo l'asse delle ascisse, in cui ogni punto della planckiana di partenza viene mappato tramite il fattore $(z + 1)$.

Un altro fattore importante da tenere in considerazione è che le osservazioni vengono fatte in una certa banda spettrale, perciò solo una parte della radiazione emessa dalla sorgente viene raccolta. Ciò rende necessaria una correzione da applicare al flusso misurato: la correzione K. Questo fattore

correttivo dipende dal redshift, dalla banda di osservazione e dalla forma dello spettro della sorgente. Un'espressione utile per la correzione K è la seguente:

$$K(z) \simeq (z + 1) \frac{L(\nu_e)}{L(\nu_o)} \quad [1.3]$$

dove $L(\nu_e)$ e $L(\nu_o)$ sono rispettivamente l'energia emessa per unità di tempo e di frequenza alla frequenza di emissione e di osservazione (si misurano in $\frac{erg}{s Hz}$).

Al fine di visualizzare l'effetto della correzione K sul flusso, mostriamo in *figura 4* un grafico da cui emerge anche la grande differenza che si ha osservando a lunghezza d'onda diverse.

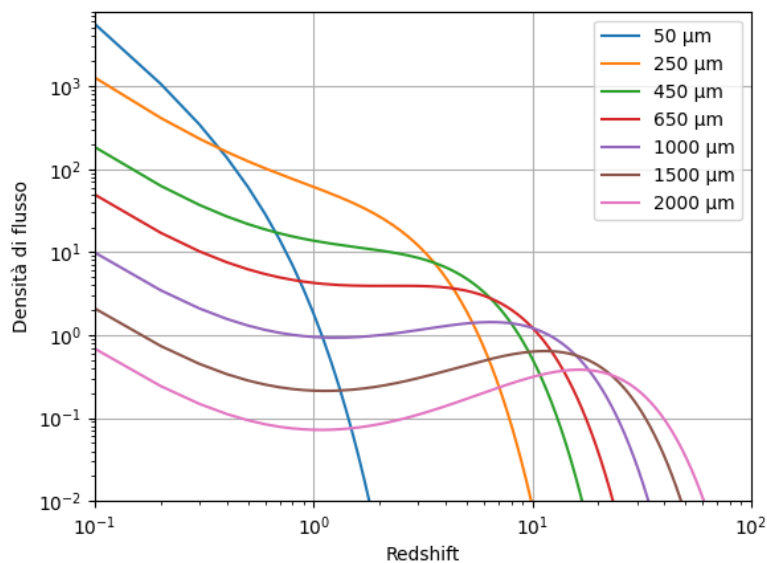


Figura 4 - Effetto della correzione K in un piano flusso-redshift per sette diverse lunghezze d'onda di osservazione

Come si può vedere dal grafico, a seconda della lunghezza d'onda d'osservazione la correzione K può anche far sì che il flusso aumenti all'aumentare del redshift (come accade nelle curve a 1000, 1500 e 2000 μm).

1.4 – Progetto ALPINE

ALPINE (“Alma Large Program to Investigate CII at Early Times”) è una survey di 70 ore con il radiointerferometro ALMA (“Atacama Large Millimeter Array”). Si tratta del primo progetto osservativo che ha permesso di studiare le proprietà lontano-infrarosse di un'intera popolazione di galassie dell'Universo primordiale (*Le Fèvre et al. 2020*): 118 galassie di sequenza principale con redshift compreso tra 4.5 e 6. Queste galassie si collocano nella storia evolutiva dell'Universo ad un tempo cosmico compreso tra 1 e 1.5 miliardi di anni dopo il Big Bang; in realtà la conversione tra redshift ed età dell'universo implica assunzioni su parametri cosmologici quali la costante di Hubble ed il parametro di densità, quindi è sempre conveniente parlare solo in ambito di redshift.

Di solito, al fine di studiare la cinematica del gas delle galassie locali ($z < 0.1$), si utilizza l'emissione dell'idrogeno neutro (HI); infatti l'idrogeno è una delle componenti fondamentali delle galassie e la sua riga a 21 cm (1.42 MHz) è sicuramente una delle più importanti in spettroscopia. Tuttavia per galassie lontane ($z > 0.5$) la sensibilità dei radiotelescopi (che è dell'ordine del mJy) non permette di rilevare questa emissione e diviene dunque necessario ricorrere ad altri traccianti. Nel progetto ALPINE infatti non si utilizza la riga di struttura iperfine dell'idrogeno, ma quella proibita di struttura fine del CII a 158 μm . Numerosi sono i vantaggi nell'utilizzare questa riga: è una delle più intense dello spettro elettromagnetico e viene principalmente emessa nelle dense regioni in cui avviene la fotodissociazione (presenti negli strati esterni delle nubi molecolari giganti, dove cioè si ha la formazione stellare).

Le osservazioni della survey ALPINE forniscono una misura della densità di flusso dell'emissione del continuo delle polveri a 158 μm nel "rest-frame" (ovvero il sistema di riferimento in cui la sorgente è a riposo), misura che può essere usata per stimare la luminosità totale FIR; questa viene poi convertita in SFR_{FIR} , fornendo così una visione più globale del tasso di formazione reale totale di queste galassie.

Inoltre, per i redshift delle sorgenti ALPINE, la riga [CII] viene traslata nella finestra atmosferica che si apre a circa 850 μm , rendendola una scelta particolarmente vantaggiosa nelle osservazioni da terra. Grazie all'elevata sensibilità e all'alta risoluzione angolare di ALMA, è oggi possibile rilevare e risolvere spazialmente l'emissione del CII con tempi di integrazione dell'ordine delle decine di minuti anche per gli oggetti più distanti.

1.5 - ALMA

Attualmente ALMA è lo strumento astronomico più sensibile al mondo nelle lunghezze d'onda millimetriche e sub-millimetriche. La sua costruzione risale al 2003, quando la comunità scientifica mondiale identificò la necessità di studiare l'Universo nella finestra tra la luce infrarossa e le onde radio. È formato da 66 radiotelescopi che combinano i segnali ricevuti facendo interferometria e lavorando così come un solo grande telescopio; questi si possono muovere e puntare una sorgente con una risoluzione angolare di 10 milliarcosecondi.

ALMA si trova a 5000 m di quota nel deserto di Atacama (Cile), che, a causa della sua aridità, dell'alta quota, delle scarse nuvole e delle poche interferenze radio e luminose delle città, è uno dei migliori posti sulla Terra per l'osservazione astronomica. Infatti il vapore acqueo presente in atmosfera assorbirebbe la radiazione nel millimetrico e submillimetrico, ostacolando le osservazioni da terra. Questo è il motivo per cui il deserto di Atacama è il posto perfetto per questo tipo di osservazioni astronomiche.

L'osservatorio ALMA è pienamente operativo dal 2011. L'intervallo di frequenze in cui lavora è ideale per studiare le galassie ad alto redshift; infatti il picco della planckiana delle polveri (che, all'emissione, si trova a circa 100 μm) viene traslato nelle bande ALMA (da 0.3 a 1 mm) per redshift compresi tra 2 e 9.

2 – Elaborazione dei dati

2.1 – Schema del procedimento

L'obiettivo è studiare come varia la conversione da densità di flusso a $158 \mu\text{m}$ a L_{FIR} in base alle assunzioni fatte sulla temperatura delle polveri; svolgeremo questo esercizio per le ventuno galassie ALPINE che presentano la rilevazione del continuo. La riduzione dei dati ALPINE e la misura del flusso a $158 \mu\text{m}$ sono descritte in *Bethermin et al. (2020)*.

Iniziamo riassumendo i nostri punti di partenza ed il filo logico dei passaggi che andremo a compiere:

- Abbiamo assunto che le polveri della galassia sorgente, sature di radiazione emessa dalle stelle, diventino a loro volta sorgente di radiazione e che questa emissione sia interpretabile come somma di planckiane di temperatura data dalla distribuzione di temperatura assunta (chiameremo questa funzione "funzione somma")
- Dato che la radiazione proviene da una sorgente che si trova ad un tempo cosmico diverso dal nostro, questa verrà traslata verso lunghezze d'onda maggiori tramite il redshift cosmologico
- La funzione somma dovrà poi essere, per ogni galassia, correttamente normalizzata tenendo conto della correzione K e dei dati osservativi disponibili nel catalogo ALPINE, ponendo particolare attenzione alle unità di misura delle costanti utilizzate (è conveniente scegliere un sistema di unità di misura e lavorare esclusivamente con esso; come risulterà evidente, noi abbiamo scelto il sistema CGS)
- A questo punto potremo integrare la funzione somma nel FIR (tra 8 e $1000 \mu\text{m}$), per ottenere la luminosità nel lontano-infrarosso e studiarne il comportamento al variare della temperatura delle polveri
- Ricordando che L_{FIR} è direttamente proporzionale a SFR_{FIR} , potremo calcolare quest'ultima quantità e collegarla ad un altro parametro fondamentale nella caratterizzazione di una galassia: la sua massa stellare

Per svolgere i calcoli e rappresentare i grafici è stato utilizzato Python.

Il procedimento che andremo a svolgere prendendo in esame le galassie ALPINE ha, in realtà, una valenza del tutto generale.

2.2 - Svolgimento

Partiamo dunque costruendo due array di temperature corrispondenti alle due distribuzioni di temperatura che andremo ad utilizzare: gaussiana ed uniforme. Questo può essere fatto rispettivamente con i comandi *random.normal* e *random.uniform* della libreria *numpy*; al primo saranno dunque associati i due parametri " x_0 " (valor medio) e " σ " (deviazione standard), mentre al secondo i due corrispondenti al valore iniziale e finale della distribuzione.

Scriviamo la formula di Planck per la densità di flusso del corpo nero in lunghezza d'onda e in frequenza; rispettivamente:

$$B_{\lambda}(\lambda) = \frac{2 h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{h c}{\lambda k T}} - 1} \quad [2.1]$$

$$B_{\nu}(\nu) = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h \nu}{k T}} - 1} \quad [2.2]$$

dove “ h ” è la costante di Planck ($6.62607015 \cdot 10^{-27} \text{ erg s}$), “ c ” la velocità della luce ($2.99792458 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$), “ k ” è la costante di Boltzmann ($1.380649 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{K}}$) e le due espressioni sono legate dalla seguente relazione:

$$\lambda B_{\lambda}(\lambda) = \nu B_{\nu}(\nu) \quad [2.3]$$

da cui è evidente che B_{λ} e B_{ν} non sono omogenee (rispettivamente si misurano in $\frac{\text{erg}}{\text{Sr s Hz cm}^2}$ e in $\frac{\text{erg}}{\text{Sr s cm}^3}$).

Per aumentare l'accuratezza dei calcoli che andremo ad eseguire, in realtà noi non utilizzeremo un modello di corpo nero ma uno di “corpo nero modificato” (o “corpo grigio”). Dato che nessuna sorgente è perfettamente non-riflettente, il corpo grigio fornisce un modello più realistico che tiene conto anche della profondità ottica (o “ τ ”). Il fatto che l'assorbimento di un mezzo dipende anche dalla frequenza dell'onda incidente si rispecchia nella profondità ottica tramite la seguente espressione:

$$\tau(\nu) = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta} \quad [2.4]$$

dove “ ν_0 ” coincide con il valore di ν a cui il mezzo è totalmente opaco e “ β ” è un parametro che viene generalmente assunto pari a 1.5.

L'espressione per il corpo grigio consiste appunto nel modificare quella del corpo nero come da *Casey et al. (2014)*:

$$B_{\text{grigio}}(\nu) = (1 - e^{-\tau(\nu)}) B_{\nu}(\nu) \quad [2.5]$$

Nel nostro caso il mezzo è otticamente sottile e quest'ultima relazione si semplifica come segue:

$$B_{\text{grigio}}(\nu) \simeq \nu^{\beta} B_{\nu}(\nu) \quad [2.6]$$

che, assumendo il valore di β sopracitato, equivale ad utilizzare l'espressione del corpo nero con $\nu^{4.5}$ al posto di ν^3 .

Tenendo a mente questa precisazione, ci riferiremo comunque all'espressione risultante come “formula di Planck” ed alle curve associate come “planckiane”. Come già detto, l'effetto di considerare un corpo grigio invece di un corpo nero è quello di aumentare l'accuratezza del nostro

modello (in particolare, si può verificare che in questo modo si ottengono luminosità totali più alte) ma il significato del procedimento rimane inalterato.

Ora possiamo mettere le temperature del primo array nella formula di Planck, sommare le planckiane corrispondenti e ripetere il processo per il secondo array. In *figura 5* un esempio di somma di planckiane in un grafico logaritmico.

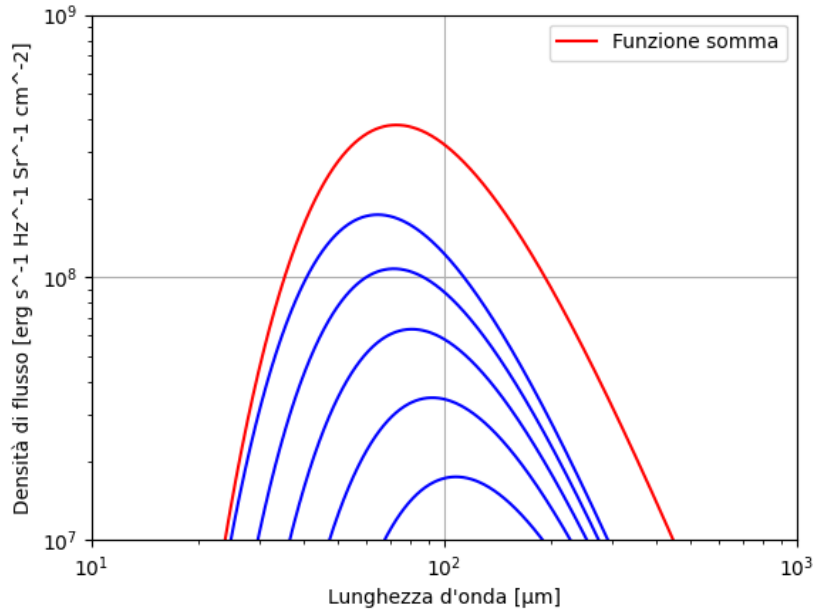


Figura 5 - Densità di flusso in funzione della lunghezza d'onda per cinque planckiane di temperature 30, 35, 40, 45 e 50 K e la loro funzione somma

Al momento stiamo lavorando nel rest frame, dunque, a patto di utilizzare anche tutte le altre quantità fisiche nel sistema di riferimento della sorgente, non è necessario traslare le planckiane tramite il redshift cosmologico. Abbiamo ovvero sull'asse delle ordinate $B_\lambda(\lambda)$ e sull'asse delle ascisse λ_e .

Chiaramente la funzione somma cresce al crescere del numero delle planckiane sommate, è perciò necessario normalizzarla tramite la correzione K. Il fattore di normalizzazione si può ricavare dall'espressione:

$$S(\nu_o) = \frac{L(\nu_o)}{4 \pi d_L^2} K(z) \quad [2.7]$$

dove $S(\nu_o)$ è il flusso osservato e d_L è la distanza di luminosità espressa (tramite la relazione di Mattig) da:

$$d_L = r_0 (z + 1) = \frac{c}{H_0} \frac{q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1 + 2 q_0 z} - 1)}{q_0^2} \equiv \frac{c}{H_0} f_{q_0}(z) \quad [2.8]$$

Si nota facilmente che la [2.8] costituisce una generalizzazione della legge di Hubble; infatti, quando la metrica di Robertson-Walker si approssima a quella di Minkowski (ovvero per $z \ll 1$), espandendo in serie di Taylor si ha:

$$f_{q_0}(z) \simeq z = g(z) \quad [2.9]$$

Mettendo a sistema la [2.7] con la [1.3] si ha:

$$1 \simeq \frac{(z + 1)L(v_e)}{4 \pi d_L^2 S(v_o)} \quad [2.10]$$

che fornisce la normalizzazione cercata.

Dunque, prendendo il rapporto tra la funzione somma e l'equazione [2.10], otteniamo il corretto andamento della densità di flusso. Di seguito mostriamo un grafico del risultato di questo processo per la galassia ALPINE "DEIMOS_COSMOS_488399" con una temperatura delle polveri assunta di 43.5 K:

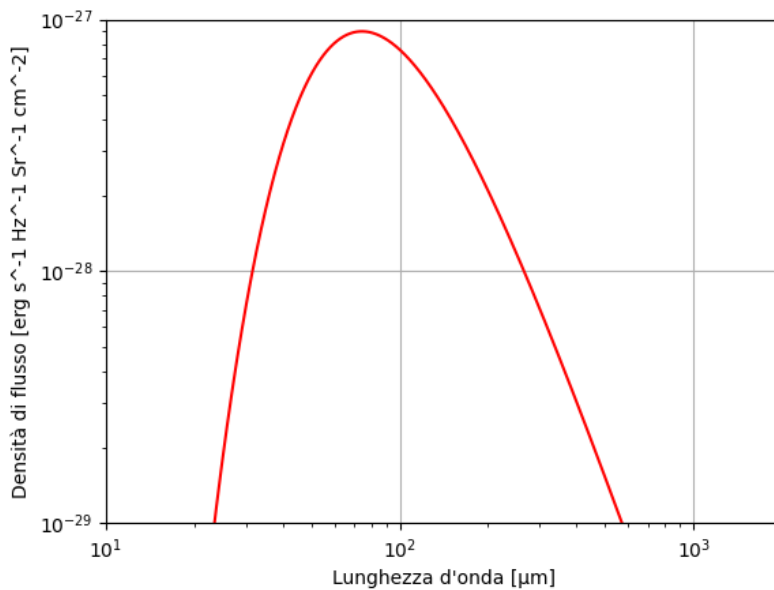


Figura 6 - Densità di flusso in funzione della lunghezza d'onda per la funzione somma normalizzata tramite la correzione K

Un'unità molto comoda in radioastronomia è il Jansky (o "Jy"), definito come segue:

$$1 \text{ Jy} := 10^{-23} \frac{\text{erg}}{\text{Sr s Hz cm}^2} \quad [2.11]$$

In unità di mJy , il grafico precedente viene traslato lungo l'asse delle ordinate tramite un fattore 10^{26} , risultando così di più immediata lettura:

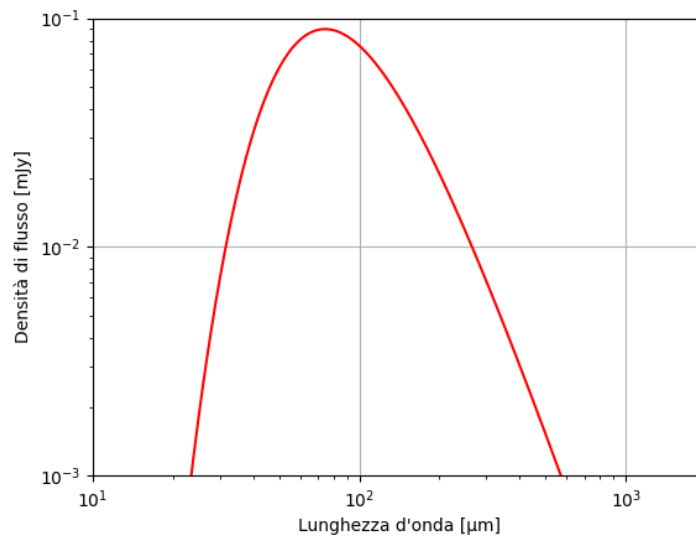


Figura 7 - Densità di flusso in funzione della lunghezza d'onda per la funzione somma normalizzata tramite la correzione K e trasformata in Jansky

Ora, conoscendo il redshift di *DEIMOS_COSMOS_488399*, e dunque la sua distanza di luminosità, possiamo moltiplicare la densità di flusso per il fattore $4 \pi d_L^2$ ed ottenere così l'energia emessa per unità di tempo e di frequenza:

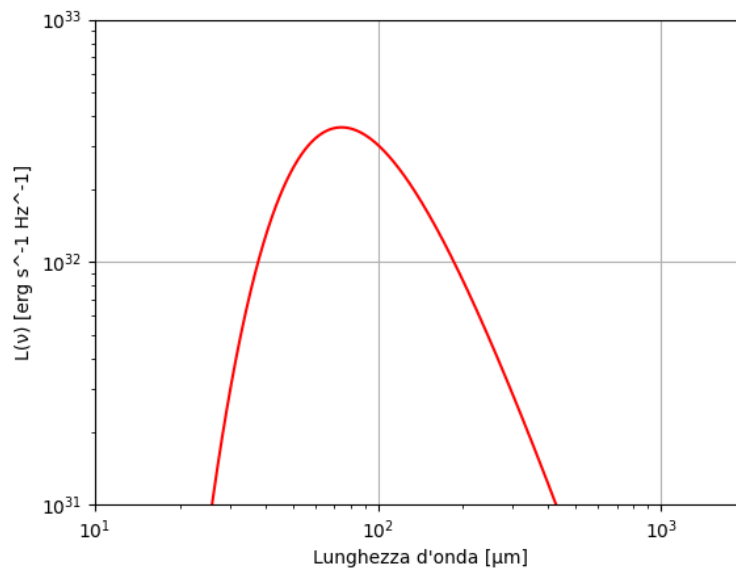


Figura 8 - Luminosità per unità di frequenza derivata dalla funzione somma in funzione della lunghezza d'onda

Per ottenere L_{FIR} a questo punto è sufficiente integrare la curva di *figura 8* tra 8 e 1000 μm . In realtà, come si può vedere dalle unità di misura nei grafici precedenti, come espressione della planckiana è stata utilizzata $B_\nu(\nu)$, poi rappresentata in lunghezza d'onda. Quindi ciò che dobbiamo fare è integrare tra le frequenze (299.792458 GHz e 37.47405725 THz) corrispondenti a queste lunghezze d'onda; così facendo passiamo da $\frac{\text{erg}}{\text{s Hz}}$ a $\frac{\text{erg}}{\text{s}}$, consistente con una luminosità.

Utilizziamo il comando *quad* della libreria *scipy.integrate*, che permette di integrare numericamente in un intervallo definito. In questo caso troviamo un valore di $1.7895 \cdot 10^{45} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$ che, ricordando la seguente relazione:

$$1 L_{sun} = 3.827 \cdot 10^{33} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad [2.12]$$

corrisponde ad un valore di circa $4.676 \cdot 10^{11} L_{sun}$ (o, in unità logaritmiche, $11.67 \log_{10} \frac{L}{L_{sun}}$), consistente con la stima riportata in *Bethermin et al. (2020)*.

Come già detto, questa luminosità è direttamente proporzionale al tasso di formazione stellare oscurato dalle polveri; infatti vale la seguente relazione presa da *Fudamoto et al. (2020)*:

$$SFR_{FIR} = 2.64 \cdot 10^{-44} L_{FIR} \quad [2.13]$$

in cui, da L_{FIR} in $\frac{\text{erg}}{\text{s}}$, si ottiene SFR_{FIR} in $\frac{M_{sun}}{\text{yr}}$.

Applicata al valore ottenuto in precedenza di L_{FIR} , quest'ultima relazione ci fornisce un valore di SFR_{FIR} pari a $47.243 \frac{M_{sun}}{\text{yr}}$.

A questo punto potremmo sommare alla quantità trovata il corrispondente SFR_{UV} osservato; dato che l'obiettivo di questo elaborato è studiare le proprietà FIR delle galassie e dato che ciò non cambierebbe in alcun modo il senso di quanto stiamo facendo, noi non faremo questo passaggio.

2.3 – Relazione tra luminosità totale FIR e temperatura

Possiamo ora studiare l'andamento di L_{FIR} al variare della temperatura delle polveri per alcune galassie ALPINE. Prima però facciamo un grafico che ci tornerà utile a tal scopo, ovvero il grafico che mostra l'andamento della funzione che andremo ad integrare per ottenere la luminosità FIR al variare della temperatura; lo facciamo prendendo come esempio la stessa galassia ALPINE della sezione 2.2.

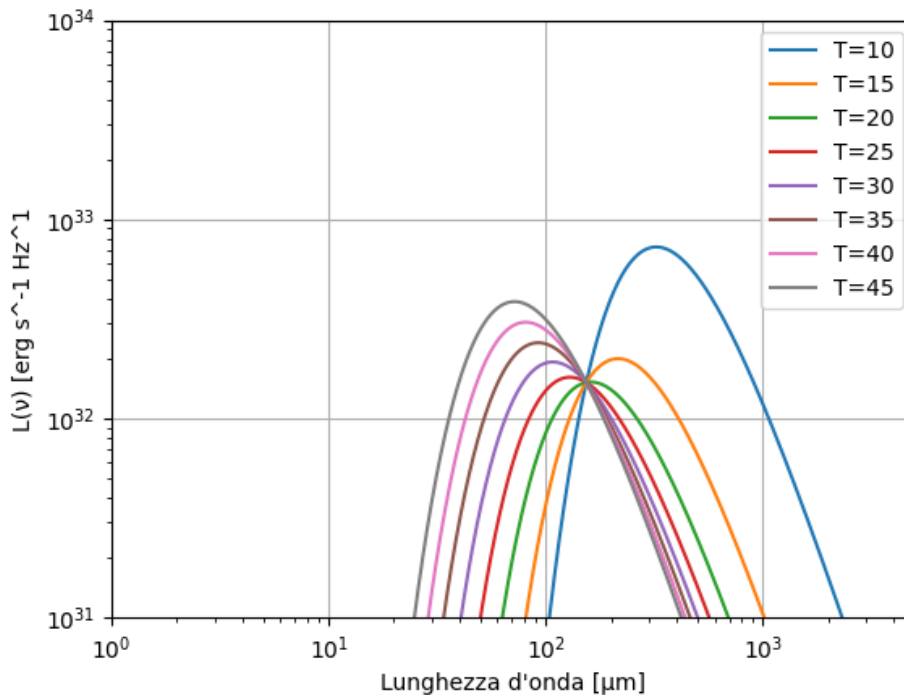


Figura 9 - Luminosità per unità di frequenza di DEIMOS_COSMOS_488399 in funzione della lunghezza d'onda per otto corpi grigi di temperature diverse (partendo da 10 K con un aumento di 5 K)

Da *figura 9* si vede chiaramente cosa accade alle funzioni di luminosità a diverse temperature tramite l'applicazione della correzione K. Per il momento sottolineiamo solo come la dipendenza delle funzioni dalla temperatura cambi radicalmente tra la zona a sinistra e quella a destra del punto di intersezione.

Andiamo ora ad integrare queste funzioni tra 8 e 1000 μm per ottenere la luminosità totale FIR:

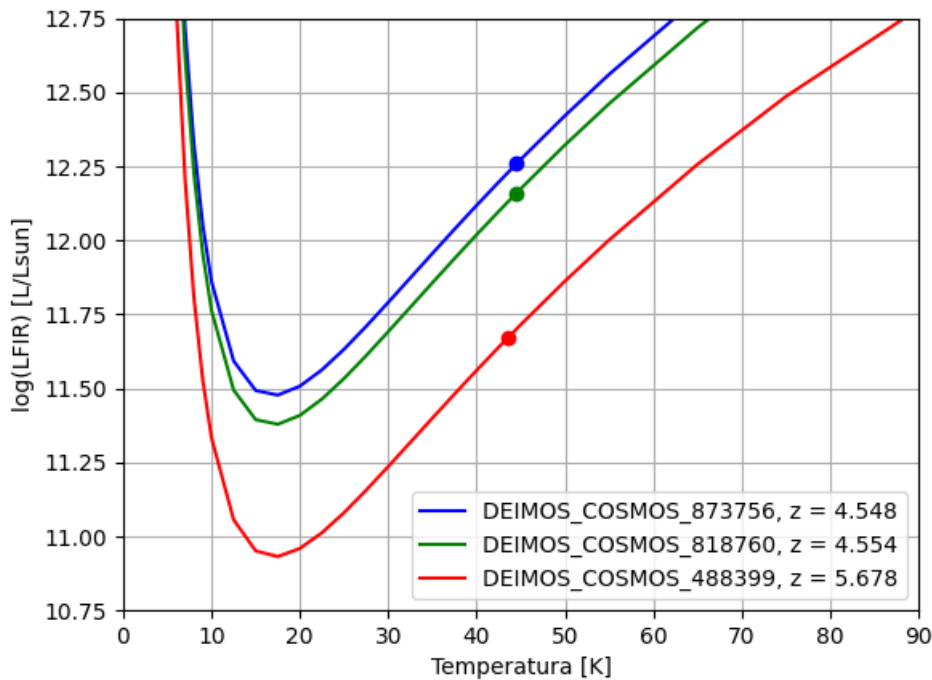


Figura 10 - Luminosità FIR in funzione della temperatura delle polveri per tre galassie ALPINE. I pallini rappresentano i punti in cui la corrispondente galassia si trova lungo la propria curva secondo i dati del catalogo ALPINE

Il punto di minimo divide le curve in due rami e corrisponde a quello in cui tutte le funzioni di *figura 9* si intersecano; infatti osserviamo che al minimo corrisponde esattamente la temperatura della funzione con picco al punto di intersezione di *figura 9*. Come si può osservare dal grafico, al crescere del redshift diminuisce la luminosità totale FIR, coerentemente con il fatto che allontanare un oggetto ne diminuisce la luminosità apparente. Il ramo destro delle curve (cioè quello corrispondente alle alte temperature) è probabilmente quello più intuitivo: al crescere della temperatura corrisponde un aumento di L_{FIR} . Trovarsi in questa parte del grafico equivale a trovarsi a sinistra del punto di intersezione di *figura 9*, infatti quella era la zona in cui l'area delle funzioni $L(\nu)$ presentava una più lieve dipendenza dalla temperatura (rispetto alla zona a destra dell'intersezione). Al contrario, nel ramo sinistro (ovvero a temperature basse) una piccola variazione di temperatura equivale ad un grande aumento in luminosità; ciò non è altro che la traduzione in una quantità integrale dell'andamento a destra del punto di intersezione di *figura 9*, dove questa piccola variazione equivaleva ad un grande aumento dell'area sottesa dalle curve. Questa crescita molto ripida della luminosità FIR al diminuire della temperatura è dovuta al fatto che, per temperature così basse (corrispondenti dunque a grandissime lunghezze d'onda), la correzione K diventa enorme.

2.4 – Distribuzioni di temperatura

Abbiamo svolto questo esercizio con un solo valore di temperatura per semplicità; passiamo ora a considerare l'effetto di una distribuzione di temperatura, prendendo sempre in esame *DEIMOS_COSMOS_488399*:

- *Distribuzione gaussiana*

Vediamo per prima cosa come cambia in media $\log_{10}L_{FIR}$ per le seguenti coppie (x_0, σ) :

$(43.5,1) \rightarrow 11.67$

$(43.5,3) \rightarrow 11.69$

$(43.5,5) \rightarrow 11.73$

$(43.5,7) \rightarrow 11.79$

Ricordiamo che il valore di 11.67 è quello che coincide con la luminosità stimata da *Bethermin et al. (2020)* e che abbiamo trovato corrispondere ad una temperatura di 43.5 K; perciò la prima iterazione coincide con quanto ci potevamo aspettare. Riguardo le iterazioni successive, notiamo che al costante aumentare della deviazione standard corrisponde un sempre maggiore aumento della luminosità totale FIR. Ne segue che la corretta luminosità viene riprodotta da più coppie (x_0, σ) ; in particolare, al diminuire della temperatura media deve crescere la larghezza della gaussiana. Ad esempio, utilizzando una deviazione standard di 5 K, la luminosità FIR osservata viene riprodotta anche tramite una temperatura media 41.5 K. Chiaramente le coppie possibili non sono infinite, in quanto la distribuzione perde di significato quando σ diventa confrontabile con x_0 .

- *Distribuzione uniforme*

Facciamo lo stesso esperimento fatto in precedenza (dunque la temperatura media resterà sempre quella che fornisce il valore di $\log_{10}L_{FIR}$ corretto e aumentiamo la larghezza della distribuzione in modo costante) con le coppie (A,B) che forniscono i limiti della distribuzione:

$(43,44) \rightarrow B - A = 1 \rightarrow 11.67$

$(39,48) \rightarrow B - A = 9 \rightarrow 11.69$

$(35,52) \rightarrow B - A = 17 \rightarrow 11.73$

$(31,56) \rightarrow B - A = 25 \rightarrow 11.79$

Notiamo che, anche in questo caso, al crescere della larghezza della distribuzione si ha un aumento sempre maggiore della luminosità. Valgono allora le stesse conclusioni del caso precedente; la luminosità che coincide a quella di *Bethermin et al. (2020)* viene infatti, ad esempio, anche riprodotta da una temperatura media di 41.5 K scegliendo un'ampiezza della distribuzione di 17 K. Anche in questo caso, le coppie che forniscono la corretta luminosità non sono infinite: infatti la positività della temperatura si rispecchia nella positività di A , fornendo così un limite all'ampiezza massima della distribuzione.

Abbiamo visto che le due distribuzioni si comportano allo stesso modo; sottolineiamo di nuovo la conclusione principale che possiamo trarre da questi risultati: nella descrizione della luminosità totale nel lontano-infrarosso di una galassia, all'aumentare della larghezza della distribuzione di temperatura utilizzata per il gas corrisponde una diminuzione della temperatura media della stessa.

Quindi il nostro modello non ci permette di distinguere tra una distribuzione più stretta e centrata a temperature più alte ed una più larga e centrata a temperature più basse. Nonostante ciò, conoscendo tramite altri mezzi le temperature tipiche di queste polveri, la nostra trattazione ci permette comunque di porre alcuni vincoli sulle caratteristiche della loro distribuzione. Questi risultati si possono comprendere meglio se consideriamo quanto visto in *figura 10*: se infatti la crescita di L_{FIR} al variare della temperatura fosse stata lineare, aumentare la larghezza della distribuzione lasciando invariato il valore medio non avrebbe avuto alcun effetto sul valore medio della luminosità (infatti, al limite di infinite iterazioni, i valori di L_{FIR} sotto la media avrebbero perfettamente bilanciato quelli al di sopra di essa). Invece, non essendo la crescita perfettamente lineare, questo bilanciamento non avviene; si avrà infatti che, in media, la differenza tra $L_{FIR,max}$ ed L_{FIR} sarà maggiore di quella tra L_{FIR} ed $L_{FIR,min}$.

Sempre da *figura 10*, possiamo anche comprendere il fatto che la crescita di L_{FIR} osservata al variare dell'ampiezza della distribuzione non è costante: infatti, continuando ad aumentare la deviazione standard della gaussiana, arriveremo ad avere un numero considerevole di temperature nel ramo sinistro delle curve, fatto che si traduce immediatamente nella situazione osservata.

2.5 – Relazione tra tasso di formazione stellare FIR e massa stellare

A questo punto abbiamo gli strumenti necessari per tornare ad affrontare una questione che avevamo lasciato in sospeso in *sezione 1.2*, ovvero la relazione che intercorre per le galassie di sequenza principale tra SFR_{FIR} ed M_{star} mostrata in *figura 1*. Possiamo infatti ora trovare il tasso di formazione stellare oscurato dalle polveri per ogni galassia ALPINE con una distribuzione di temperatura arbitraria, porlo in relazione alla massa stellare (presa dal catalogo ALPINE) e provare così a ricostruire *figura 1* (o meglio, come vedremo, un grafico simile). Se consideriamo una distribuzione uniforme di temperatura tra 20 e 60 K, abbiamo una variazione tipica di L_{FIR} di circa 0.5 dex, che si traduce in una simile variazione tipica del logaritmo di SFR_{FIR} .

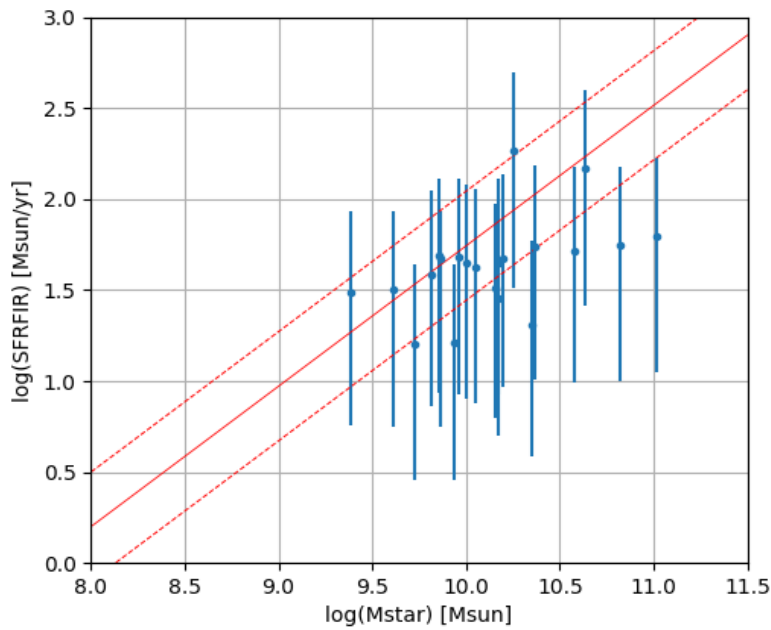


Figura 11 - Tasso di formazione stellare FIR in funzione della massa stellare per ventuno galassie ALPINE. Le barre di errore sono state calcolate considerando una distribuzione uniforme da 20 a 60 K. La linea rossa continua rappresenta la relazione tra tasso di formazione stellare e massa stellare valida per le galassie normali; le due linee rosse tratteggiate rappresentano l'ampiezza di 0.3 dex di questa relazione

In *figura 11* notiamo che, al crescere della massa stellare, abbiamo sempre più galassie che cadono al di sotto della relazione prevista in *Faisst et al. (2020)*; anche se quest'ultima resta comunque all'interno delle barre d'errore. Ciò è perfettamente consistente con il fatto che abbiamo utilizzato SFR_{FIR} invece di SFR . Infatti le galassie più massive sono proprio quelle che presentano una luminosità totale UV maggiore, dunque sono esattamente quelle per cui aver trascurato SFR_{UV} ha un peso maggiore. Dunque, il fatto che le nostre galassie non seguano esattamente l'andamento di *figura 1* non costituisce un'inconsistenza ma, al contrario, la corretta conseguenza del nostro procedimento.

La relazione trovata sembra risultare valida ad ogni epoca cosmica e ad ogni M_{star} ; ciò ha permesso di definire un "tasso di formazione stellare specifico" (o " $sSFR$ ") dato dal rapporto $\frac{SFR}{M_{star}}$, fornendo così un potente mezzo per distinguere galassie normali, "galassie passive" (ovvero quelle con una formazione stellare quasi nulla) e starburst semplicemente dalla misura dell'eccesso di $sSFR$ rispetto a quanto previsto da tale relazione.

3 – Conclusioni

Attraverso la nostra trattazione, abbiamo capito diversi aspetti interessanti delle galassie e dell'Universo ad alti redshift quali: l'effetto che la correzione K ha in questo tipo di osservazioni, l'importante ruolo che una corretta comprensione delle caratteristiche FIR delle polveri svolge nella stima della luminosità oscurata da queste e l'utile relazione tra tasso di formazione stellare e massa stellare valida per le galassie normali.

I risultati ottenuti sono stati del tutto auto-consistenti e consistenti con i dati osservativi disponibili. Da questi emerge che, per temperature delle polveri superiori a circa 20 K, alla crescita della temperatura è associata una crescita in luminosità FIR e, di conseguenza, un aumento del tasso di formazione stellare FIR; inoltre, senza una conoscenza precisa a priori della temperatura delle polveri, si può sottostimare o sovrastimare il tasso di formazione stellare fino al 30 % (un fattore di circa 0.5 dex). Dunque, per avere un quadro completo del tasso di formazione stellare delle galassie a questi redshift, è necessaria una stima precisa ed indipendente della temperatura delle polveri; questa si può ottenere, ad esempio, campionando accuratamente la distribuzione spettrale di energia delle galassie nel regime FIR.

In cosmologia è necessario riadattare lo strumento di misura che è la nostra mente ad una scala completamente diversa da quella a cui siamo abituati, alla stregua di quanto avviene in fisica quantistica. Se infatti è difficile immaginare la distanza che intercorre tra noi e la stella più vicina, diventa quasi impossibile figurarsi il metro di misura utilizzato in cosmologia. D'altra parte, là dove la distanza dell'oggetto di studio appare come un problema insormontabile, si celano forse le risposte alle domande più primitive della mente umana.

L'Universo si presenta a noi come un organismo in continua evoluzione. Negli ultimi decenni la nostra comprensione di questa evoluzione si è arricchita in maniera esponenziale anche, e soprattutto, grazie alle osservazioni ad alti redshift, che hanno posto nuovi vincoli sulle caratteristiche dell'Universo primordiale.

BIBLIOGRAFIA

- Béthermin et al. (2020), The ALPINE-ALMA [CII] survey: Data processing, catalogs, and statistical source properties
- Carraro G., Dispense ed appunti del corso di Astronomia 2 (MOD. B), Corso di laurea triennale in Astronomia
- Casey C. M. (2012), Far-infrared spectral energy distribution fitting for galaxies near and far
- Faisst A. L. et al. (2020), The ALPINE-ALMA [CII] survey: Multiwavelength Ancillary Data and Basic Physical Measurements
- Franceschini A., Dispense ed appunti del corso di Cosmologia, Corso di laurea triennale in Astronomia
- Fudamoto Y. et al. (2020), The ALPINE-ALMA [CII] survey: Dust attenuation properties and obscured star formation at $z \sim 4.4 - 5.8$
- Le Fèvre O. et al. (2020), The ALPINE-ALMA [CII] survey: Survey strategy, observations, and sample properties of 118 star-forming galaxies at $4 < z < 6$
- Madau&Dickinson (2014), Cosmic Star-Formation History
- Magdis G. E. et al. (2012), the evolving interstellar medium of star-forming galaxies since $z=2$ as probed by their infrared spectral energy distributions
- Tasca L. A. M. et al. (2015), The evolving star formation rate: M_{\star} relation and sSFR since $z \simeq 5$ from the VUDS spectroscopic survey

SITOGRAFIA

- <http://alpine.ipac.caltech.edu>