

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Triennale Interateneo in Astronomia

Tesi di Laurea Triennale

La storia cosmica della formazione stellare nelle galassie

Relatore:
prof. Alberto Franceschini

Laureando:
Rosaria De Michele

Anno Accademico 2016-2017

Indice

1	Introduzione	3
2	Indicatori di formazione stellare nelle galassie	5
2.1	L'emissione UV	5
2.2	L'emissione IR	6
2.3	L'emissione radio	10
2.4	Correlazione FIR/radio	13
2.5	Analisi fisica delle (U)LIRG	16
3	La storia della formazione stellare da surveys UV	23
3.1	Statistiche di sorgenti cosmiche	23
3.2	Diagramma di Lilly-Madau	24
3.3	Problemi che presenta l'analisi di Madau e Dickinson	27
4	La visione a lunghezze d'onda IR	29
4.1	I modelli statistici	29
4.2	Stima della storia della formazione stellare	32
4.3	Vantaggi e limiti delle surveys IR	36
5	Risultati da surveys radio	39
5.1	Funzioni di luminosità in radio	39
5.1.1	Nuove stime delle funzioni di luminosità dai dati radio	39
5.1.2	Modelli per le funzioni di luminosità	40
5.2	Tasso di formazione stellare in radio	43
5.3	Vantaggi e limiti delle stime di SFRD dal radio	47
6	Conclusioni	49

Riassunto

Un elemento fondamentale per comprendere la formazione e l'evoluzione delle galassie, che costituiscono la componente più importante dell'Universo, viene dallo studio della storia della formazione cosmica delle stelle. Il punto di partenza è lo studio delle proprietà fisiche basilari delle popolazioni stellari e delle polveri del mezzo interstellare, da cui si ricava che gli indicatori della formazione stellare sono le emissioni nelle regioni spettrali dell'ultravioletto (UV), dell'infrarosso (IR) e del radio. Un lavoro che si è occupato in modo sistematico di stimare il tasso della formazione stellare (SFR) in funzione del redshift è quello di Madau e Dickinson (2014), che, a partire dal tracciante UV e parzialmente da quello IR, trova che la SFR è piccata approssimativamente a 3.5 Gyr dopo il Big Bang, corrispondente a $z \sim 1.9$, e declina esponenzialmente per tempi maggiori, con un calo di un fattore e a 3.9 Gyr. Molti studi si sono succeduti a questo, con l'obiettivo di aumentare la precisione di questo risultato utilizzando anche gli altri indicatori di formazione stellare, tra cui quello di Franceschini et al. (2017) e quello di Novak et al. (2017) che si sono occupati delle surveys IR e radio rispettivamente. Quello che si evince da questa tesi è che il confronto tra tutti i traccianti è indispensabile per eliminare le contaminazioni da altre sorgenti non legate alla formazione stellare, come i cirri e i nuclei galattici attivi (AGN) e per evitare il bias dovuto all'assorbimento delle polveri.

1. Introduzione

Per riuscire a comprendere l'andamento del tasso di formazione stellare dalle prime fasi dell'Universo fino al giorno d'oggi, sarebbe necessario osservare le galassie dalla formazione delle prime stelle fino al loro stato attuale tramite dati diretti sulla loro evoluzione in forma, massa, luminosità, metallicità e tanto altro. Ma questo è impossibile, infatti i tempi scala degli eventi in gioco sono molto lunghi rispetto a quelli che possono essere osservati, visto che sono dell'ordine del milione o addirittura del miliardo di anni; in più, i telescopi di cui disponiamo al momento ci permettono di risolvere spazialmente le componenti solo delle galassie del vicino Universo. Ciò significa che l'unico strumento che abbiamo a disposizione per studiare gli oggetti celesti lontani è lo spettro integrato. Esso infatti ha la proprietà fondamentale di essere simile allo spettro della popolazione stellare che domina al suo interno; ad esempio, se nella galassia prevalgono le stelle giovani e massive che presentano il picco di emissione a lunghezze d'onda brevi, allora lo spettro integrato mostrerà un flusso maggiore nell'intervallo blu-UV, al contrario se dominano le stelle meno giovani di masse piccole o intermedie lo spettro integrato corrispondente sarà più spostato verso il rosso e in generale con un flusso più basso rispetto all'altro caso. Diversi studi hanno anche trovato un legame tra la popolazione dominante e la morfologia della galassia. In particolare i tipi morfologici late-type, come le spirali Sc e le irregolari, sembrano dominati da popolazioni giovani, mentre nelle galassie early-type, come le ellittiche, sembrano prevalere popolazioni più vecchie (Figura 1.1).

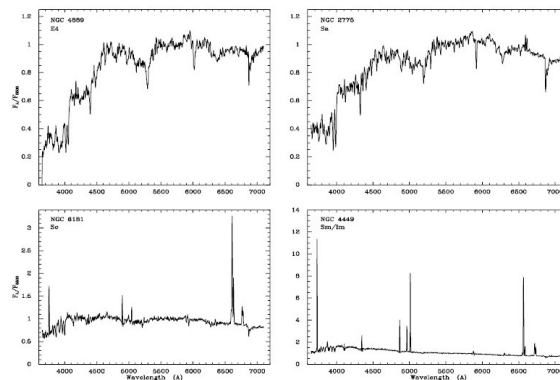


Figura 1.1: Esempi di spettri integrati di galassie di diversi tipi morfologici, che sono indicati all'interno di ciascuna figura.

Prima che emerga dalle galassie, la radiazione prodotta dalle stelle può però essere attenuata dal mezzo interstellare (ISM) che le circonda; le polveri infatti tendono ad arrossare lo spettro, assorbendo lunghezze d'onda brevi per poi riemettere l'energia

acquistata sottoforma di radiazione termica IR.

Visto che ogni fenomeno fisico è caratterizzato da una particolare emissione, per avere un quadro completo della situazione all'interno della galassia e per riuscire a distinguere la natura delle diverse sorgenti, la cosa migliore da fare è osservare la galassia nei diversi intervalli di lunghezze d'onda e confrontare tra di loro i vari risultati ottenuti per lo stesso oggetto. E' possibile infatti fare un confronto tra tutti gli indicatori trovati poiché ciascuno di essi deve dare lo stesso andamento di SFR (Kennicutt,1998 [18]).

Lo scopo di questa tesi è di mostrare, attraverso il confronto di diversi lavori fatti appunto su regioni spettrali differenti, come questo tipo di approccio al problema permetta di ottenere una buona stima del tasso di formazione stellare (SFR), perché minimizza il rischio di sovrastimare o sottostimare la quantità di luce che effettivamente riguarda il fenomeno che si sta considerando.

Il primo passo da fare è quindi capire quali bande di emissione diano informazioni dirette sulla SFR, considerando le proprietà basilari delle popolazioni stellari e delle polveri interstellari. Le principali bande riconosciute in questo ruolo sono: l'ultravioletta (UV), l'infrarossa (IR) e la radio; mostrate nel capitolo 2. Si tratta infatti di regioni spettrali dominate dalle emissioni di stelle molto giovani e massive. Possono essere utilizzate anche a questo scopo le righe nebulari come $H\alpha$, di cui non parlerò. Diversi sono gli studi che a partire dai dati disponibili nelle varie bande hanno cercato di modellare l'andamento della SFR, tra i più importanti c'è quello di Madau e Dickinson (2014)[22], che si sofferma soprattutto sui dati UV e IR, riassunto nel capitolo 3. Tra i lavori più recenti troviamo quello di Franceschini et al. (2017)[15], che rivisita lo studio di Madau e Dickinson (2014)[22] approfondendo le surveys IR, nella sezione 4, e di Novak et al. (2017)[24], che inseriscono anche i dati radio,mostrati nella sezione 5. Alla fine del capitolo 5 e nel capitolo 6 sono presenti il confronto dei vari risultati e le conclusioni. Dove non specificato diversamente, si assumono come parametri cosmologici $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$ e $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. Indicatori di formazione stellare nelle galassie

A partire dalle proprietà fisiche basilari delle popolazioni stellari e delle polveri interstellari, le regioni spettrali che sono state riconosciute legate al fenomeno della formazione stellare sono in particolare l'ultravioletto, l'infrarossa e la radio. Qui di seguito sono illustrate le motivazioni fisiche di questo legame e come da misure di luminosità si possa passare a stime di SFR utilizzando semplici fattori di conversione.

2.1 L'emissione UV

La luce UV è prodotta principalmente dalle stelle massive che hanno tempi di vita brevi rispetto al tempo di Hubble, circa 10^7 - 10^8 anni (infatti il tempo di vita medio delle stelle è legato alla massa tramite la relazione $\Delta t \propto M^{-2}$) e per questa ragione tale banda è considerata un indicatore diretto della SFR. L'intervallo di lunghezze d'onda ottimale per tale scopo è 1250- 2500 Å, poiché popolazioni stellari vecchie non emettono in questa regione spettrale. È fondamentale soprattutto l'emissione nel continuo lontano ultravioletto (FUV) intorno alla lunghezza d'onda 1500 Å, tipica delle stelle di tipo spettrale O. Come prova di quanto detto, si può vedere che in una popolazione stellare semplice (SSP), cioè un assembramento di stelle formate circa nello stesso momento che evolvono insieme, la luminosità intorno a 1500 Å cala di un fattore 100 dopo 10^8 anni circa (se si prende metallicità solare e funzione di massa iniziale di Salpeter; si veda Madau e Dickinson (2014)[22]). Ciò significa che, bolometricamente parlando, almeno la metà dell'energia luminosa che una SSP produce su un tempo di vita cosmico di 10 Gyr emerge nei primi 100 Myr principalmente in FUV, che quindi viene emessa da stelle giovani. Il medio e il vicino UV (rispettivamente indicati con l'acronimo MUV e NUV), che hanno come lunghezze d'onda di riferimento rispettivamente 2300 Å e 2800 Å, si possono considerare altrettanto importanti perché, anche se sono dominate da stelle di tipo spettrale A e B, che hanno tempi di vita un po' più lunghi delle O, sono soggetti a meno assorbimento da parte delle polveri. Invece proprio per il forte assorbimento, lunghezze d'onda più brevi di 1500 Å non sono usate.

Il vantaggio della luce UV è che è osservabile su un molto ampio intervallo di distanze, fino addirittura a $z \sim 10$. Infatti la radiazione FUV (1500 Å) nel sistema di riferimento della sorgente emettente, che si trova a una distanza compresa nell'intervallo $1.4 < z < 6$, a causa dell'effetto di redshift dovuto all'espansione dell'Universo ci arriva nella banda del visibile, per cui abbiamo molti strumenti a disposizione

con cui osservarla sia da terra che dallo spazio, primo tra tutti il telescopio spaziale Hubble (HST). A $z < 1$, le osservazioni si fanno con i telescopi spaziali, come GALEX. Per redshifts maggiori di $z = 6$, le misure potrebbero non dare un campione completo di galassie perché si riescono ad osservare solo le giganti e le supergiganti. Per la luce FUV, secondo Kennicutt (1998)[18], il grado di formazione stellare si ottiene dalla seguente formula, che è basata sui modelli di sintesi di popolazione stellare:

$$SFR = K_{FUV} \cdot L_v(FUV) \quad (2.1)$$

dove $L_v(FUV)$ è la luminosità misurata corretta per estinzione, espressa in unità di $\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ e SFR è in unità di $M_\odot \text{ year}^{-1}$. Il fattore di conversione K_{FUV} dipende fortemente dalle assunzioni sulla metallicità (a parità di massa, minore è la metallicità della stella, maggiore è l'emissione UV) e sulla funzione di massa iniziale (IMF). La scelta della IMF è importante perché è quella funzione che dovrebbe descrivere, dato un sistema stellare appena formato, quante siano al suo interno le stelle più massive rispetto a quelle meno massive. In aggiunta, l'IMF stellare determina la frazione di massa f_* dei residui stellari a una data epoca galattica dopo che il gas è stato perso dalle stelle durante l'evoluzione ed è ritornato nell'ISM. Questa frazione, che include anche il gas bloccato negli oggetti collassati (stelle di neutroni e buchi neri) alla fine dell'evoluzione stellare, è una funzione del tempo trascorso dalla formazione. L'IMF stellare standard è data dall'equazione:

$$dn/d\log M \propto M^{-m} \quad (2.2)$$

assumendo come intervallo di masse da 0.1 a $100 M_\odot$. A seconda del modello utilizzato cambia il valore della pendenza m (vedi Tabella 2.1). Allora assumendo la IMF di Salpeter (1955), che prevede la pendenza $m = 1.35$ su tutto l'intervallo di masse considerato, una SFR costante su tempi scala di 10^8 anni o più e una metallicità solare, i modelli fotometrici danno come fattore di conversione $K_{FUV} = 1.15 \cdot 10^{-28} M_\odot \text{ year}^{-1} \text{ erg}^{-1} \text{ s Hz}$.

2.2 L'emissione IR

Le stelle massive si formano in nubi di gas e polveri, chiamate nubi molecolari (MC), da cui di solito solo una piccola frazione di luce UV o ottica riesce a scappare. L'energia che le polveri assorbono è riemessa alle lunghezze d'onda del medio e lontano infrarosso (rispettivamente indicati con MIR e FIR), così che le osservazioni in questa regione spettrale rappresentano un altro fondamentale strumento per misurare la SFR. Una caratteristica che la rende ancora più importante è che non è soggetta ad assorbimenti.

Le polveri rappresentano un'importante componente del mezzo interstellare e contengono gli elementi pesanti sintetizzati dalle stelle; corrispondono a circa l'1% della massa dell'ISM, che a sua volta costituisce circa il $\sim 10\%$ della massa barionica di un sistema late-type. I meccanismi di nascita, crescita e distruzione dei granelli sono molto complessi e poco compresi. Come spiegato da Franceschini (2000)[14], i

possibili luoghi in cui si formano in origine sono:(a) nelle nebulose che circondano le protostelle; (b) nelle stelle evolute fredde, le cui atmosfere sono ricche di metalli; (c) nelle supernovae (SN), soprattutto di tipo II. Una volta prodotti vengono poi facilmente dispersi nella galassia tramite i venti stellari. I silicati sono prodotti principalmente dalle SN di tipo II, quindi da stelle massive, mentre le polveri di grafiti sono più legate alle stelle di piccola massa (2-5 M_{\odot}); ciò significa che la composizione chimica del mezzo interstellare è legata alla popolazione stellare dominante nella galassia. Anche la loro sopravvivenza nell'ISM non è scontata, infatti sono facilmente distruttibili durante le espulsioni dalle SN per le grandi velocità che raggiungono o anche a causa dell'evaporazione o della sublimazione termica in intensi campi radiativi o per le collisioni tra granelli o per le onde d'urto prodotte dalle SN. Tutti questi fattori portano all'impossibilità di trovare un modello unico che descriva in modo adeguato l'interazione tra le polveri e la radiazione che vada bene per tutte le galassie, come spiegato quantitativamente qui di seguito.

L'interazione tra i granelli e i fotoni emessi dalle sorgenti astrofisiche può avvenire per assorbimento o per scattering: entrambi i fenomeni sono compresi nel termine *estinzione*; l'interazione avviene principalmente con fotoni con $\lambda \leq 1\mu\text{m}$. In caso di assorbimento, la radiazione è riemessa a lunghezze d'onda molto superiori rispetto a quelle assorbite, cioè nella banda IR o sub-millimetrica, mentre lo scattering è una semplice deviazione del fotone, la cui energia resta quindi invariata. Il motivo principale per cui non possono riemettere a λ più brevi è perché i granelli si distruggono se assorbono fotoni che inducono temperature superiori a $T \sim 1000 \div 2000$ K (a seconda della composizione chimica del granello) (Franceschini,2000 [14]).

A partire da osservazioni in ottico della radiazione proveniente da stelle della Via Lattea attraverso uno schermo di polvere, si è ottenuta l'estinzione in funzione della lunghezza d'onda in termini di magnitudini:

$$A_{\lambda} \equiv m_{\lambda} - m_{\lambda}(0) = \frac{2.5}{\ln 10} \tau_{\nu} \simeq 1.08 \tau_{\nu} \quad (2.3)$$

La quantità τ_{ν} rappresenta la profondità ottica, cioè mi dice quanto sia opaco il mezzo attraverso cui sto osservando la stella: se $\tau_{\nu} \ll 1$, si è nel caso otticamente sottile e allora una parte della luce emessa dalla sorgente arriva all'osservatore (la quantità di luce che passa indisturbata attraverso il mezzo è tanto maggiore quanto τ_{ν} è vicino al valore 0), se invece $\tau_{\nu} \gg 1$, si tratta del caso otticamente spesso, in cui tutta la radiazione della stella viene assorbita dal mezzo. Questa quantità è definita a partire dall'equazione:

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

dove $I_{\nu}(0)$ è l'intensità originaria della radiazione della sorgente e I_{ν} è l'intensità della radiazione osservata dopo un certo cammino s all'interno del mezzo. L'equazione 2.4 non è altro che una soluzione semplificata dell'equazione del trasporto:

$$\frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = -I_{\nu}(0) + S_{\nu} \quad (2.5)$$

dove $S_{\nu} = j_{\nu}/\alpha_{\nu}$ è la *source function*, con α_{ν} e j_{ν} i coefficienti rispettivamente di estinzione (assorbimento + scattering) ed emissione (emissione + scattering) delle

polveri, (per i dettagli si veda Franceschini,2000 [14]).

Se quindi ciascun granello di polvere ha una sezione d'urto σ_ν che dipende dalla lunghezza d'onda del fotone con cui interagisce, si ha che $\tau_\nu = N\sigma_\nu$, dove N è la densità in una colonna del mezzo. Per i granelli di polvere si ha che:

$$\sigma_\nu = Q_{\nu,e}\sigma_g = (Q_{\nu,a} + Q_{\nu,s})\sigma_g \quad (2.6)$$

in cui σ_g è la sezione d'urto geometrica e $Q_{\nu,e}$ è l'efficienza di estinzione, data dai due contributi di assorbimento e di scattering. A brevi lunghezze d'onda (a partire dall'UV), gli effetti di diffrazione nell'interazione fotone-granello diventano trascurabili e la sezione d'urto effettiva coincide con quella geometrica, $Q_{\nu,e} \sim 1$. Riprendendo l'equazione 2.3, se si conosce la magnitudine reale $m_\lambda(0)$ della popolazione sorgente, si può determinare la curva di estinzione in funzione della lunghezza d'onda, mostrata in Figura 2.1.

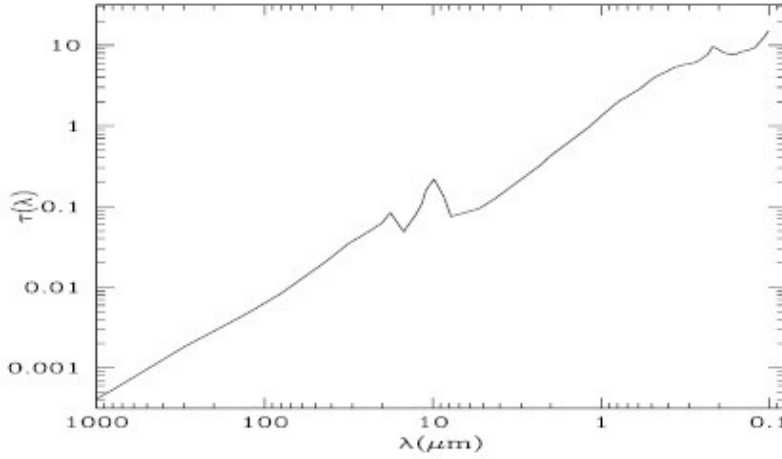


Figura 2.1: Curva di estinzione in funzione della lunghezza d'onda, data in termini di profondità ottica per unità di valore di estinzione E(B-V). E' evidente che l'assorbimento cresce al diminuire della lunghezza d'onda; la radiazione IR passa quasi indisturbata. L'andamento che segue all'incirca la curva è: $\tau(\lambda) \sim (\lambda/1\mu m)^{-1.5}$. La posso interpretare come la probabilità che un fotone uscente da una stella venga assorbito da un granello di polvere.

Le principali proprietà di tale curva sono:(1) una crescita quasi lineare al diminuire della lunghezza d'onda, in particolare si trova la relazione $\tau \propto \nu^{1.6} \propto \lambda^{-1.6}$ nell'intervallo 0.6 - 5 μm ; (2) c'è una protuberanza intorno a 2175 Å, dovuta probabilmente alla risonanza dei granelli a base di carbonio, come la grafite; (3) la pendenza nell'intervallo FUV è maggiore, forse a causa dell'interazione con le molecole PAH (polycyclic aromatic hydrocarbons); (4) ci sono due peculiarità nel MIR a 9.8 e a 18 μm , spiegate con l'emissione da parte dei granelli di silicati. Questa curva di estinzione non è universale, infatti già per la stessa sorgente osservata cambia forma a seconda della direzione in cui osservo, perché può cambiare la densità o altre proprietà legate alla composizione chimica, non essendo omogenea la distribuzione. Variazioni importanti ci sono soprattutto nel tratto UV.

In pratica, per le sorgenti lontane non conviene calcolare in questa maniera l'estinzione, ma viene fatta o confrontando le misure UV e IR delle stesse sorgenti o utilizzando i dati radio (come verrà spiegato nei prossimi capitoli).

Le polveri però non vengono riscaldate solo da stelle giovani, ma anche dai nuclei galattici attivi (AGN) e dalle stelle di età intermedia, che producono i cosiddetti *cirri*. Questi ultimi sono presenti principalmente nelle galassie normali locali. Si tenga conto che per una galassia come la Via Lattea, circa metà dell'emissione FIR misurata si suppone provenga da polveri riscaldate da stelle non giovani (Lonsdale Persson e Helou, 1987[21]). Riprendendo l'esempio di una SSP con età superiore a 2×10^9 anni, la maggior parte della luce è emessa tra 0.4 e $2.5 \mu\text{m}$, con picco a $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$.

Gli effetti di estinzione sono anche fortemente ridotti in questo intervallo di lunghezze d'onda. Secondo lo studio di Calzetti et al. (2000)[4], l'estinzione (in magnitudini) in banda K è 10 volte minore di quella in banda V e 25 volte più piccola di quella a 1500 \AA .

In genere, le polveri presenti in una galassia hanno temperature molto basse (15 - 60 K) e contribuiscono fortemente alle emissioni nel FIR e nel sub millimetrico (30 - $1000 \mu\text{m}$); questo intervallo include sia le polveri fredde nel mezzo interstellare (ISM) sia quelle più calde presenti nelle regioni HII, tipiche di formazione stellare. Per le tipiche temperature delle polveri, si ha che circa 2/3 di queste emissioni appare nella banda FIR tra $\lambda \sim 40 \mu\text{m}$ e $\lambda \sim 120 \mu\text{m}$.

Poiché l'atmosfera terrestre risulta completamente opaca nell'intervallo di lunghezze d'onda $30 < \lambda < 300 \mu\text{m}$, per le osservazioni nelle bande MIR e FIR sono necessari telescopi spaziali. Alla lunghezza d'onda $24 \mu\text{m}$ (quindi nell'MIR) le osservazioni migliori fino a $z \approx 2$ sono quelle ottenute tramite il telescopio spaziale Spitzer. Si noti che tale lunghezza d'onda è quella che si misura, ma quella che parte dalla galassia sarà diversa a causa dell'effetto Doppler (ad esempio a $z \simeq 2$ corrisponderà a $\lambda \simeq 8 \mu\text{m}$). Tuttavia, come detto sopra, solo una piccola frazione della luminosità totale IR emerge in MIR.

L'emissione FIR è una delle più semplici e più dirette misure della SFR. Il problema che si presenta maggiormente in questo caso è dovuto all'effetto di diffrazione dello strumento, visto che stiamo considerando grandi lunghezze d'onda (ad esempio per un telescopio spaziale del diametro di un metro a $\lambda = 100 \mu\text{m}$ si ha una risoluzione spaziale di $\theta \sim 30 \text{ arcsec}$). Il telescopio Spitzer non è in grado di risolvere in tal caso le sorgenti sulle grandi distanze, ma buone osservazioni nell'intervallo da 70 a $250 \mu\text{m}$ sono state ottenute con il telescopio spaziale Herschel. A lunghezze d'onda maggiori ($350 - 500 \mu\text{m}$) cala la risoluzione anche di questo strumento e ritorna l'impossibilità di identificare le sorgenti, a parte quelle molto luminose, causando un limite nel campionamento di sorgenti ad alti redshifts.

Altri limiti osservativi sono causati dal rumore strumentale (che può essere ridotto raffreddando lo strumento), dalle emissioni prodotte dall'atmosfera terrestre, dalla luce Zodiacale proveniente dalle polveri interplanetarie e dalle emissioni delle polveri della Via Lattea, che alzano ancora di più il valore del flusso limite osservabile.

E' da tener in conto che le galassie starbursts polverose, come le LIRG e le ULIRG che hanno appunto la caratteristica di avere un elevato processo di formazione stellare, sono visibili quasi esclusivamente in FIR e in radio.

Tuttavia, nell'ipotesi che le galassie considerate non presentino un AGN, la luminosità totale IR (L_{IR} , di solito definita come l'integrale nell'intervallo di lunghezze d'onda $8 - 1000 \mu\text{m}$) rappresenta la misura dell'energia assorbita dalle polveri,

principalmente in banda UV, che a sua volta è legata all'emissione ultravioletta proveniente da stelle giovani che hanno masse $M \geq 5 M_{\odot}$; allora la L_{IR} può essere considerata direttamente proporzionale alla frazione di energia assorbita proveniente da popolazione stellare giovane, soprattutto ad alti redshifts dove risulta essere più abbondante, come si vedrà nei capitoli successivi.

In modo analogo alla radiazione UV, per la luce IR si ha:

$$SFR_{IR} = K_{IR} \cdot L_{IR} \quad (2.7)$$

(Kennicutt,1998[18]). Qui si sta assumendo che l'emissione IR è dovuta interamente a recente formazione stellare, ma in pratica, come è stato sottolineato sopra, gli AGN e le popolazioni stellari vecchie contribuiscono al riscaldamento delle polveri e quindi, se non si ha cura di eliminare queste sorgenti, si rischia di sovrastimare la SF della galassia. Ad esempio, se si elimina l'emissione dei cirri nelle galassie locali, la SFR cala circa di un fattore 2, come si mostrerà nel paragrafo 2.5 a partire dal lavoro di Lo Faro et al. (2013)[19].

La SFR_{IR} esprime solo la componente di SFR oscurata dalle polveri. In teoria, il modo migliore per tener conto dell'effetto dell'attenuazione delle polveri è misurare direttamente l'energia emessa dalla galassia sia nella banda IR sia in quella UV, senza fare correzioni per estinzione. Allora il grado di formazione stellare totale SFR_{tot} sarà dato dalla somma delle due componenti:

$$SFR_{tot} = K_{FUV}L_{FUV} + K_{IR}L_{IR}, \quad (2.8)$$

con L_{FUV} la luminosità osservata intorno alla lunghezza d'onda 1500 \AA , non corretta per estinzione. In tal caso, usando la IMF di Salpeter(1955)[26], il valore usato per il fattore di conversione è $K_{FUV} = 1.3 \cdot 10^{-28} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ erg}^{-1} \text{ s Hz}$. Per quanto riguarda il valore del fattore di conversione nell' IR, che invece è lo stesso sia nell'eq. 2.7 sia nell'eq.2.8, con la IMF di Salpeter(1955) si ha $K_{IR} = 4.5 \cdot 10^{-44} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ erg}^{-1} \text{ s Hz}$, equivalente a $K_{IR} = 1.73 \cdot 10^{-10} M_{\odot} \text{ year}^{-1} L_{\odot}^{-1}$ (Kennicutt,1998[18]). Il valore trovato da Franceschini et al. (2017)[15] per il fattore di conversione in IR è $K_{IR} = 1.63 \cdot 10^{-10} M_{\odot} \text{ year}^{-1} L_{\odot}^{-1}$, leggermente inferiore a quello trovato da Kennicutt (1998[18]), probabilmente perché sono stati usati modelli di sintesi spettro-fotometrici differenti. Usando altre IMF i valori di conversione cambiano. Ad esempio per quella di Chabrier(2003)[6], che prevede la pendenza $m = 1.35$, uguale a quella di Salpeter, nell'intervallo $1 < M < 100 M_{\odot}$, mentre $m = 0.3$ tra $0.5 < M < 1 M_{\odot}$ e $m = -0.3$ per $0.1 < M < 0.5 M_{\odot}$, si ha $K_{IR} = 1.02 \cdot 10^{-10}$ (nella Tabella 2.1 sono riportate anche altre IMF). Visto che la IMF di Chabrier(2003) mette in conto un numero meno elevato di stelle di piccola massa, che non contribuiscono alla SFR, rappresenta la migliore scelta da fare per il calcolo della SFR (Franceschini et al. 2017[15]).

2.3 L'emissione radio

Se si escludono le galassie con un buco nero supermassivo, le osservazioni radio sono ottime per studiare la SFR. Infatti, come spiega Condon (1992)[8], le componenti

Tabella 2.1: In questa tabella sono riportati i valori delle frazioni residue stellari f_* in funzione dell'età della popolazione per differenti scelte di IMF (tutte assumendo un intervallo di masse stellari tra 0.1 e 100 M_\odot). Le ultime due righe rappresentano rispettivamente il valore del fattore di conversione da usare per la banda IR e i rapporti massa/luminosità per varie IMF normalizzate per il valore della Salpeter. Il parametro m è quello definito nell'equazione 2.2.

età Gyrs	Scalo (1986)	Old Kroupa (1993)	Salpeter $m = 1.35$	Chabrier (2003)	Top-heavy 1 $m = 1.0$	Top-heavy 2 $m = 0.85$
0.01	0.98	0.97	0.95	0.92	0.83	0.75
0.05	0.94	0.92	0.85	0.74	0.62	0.53
0.1	0.92	0.90	0.83	0.70	0.58	0.44
1.0	0.86	0.81	0.75	0.57	0.48	0.35
3.0	0.80	0.75	0.72	0.50	0.44	0.32
7.0	0.75	0.72	0.70	0.46	0.42	0.31
10.	0.73	0.70	0.65	0.44	0.41	0.30
15.	0.71	0.69	0.65	0.43	0.40	0.30
$\frac{SFR [M_\odot/yr]}{L_{bol}/L_\odot}$	$3.3 \cdot 10^{-10}$	$2.2 \cdot 10^{-10}$	$1.63 \cdot 10^{-10}$	$1.02 \cdot 10^{-10}$	$0.63 \cdot 10^{-10}$	$0.46 \cdot 10^{-10}$
$\frac{(M/L_K)_{Salpeter}}{(M/L_K)_{IMF}}$	2.32	1.62	1.0	1.72	0.88	0.99

principali delle emissioni radio all'interno di una galassia "normale" sono:

- La radiazione di sincrotrone emessa da elettroni relativistici accelerati dalle supernovae (SN) di Tipo II e di Tipo Ib, che rappresentano le fasi conclusive delle stelle con masse $M \geq 8M_\odot$ che come sappiamo hanno tempi di vita brevi; quindi la luminosità radio corrente si può considerare proporzionale al tasso di formazione stellare recente. Questa radiazione non termica, detta anche di frenamento (" Bremsstrahlung " in tedesco), è emessa dalle particelle quando subiscono una variazione di velocità a causa della forza di Lorentz generata dal campo magnetico del residuo della SN. Le esplosioni non contribuiscono in maniera significativa alla luminosità radio media della galassia, anche se il singolo evento può raggiungere una luminosità radio $L \sim 10^{21} h^{-2} \text{ W Hz}^{-1}$, dove $h = H_0 / 100 (\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$, per qualche anno. I residui delle SN invece, diventano importanti sorgenti radio dopo circa 50 anni dall'esplosione e restano visibili in questa banda per diverse centinaia di anni, con una diminuzione esponenziale della luminosità. Tale componente domina nella maggior parte delle galassie normali a frequenze $\nu \lesssim 30 \text{ GHz}$ e può raggiungere il 90 % del flusso radio totale di una galassia.
- L'emissione free-free delle regioni HII è a sua volta di tipo non termico, di frenamento, prodotta dalla variazione di velocità per lo scattering coulombiano dell'elettrone contro un'altra particella carica. Diventa importante a $\nu > 30 \text{ GHz}$ nelle galassie che si trovano ad alti redshifts e che hanno elevata produzione di stelle. Poiché proviene direttamente da gas ionizzato da stelle, la sua intensità è proporzionale al tasso di produzione di fotoni nel continuo di

Lyman, ma resta comunque la componente più debole delle tre.

- Radiazione termica emessa dalle polveri interstellari che assorbono la luce delle stelle. Essa sovrasta gli altri due flussi a frequenze $\nu \gtrsim 200$ GHz.

Queste tre componenti sono ben visibili nello spettro della galassia starburst M82 (Figura 2.2).

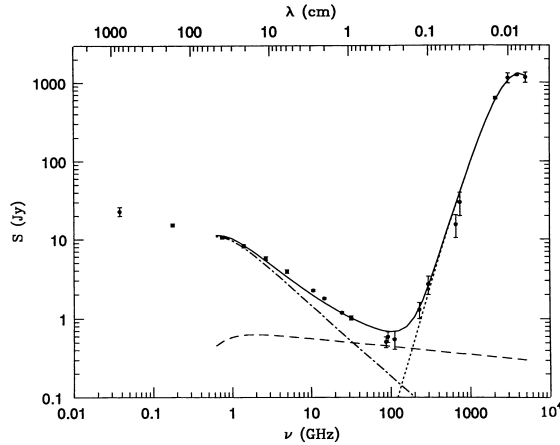


Figura 2.2: Spettro osservato in FIR e radio di M82 (Condon,1992 [8]). La linea continua è la somma delle componenti di sincrotrone (linea tratto-punto), di free-free (linea tratteggiata) e termica delle polveri (linea punteggiata). A frequenze $\nu \lesssim 1$ GHz le regioni HII di galassie starbursts come questa diventano opache.

La densità di flusso S con la frequenza ν segue un andamento del tipo $S \propto \nu^\alpha$, dove l'indice spettrale vale $\alpha \sim -0.1$ per la componente free-free, $\alpha \sim -0.8$, per la radiazione di sincrotrone e $\alpha \sim +1.5$ per la re-irradiazione termica dovuta alle polveri. La luminosità a $\nu = 1.49$ GHz delle galassie normali va da $L \sim 10^{18} - 10^{23} h^{-2} \text{ W Hz}^{-1}$. In genere però si trova la pendenza $\alpha = -0.7$ per la componente di sincrotrone nelle galassie normali (Delhaize et al.2017[11]). In totale, il continuo radio di una galassia normale è $\leq 10^{-4}$ della sua luminosità bolometrica (Condon 1992[8]). Le SN Ia, che sono i residui di popolazioni stellari più vecchie, non sono state riconosciute come possibili candidate della radiazione di sincrotrone. I vantaggi delle osservazioni radio per misurare la SFR sono che le popolazioni stellari con età superiori a 10^8 anni non contribuiscono in maniera consistente all'emissione in questa banda e inoltre non è affetta dall'assorbimento delle polveri; quindi si può fare direttamente la correzione K a partire dallo spettro con la relazione:

$$K(z) = (1+z)^{-(1+\alpha)}. \quad (2.9)$$

Ulteriori sorgenti radio sono i nuclei galattici attivi (AGN). Poiché questi oggetti celesti sono rilevabili non solo in radio, ma anche in MIR (a causa delle polveri da cui sono circondati), in banda X e con la riga 3426 \AA , allora, se si fanno osservazioni in diverse regioni spettrali, molti di loro sono facilmente riconoscibili e quindi eliminabili (Delvecchio et al.2017[12]).

2.4 Correlazione FIR/radio

Sono state trovate diverse correlazioni tra l'emissione radio non termica di galassie normali e le emissioni nelle altre bande e ciascuna di esse può essere utile per il riconoscimento delle differenti popolazioni stellari. Una delle migliori correlazioni trovate è quella tra l'emissione radio e la luminosità FIR, che è stata dimostrata essere legata alla popolazione stellare giovane da diversi autori già diverse decadi fa (tra cui Condon 1992[8] e più recentemente da Delhaize et al.2017 [11]). Come ripetuto più volte, le stelle giovani e massive emettono fotoni UV, che sono assorbiti dai granelli di polvere e riemessi in IR, assumendo che il mezzo interstellare sia otticamente spesso alle lunghezze d'onda dell'UV. Dopo qualche Myr, queste stelle massive muoiono in esplosioni di supernovae che producono elettroni relativistici che sono responsabili della radiazione di sincrotrone tracciabile alle lunghezze d'onda del radio. Questa correlazione è stata osservata nelle galassie late-type con attiva formazione stellare, nelle galassie early-type con un basso livello di formazione stellare e in alcuni sistemi che mostrano merging. Il rapporto è quantificato dal parametro q definito da Helou et al.(1985)[17]

$$q \equiv \log \left(\frac{L_{TIR}}{3.75 \cdot 10^{12} W m^{-2}} \right) - \log \left(\frac{L_{1.4GHz}}{W m^{-2} H z^{-1}} \right) \quad (2.10)$$

dove L_{TIR} è la luminosità in IR integrata da 8 a 1000 μm (quella in origine di Helou et al.[17] invece era integrata tra 42.5 e 122.5 μm), mentre $L_{1.4GHz}$ è la luminosità misurata alla lunghezza d'onda 1.4 GHz. La distribuzione di q per un campione di galassie con morfologie diverse è molto stretta (per $\langle q \rangle \sim 2.3$ si trova uno scatter $\sigma_q \lesssim 0.2$ a $\nu = 1.4$ GHz; si guardi la Figura 2.3). La fluttuazione generica probabilmente è dovuta ai diversi campi magnetici che si trovano nei singoli casi e da cui dipendono le emissioni di sincrotrone, come spiegato nel lavoro di Condon (1992)[8], e/o perché il parametro q varia con il redshift. Per la seconda opzione, è stata trovata recentemente da Delhaize et al.(2017)[11] un'espressione alternativa per q , prendendo come indice spettrale $\alpha = -0.7$:

$$q(z) = (2.88 \pm 0.03) \times (1 + z)^{-0.19 \pm 0.01}. \quad (2.11)$$

Sembra quindi che con l'aumentare del redshift aumenti più il flusso radio che quello FIR. Questo risultato non risulta valido per le (U)LIRG, che mostrano un andamento più piatto con il redshift (in accordo con i risultati di Lo Faro et al.2015[20] spiegati nel paragrafo successivo). Questa differenza è probabilmente dovuta a una stima sbagliata della correzione K al flusso radio di queste sorgenti. Perciò, ulteriori rilievi nello spettro radio di varie popolazioni di galassie con attiva formazione stellare sono richiesti per una robusta determinazione delle correzioni K nel regime radio, soprattutto ad alti redshifts.

Dal confronto di queste due bande allora, si possono ricavare importanti informazioni sulle popolazioni stellari. Infatti quello che si evince da diversi studi, tra cui da quello di Condon (1992)[8], è che il tasso di SN in una galassia è legato alla formazione stellare, perché tutte le stelle con masse maggiori di $M_{SN} = 8 M_{\odot}$ diventano SN

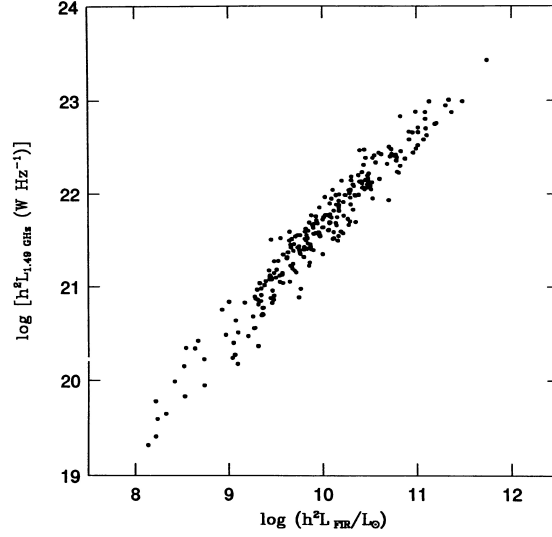


Figura 2.3: Correlazione FIR/radio trovata a partire dalle surveys di IRAS. Sono state selezionate le luminose sorgenti a $\lambda = 60 \mu\text{m}$ e sono stati esclusi gli AGN. Gli errori sulle misure di questo campione sono più piccoli dello scatter intrinseco.

emettenti in radio e nello stesso tempo sono quelle utilizzate per stimare la SFR. Allora si può trovare il tasso di SN radio ν_{SN} direttamente dalla SFR, e viceversa:

$$\left(\frac{\nu_{SN}}{yr^{-1}}\right) \sim 0.041 \left[\frac{SFR(M \geq 5M_{\odot})}{M_{\odot} yr^{-1}}\right]. \quad (2.12)$$

A sua volta, il grado di SN è correlato anche alla luminosità radio non termica L_N (Condon e Yin,1990)[9]

$$\left(\frac{L_N}{10^{22} W Hz^{-1}}\right) \sim 13 \left(\frac{\nu}{GHz}\right)^{\alpha} \left(\frac{\nu_{SN}}{yr^{-1}}\right) \quad (2.13)$$

In conclusione, si ottiene la relazione tra la luminosità L_N e la SFR:

$$\left(\frac{L_N}{W Hz^{-1}}\right) \sim 5.3 \cdot 10^{21} \left(\frac{\nu}{GHz}\right)^{-0.8} \left[\frac{SFR(M \geq 5M_{\odot})}{M_{\odot} yr^{-1}}\right], \quad (2.14)$$

dove ν è la frequenza radio a cui si osserva.

A partire dal legame tra la SFR e la luminosità delle righe $H\alpha$, è possibile distinguere anche la componente radio termica L_T , che invece è legata al grado di ionizzazione delle regioni HII:

$$\left(\frac{L_T}{W Hz^{-1}}\right) \sim 5.5 \cdot 10^{20} \left(\frac{\nu}{GHz}\right)^{-0.1} \left[\frac{SFR(M \geq 5M_{\odot})}{M_{\odot} yr^{-1}}\right] \quad (2.15)$$

Se quindi prendiamo in considerazione anche la relazione che è stata usata da Condon (1992)[8] tra la luminosità nella banda FIR e la SFR:

$$\left(\frac{L_{FIR}}{L_{\odot}}\right) \sim 1.1 \cdot 10^{10} \left[\frac{SFR(M \geq 5M_{\odot})}{M_{\odot} yr^{-1}}\right] \quad (2.16)$$

usando la stessa IMF, si vede che sia L_N sia L_T che L_{FIR} sono proporzionali al tasso di formazione stellare. Ed è per questo che si osserva la linearità FIR/radio nella

Figura 2.3.

I contributi relativi $\nu_{SN} \propto L_N$, L_{FIR} e $N_{UV} \propto L_T$ dove N_{UV} è il tasso di ionizzazione delle regioni H II a differenti intervalli di massa $\log(M/M_\odot)$ sono riportati nella Figura 2.4. Si noti che la maggior parte delle stelle cade nell'intervallo di massa

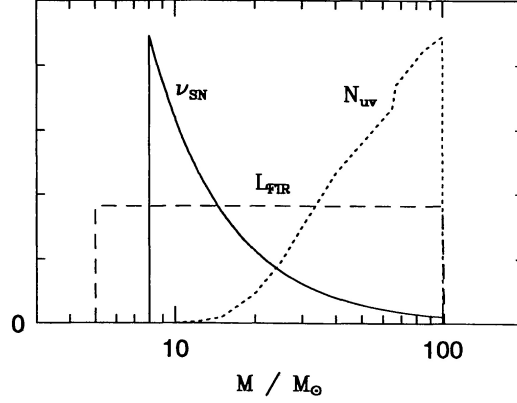


Figura 2.4: I contributi relativi alla luminosità radio non termica e termica, rispettivamente dati dal tasso di SN e dal tasso di ionizzazione delle regioni HII, e alla luminosità nel lontano infrarosso L_{FIR} da stelle in differenti intervalli di $\log(M/M_\odot)$. La IMF usata è quella di Salpeter (1955), troncata a $M=100 M_\odot$.

in cui prevale il contributo delle SN. Perché la relazione FIR/radio resti valida, si deve avere una IMF che sia indipendente dal tempo. E' da tenere in conto che dopo circa $3 \cdot 10^6$ anni dal termine di uno starburst, il grado di ionizzazione e quindi la luminosità termica crolla, mentre il tasso di SN e della luminosità di radiazione di sincrotrone persiste.

Utilizzando invece il parametro $q(z)$ dato dall'equazione 2.11, si trova una espressione alternativa per convertire la luminosità radio in SFR (Delhaize et al.2017 [11]):

$$\frac{SFR}{M_\odot yr^{-1}} = f_{IMF} \times 10^{-24} 10^{q(z)} \frac{L_{1.4GHz}}{WHz^{-1}} \quad (2.17)$$

dove $f_{IMF} = 1$ per l'IMF di Chabrier (2003) e $f_{IMF} = 1.7$ per l'IMF di Salpeter (1955).

Grazie a questa correlazione FIR/radio, si può trovare anche l'espressione per convertire l'emissione UV in radio (Kennicutt,1998 [18]):

$$\log \frac{L_{1.4GHz}}{WHz^{-1}} = 16.556 - 0.4(M_{1600,A} - A_{UV}) - q(z), \quad (2.18)$$

dove $M_{1600,A}$ è la magnitudine assoluta in UV, nel sistema a riposo e A_{UV} è la correzione per estinzione dovuta a polveri.

Un'ulteriore calibrazione per passare da misure radio a SFR, spesso usata in letteratura, che è basata sulla correlazione FIR/radio è quella trovata da Bell et al.(2003)[1]:

$$SFR_{1.4GHz}^{Bell}(M_\odot yr^{-1}) = 5.52 \times 10^{-22} L_{1.4GHz}(WHz^{-1}) \quad (2.19)$$

assumendo la IMF di Salpeter (1955). Questa calibrazione è trovata essere inferiore di un fattore 2 alla calibrazione di Condon(1992)[8].

La correlazione FIR/radio osservata non è precisamente lineare, specialmente se si considerano galassie poco luminose: per basse luminosità FIR si trovano luminosità radio più basse del previsto. Questa non linearità potrebbe essere dovuta al fatto che o l'emissione FIR o quella radio non è direttamente proporzionale al tasso di formazione stellare. Una teoria che è stata proposta è che la linearità venga a mancare perché le polveri sono riscaldate sia dalle giovani stelle massive, che sono responsabili anche delle emissioni radio, sia dalle popolazioni stellari più vecchie, che invece non contribuiscono in radio.

2.5 Analisi fisica delle (U)LIRG

Come si vedrà nei prossimi capitoli, le galassie (ultra)luminose in IR (U)LIRG sono sorgenti importanti nello studio della formazione stellare, visto che mostrano una $SFR \gtrsim 100 M_{\odot} yr^{-1}$. Per questo motivo Lo Faro et al.(2013 e 2015)[20] [19] hanno cercato di capire quanto effettivamente la loro emissione IR dia informazioni sulla SF: nel primo lavoro, solo con il confronto dei dati MIR e FIR ottenuti con Spitzer e Herschel e nel secondo aggiungendo i dati radio alle stesse sorgenti ottenuti con VLA.

Il campione di Lo Faro et al.(2013)[19] comprendeva 31 (U)LIRG selezionate con osservazioni a $\lambda = 24 \mu m$ nel campo GOODS-S con il telescopio Spitzer negli intervalli di redshifts 0.76 - 1.05, dove cadono principalmente le LIRG, e $z = 1.75 - 2.4$, dove invece si trovano le ULIRG. Sono state selezionate principalmente con redshifts fotometrico e tra di esse non ci sono galassie dominate da AGN, che sono state scartate con l'utilizzo di diversi indicatori come i raggi X. Del campione scelto si hanno anche osservazioni prese con gli strumenti presenti su Herschel, SPIRE e PACS, in sei intervalli di lunghezze d'onda tra 70 e 500 μm .

Per caratterizzare fisicamente le (U)LIRG hanno utilizzato il codice di trasporto radiativo GRASIL (di Silva et al.1998 [29]) che permette di modellare gli spettri delle galassie dall'UV al radio, considerando anche gli effetti delle polveri nei vari ambienti. Questi ultimi sono considerati due in particolare, già accennati in precedenza: (a) le nubi molecolari (MC), legate a una popolazione stellare giovane, (b) i cirri, che circondano le stelle di massa piccola o intermedia. Il modello considera granelli in equilibrio termico con il campo radiativo e molecole PAH.

Ciò che si evince dal loro studio è che il contributo dei cirri non è per niente trascurabile. Nel grafico Figura 2.5 sono mostrate quattro galassie del campione ed è evidente che spesso è la componente dei cirri (linea punteggiata rosa) che domina su l'emissione delle MC (linea tratteggiata blu). Tra queste 4 ULIRG in particolare, la riemissione delle nubi molecolari della radiazione delle stelle giovani sembra prevalere solo nella U5801 a grandi lunghezze d'onda e nella U16526 tra $10 \lesssim \lambda \lesssim 120$.

Lo Faro et al. (2013)[19] hanno anche fatto un confronto tra le stime di SFR derivate tramite la luminosità L_{IR} ottenute con la calibrazione di Kennicutt(1998)[18] (SFR_K) data dalla relazione 2.7 e quella trovata da loro, che considera solo la componente della luminosità IR che dovrebbe provenire dalle stelle giovani, stimata tramite GRASIL e calibrata appunto sulle (U)LIRG con una SFR mediata su 10 Myr (SFR_{10}). Il fattore di conversione che ottengono è $K_{IR} = (5.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-10} M_{\odot}$

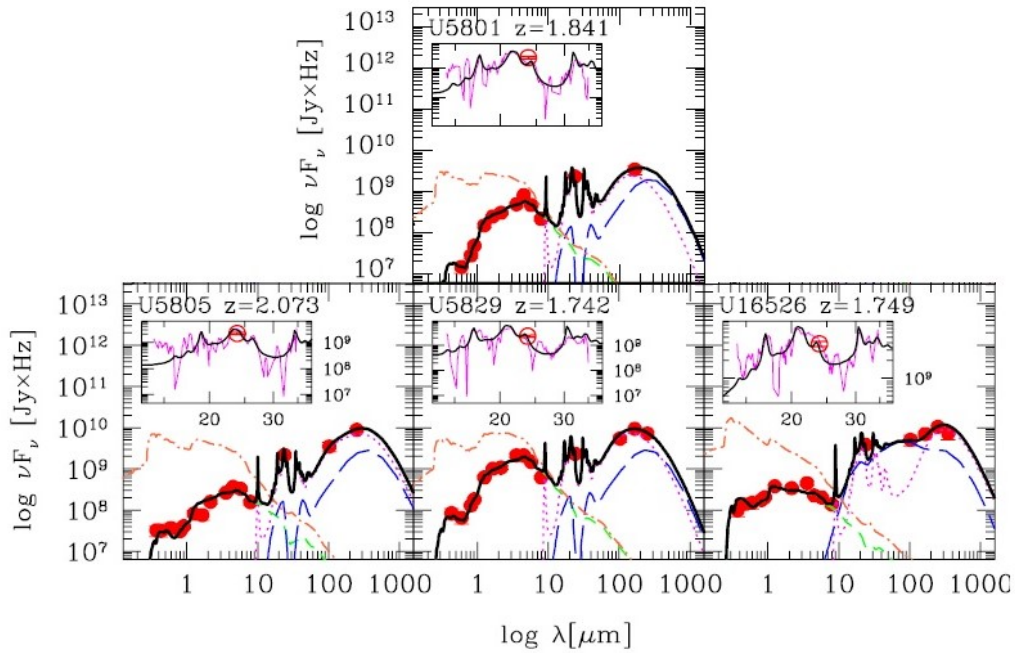


Figura 2.5: Sono stati riportati i migliori fits (linea continua nera) modellati con GRASIL sulle SED (cerchi pieni rossi) di quattro ULIRG del campione studiato: l'emissione dovuta alle MC è indicata con la linea tratteggiata blu, mentre la linea punteggiata rosa rappresenta l'emissione dei cirri, la linea tratto-punto arancione è la componente delle stelle non estinta e la linea tratteggiata verde invece è la componente di luce stellare estinta. I cerchi rossi sono le SED osservate.

$year^{-1} L_{\odot}^{-1}$). Se si scalano entrambe con la IMF di Chabrier(2003)[6], si ottiene che la stima di Lo Faro et al. (2013)[19] risulta più bassa di un fattore 1.7 - 2.5 di quella di Kennicutt. Infatti quest'ultimo considera tutta la luminosità IR dovuta a regioni HII e quindi legata alla formazione stellare, ma in realtà la componente dei cirri non è trascurabile. In particolare il contributo dei cirri da loro stimata nelle (U)LIRG a $z \sim 1$ è di $\sim 73\%$, mentre a $z \sim 2$ è di $\sim 66\%$. Il confronto tra le due stime di SFR ottenute con calibrazioni diverse è mostrato nel pannello di sinistra della Figura 2.6. Nel lavoro successivo, Lo Faro et al.(2015)[20] hanno aggiunto lo studio delle misure in banda radio delle 31 (U)LIRG, che sono state prese dal catalogo di VLA nel campo GOODS-S. A questo campione sono state aggiunte anche altre sei galassie BzK, appartenenti al campo GOODS-N, selezionate sempre in banda NIR intorno a $24 \mu m$ con Spitzer nell'intervallo di distanze $1.4 \lesssim z \lesssim 1.6$. Anche di queste galassie si possiedono misure che vanno dal FUV al radio.

Ciò che si nota è che i modelli funzionano bene anche nella regione spettrale radio. Solo in due casi non hanno trovato un buon accordo, perché il modello sottostimava il flusso radio: in un caso perché non era corretta l'approssimazione a geometria sferica, mentre nell'altro probabilmente è stata sovrastimata la componente dei cirri.

Per completezza, Lo Faro et al.(2015)[20] hanno studiato anche sei galassie BzK che sono anch'esse ben descritte dal modello assumendo però geometria a disco. Anche in questo caso sono due le galassie che non presentano un buon fit solo in radio con il modello di partenza. In entrambe inoltre è stato misurato usando l'equazione 2.10 un rapporto di luminosità FIR/radio più basso del solito ($q \sim 2.06$). Queste differenze sono state spiegate con la presenza di AGN oscurati, che in un caso è

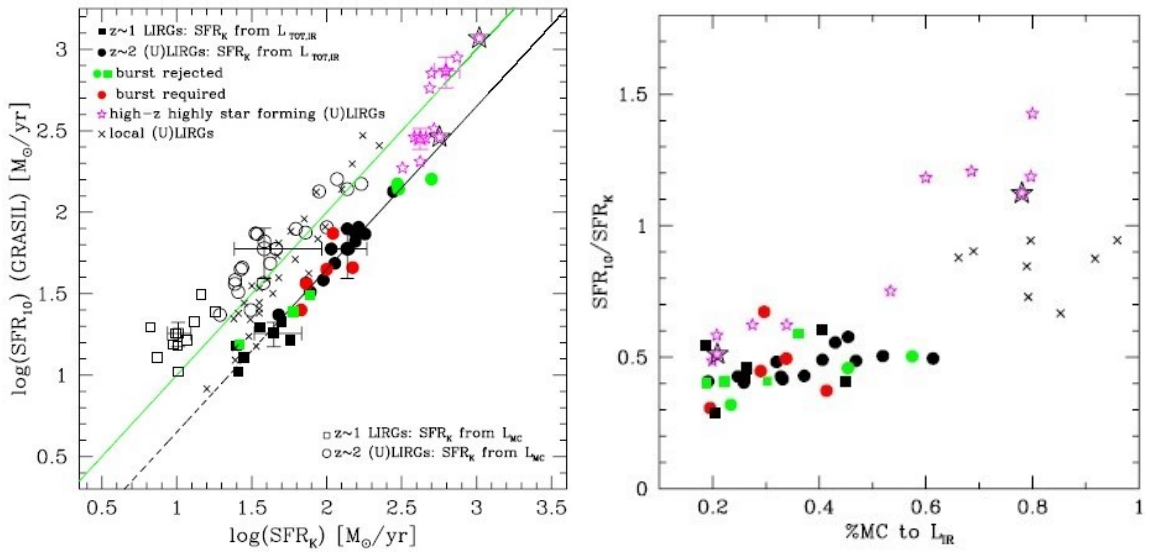


Figura 2.6: A sinistra, confronto tra le due stime SFR_K (in ascissa) e SFR_{10} (in ordinata) stimata tramite GRASIL, in scala logaritmica. La luminosità è integrata sull'intervallo 8 - 1000 μm . Nel grafico sono mostrate tutte le 31 (U)LIRG studiate da Lo Faro et al.: i cerchi (sorgenti a $z \sim 2$) e i quadrati (sorgenti a $z \sim 1$) neri pieni e vuoti rappresentano le stesse galassie una volta considerando la luminosità totale IR (nubi molecolari + cirri) e una volta prendendo solo il contributo delle nubi molecolari rispettivamente. Le stelle rosa sono le galassie con alte SFR. I quadrati e i cerchi verdi sono le galassie che mostrano un picco di formazione stellare, mentre invece i pallini rossi sono quelle che presentano una più moderata SF. Le croci sono le (U)LIRG locali che sembrano soggette a merging e a interazioni. Nel pannello di destra si vede come per le stesse galassie aumenti il contributo dell'emissione delle MC all'aumentare del rapporto tra le due stime di SFR. Si noti come tutte le sorgenti, escluse le più luminose, mostrino un rapporto $\text{SFR}_{10}/\text{SFR}_K$ inferiore all'unità.

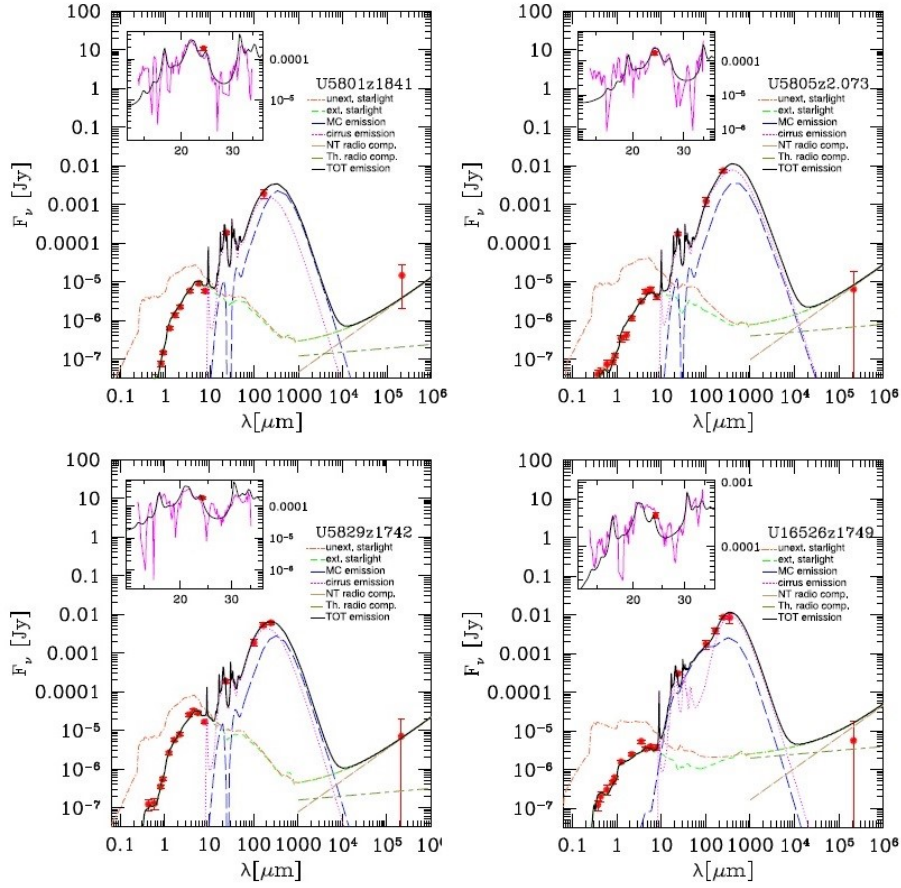


Figura 2.7: I fits (linea nera continua) che sono stati mostrati nella Figura 2.5 sono qui applicati fino alle SED (pallini rossi) in radio delle stesse quattro ULIRG. La linea tratteggiata blu rappresenta il contributo delle MC, quella punteggiata rosa è la componente dei cirri, la linea tratto-punto arancione è il contributo delle stelle che non ha subito estinzione, mentre la curva tratteggiata verde è la luce estinta delle stelle. Inoltre sono mostrate la componente radio non termica (linea tratto-punto beige

e termica (linea tratteggiata marrone). Si nota che il modello rientra nei dati radio entro la barra di errore. La scala delle ascisse non è in forma logaritmica come nella Figura 2.5.

stato anche confermato perché è stata rilevata nel suo spettro la riga di emissione $\lambda = 3426 \text{ \AA}$ con il telescopio HST.

Mettendo insieme le q_{TIR} calcolate per ciascuna (U)LIRG e BzK tramite la relazione 2.10, Lo Faro et al.(2015)[20] arrivano a un risultato interessante visibile nella Figura 2.8. Ciò che si nota è che il parametro q_{TIR} non mostra una forte evoluzione con il redshift, almeno tra $1 < z < 2$, per oggetti con $L \gtrsim 10^{11} L_{\odot}$.

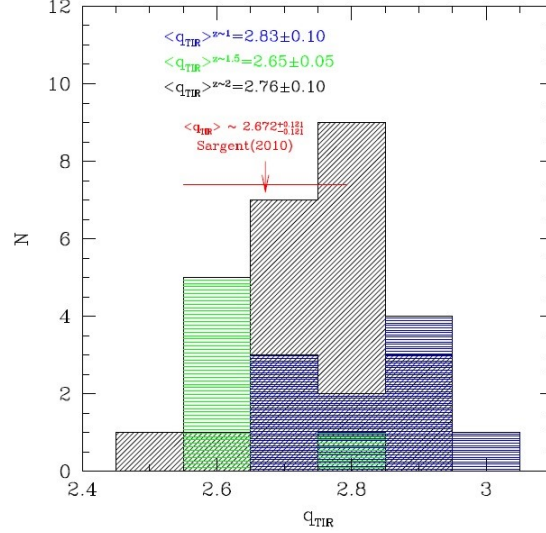


Figura 2.8: Distribuzioni dei valori q per le (U)LIRG e le BzK analizzate da Lo Faro et al.(2015)[20]. Al colore blu sono associate le LIRG che si trovano a $z \sim 1$; al verde sono associate le galassie BzK che sono a $z \sim 1.5$; la parte grigia è associata alle (U)LIRG che si trovano a $z \sim 2$. I risultati sono confrontati con la stima trovata da Sargent et al.(2010)[27] su un campione di sorgenti brillanti in IR con attiva formazione stellare a $z \sim 1$.

Usando i dati radio Lo Faro et al.(2015)[20] hanno quindi verificato il contributo dato dai cirri all'emissione IR, già stimato da Lo Faro et al.(2013)[19]. Per stimare la SFR hanno scelto la calibrazione di Bell et al.(2003)[1], espressa nell'equazione 2.19 per la conversione dei flussi radio in SFR e la relazione 2.7 per la conversione dei flussi IR delle (U)LIRG, i cui valori sono stimati con GRASIL, prendendo come fattore di conversione $K_{IR} = (5.46 \pm 0.6) \cdot 10^{-11} M_{\odot} year^{-1} L_{\odot}^{-1}$. La prima assume la IMF di Salpeter (1955), mentre la seconda quella di Chabrier (2003). Mettendo insieme i due risultati per il campione di dati considerato si ottiene la Figura 2.9. La correlazione è molto evidente ed è perfettamente lineare, come mostrato dalla linea tratteggiata blu. La linea continua verde invece è la SFR calibrata secondo Kennicutt(1998)[18] la sovrastima è evidente ed è spiegata da Lo Faro et al. proprio per la presenza dei cirri, che non sono stati esclusi da Kennicutt. Si nota inoltre che la differenza tra le due correlazioni non è costante, ma diminuisce all'aumentare del redshift, passando da un fattore $\gtrsim 2$ fino a $z \sim 1.8$ a un fattore $\lesssim 1.5$ per $z > 2.5$. Per riassumere, i risultati fondamentali per lo studio della SFR che si evincono da tali lavori su galassie con attiva formazione stellare,(U)LIRG e BzK, di Lo Faro et al.(2013) e (2015)[19] [20] sono i seguenti:

- Il contributo in IR dato dalle stelle di età intermedia, attraverso il riscaldamento dei cirri, non è trascurabile; questa componente può portare a una sovrastima della SFR di un fattore circa 2. Quindi l'assunzione di Kennicutt (1998)[18]

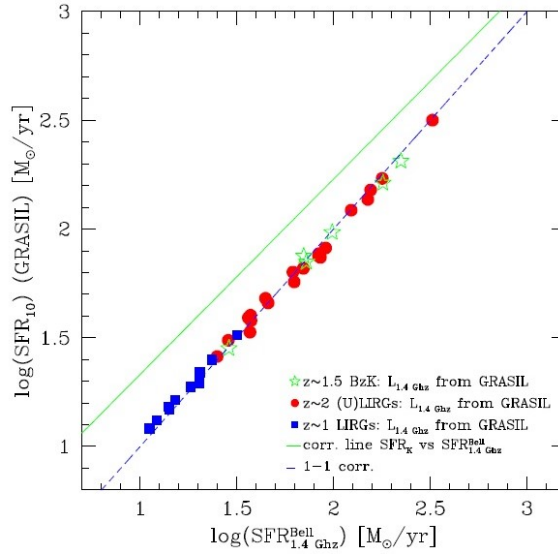


Figura 2.9: Paragone tra la SFR stimata tramite GRASIL da Lo Faro et al. e la SFR derivata dalla calibrazione di Bell et al. (2003)[1]. Le stime trovate da Lo Faro et al.(2015)[20] sono in correlazione 1-1 (cioè la pendenza della linea tratteggiata blu e 1). Invece la pendenza della linea continua verde, che rappresenta la stima di SFR trovata tramite la calibrazione di Kennicutt vale 0.9. Si vede facilmente che quest'ultima sovrastima i modelli.

che considera tutta la luminosità di una galassia con attiva formazione stellare proveniente dal fenomeno SF è sbagliata.

- Il rapporto FIR/radio per galassie brillanti non risulta evolvere in modo forte a $1 < z < 2$. Questo risultato è comunque da non considerare decisivo, visto il limitato e selezionato campione di galassie considerato, anche se si trova in accordo con i risultati recenti di Delhaize et al.(2017)[11], come detto sopra. Per questo punto quindi sono necessari ulteriori studi.

3. La storia della formazione stellare da surveys UV

Per avere un quadro completo della situazione all'interno di una galassia e per poter distinguere la natura delle diverse sorgenti, sarebbe meglio riuscire ad osservarla nelle varie bande e confrontare tra di loro i vari risultati. Ma la strumentazione ha una sensibilità diversa a seconda della frequenza a cui osserviamo e quindi questo confronto non è sempre possibile, soprattutto per oggetti ad alti redshifts. L'obiettivo di Madau & Dickinson (2014)[22] è quello di mappare il tasso di trasformazione di gas in stelle nell'Universo da $z = 8$ fino ad oggi, basandosi sui dati UV e parzialmente anche su quelli IR, le cui misure a lui disponibili erano limitate a $z < 2.5$, escludendo i casi di sorgenti molto luminose, visibili anche a grandi distanze.

3.1 Statistiche di sorgenti cosmiche

Come si è visto nel capitolo precedente, per passare da misure di luminosità al tasso di formazione stellare SFR in una galassia si usano delle leggi di conversione. Ma per avere un quadro evolutivo delle galassie con il redshift nell'Universo è necessario fare analisi statistiche su un campionamento completo di sorgenti. Ciò significa che dati una certa area di cielo e il flusso limite osservabile $S_{\nu lim}$, bisogna considerare tutti gli oggetti presenti in quella regione di cielo con flusso superiore a quello limite. Il valore del flusso limite dipende da diversi fattori, come la sensibilità dei rilevatori e il tempo di esposizione, e aumenta con il redshift a cui si osserva.

Una delle principali funzioni che quantifica le proprietà statistiche di una popolazione di sorgenti è la funzione di luminosità $\Phi(L)$ in funzione della luminosità in una certa banda spettrale, che stabilisce il numero di oggetti entro l'unità di volume comovente per unità di intervallo di L , ossia dà l'informazione su quale valore della luminosità domina tra le galassie in un certo intervallo di redshift. Infatti per ottenere stime che non varino nel tempo e che quindi valgano indipendentemente dall'espansione cosmica dell'Universo è necessario lavorare con un sistema di coordinate comovente, nel quale appunto la posizione tra due punti non cambia con il tempo cosmico. I volumi comoventi si calcolano con la metrica di Robertson-Walker (RW) e sono dati dalla seguente equazione espressa in forma infinitesima per angolo solido unitario:

$$\frac{dV}{dz} = \frac{c}{H_0} \frac{d_L^2}{(1+z)^3 \sqrt{1+2q_0z}} \quad (3.1)$$

dove d_L^2 è la distanza di luminosità, H_0 è la costante di Hubble, scelta con il valore 70 km/s/Mpc, q_0 è il parametro cosmologico di accelerazione al tempo attuale. In essa non compare il termine di espansione perché è già considerata nel sistema di riferimento comovente.

Per poter trovare la funzione di luminosità è necessario quindi conoscere il redshift, spettroscopico o fotometrico, di ciascuna galassia. Sono state proposte diverse funzioni analitiche per riprodurre le funzioni di luminosità, quella che sembra seguire meglio i dati è la funzione di Schechter (1976):

$$\Phi(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) L^* \cdot d \left(\frac{L}{L^*} \right) \quad (3.2)$$

che è una legge di potenza alle luminosità medio-basse tagliata esponenzialmente in prossimità di $L = L^*$, dove α denota la pendenza della LF per basse luminosità e Φ^* è il fattore di normalizzazione. L^* rappresenta la luminosità delle galassie che dominano dal punto di vista fotometrico la funzione di luminosità. Un'altra funzione analitica spesso usata a lunghezze d'onda lunghe, come nell'IR e nel radio, è quella di Saunders et al.(1990)[28], mostrata nel paragrafo 5.1.2.

A partire dalla funzione di luminosità si definisce la densità di luminosità

$$\rho_\nu \cdot dL = \Phi(L) \cdot L \cdot dL \quad (3.3)$$

che dà l'energia emessa per unità di volume comovente per oggetti di luminosità L . Se quindi si integra su tutte le luminosità si ottiene la densità totale di luminosità delle galassie:

$$\rho_{FUV}(z) = \int_{0.03L^*}^{\infty} L\Phi(L, z) dL = \Gamma(2 + \alpha, 0.03)\Phi^*L^* \quad (3.4)$$

dove Γ è la funzione gamma incompleta e $\Phi(L)$ è la funzione di Schechter data nell'equazione 3.2. Se questa quantità viene moltiplicata per i fattori di conversione K , scelti a seconda della regione spettrale su cui si sta studiando, ecco che si ottiene la densità di tasso di formazione stellare (SFRD) in un unità di volume comoving.

3.2 Diagramma di Lilly-Madau

L'andamento trovato si basa su un numero limitato di campioni di galassie, osservate nelle bande FUV (intorno alla riga 1500 Å), MIR e FIR, rispettivamente a 24 e 70 μm , 100 e 160 μm . Nonostante la loro riconosciuta importanza, non vengono presi in considerazione i dati a lunghezze d'onda maggiori disponibili nel 2014, perché forniscono informazioni più limitate e indirette. Tutte le misure valutate sono state ottenute da telescopi spaziali (Spitzer, Herschel, GALEX, IRAS, Hubble), in particolare nei campi profondi COSMOS, GOODS e HUDF. L'andamento si ferma a $z = 8$ e non fa stime a più alti redshifts. L'assunzione fondamentale fatta è sulla IMF, la cui scelta di Madau e Dickinson cade sulla Salpeter (1955), a differenza degli altri lavori presentati nei capitoli successivi che invece favoriscono la Chabrier (2003). Inoltre è importante la scelta della legge di estinzione da usare per ogni

galassia, perché le distribuzioni geometrica e della metallicità delle polveri oscuranti sono disomogenee e oltretutto possono variare nel tempo, ad esempio a causa dei venti stellari, come è stato spiegato nella sezione 2.2. Una scelta sbagliata può causare un errore non trascurabile sulla stima della formazione stellare della galassia. Per ovviare a questo problema, Madau & Dickinson (2014)[22] conservano quelle utilizzate da ciascun autore, che a volte sono leggi empiriche e altre volte sono state derivate da modelli teorici.

Tutti i dati UV presi seguono bene le funzioni parametriche di Schechter mostrata nell'eq. 3.2, mentre per quelli IR si possono usare funzioni a doppia legge di potenza o la funzione di Saunders et al.(1990)[28]. Queste permettono di integrare la funzione di luminosità (LF) sotto la stessa luminosità limite relativa, in unità di luminosità caratteristica L^* . Madau & Dickinson hanno utilizzato le funzioni di luminosità pubblicate da ciascun autore e le hanno integrate tutte nello stesso intervallo di luminosità, quindi con la stessa soglia $0.03 L^*$. Moltiplicando le densità di luminosità integrate FUV e IR con i fattori di conversione $K_{FUV} = 1.3 \cdot 10^{-28}$ e $K_{IR} = 4.5 \cdot 10^{-44}$, nelle unità di misura $M_{\odot} \text{year}^{-1} \text{erg}_{-1} s$, si ottengono le misure della densità del tasso di formazione stellare (SFRD) "osservate" in UV e IR (Figura 3.1, pannello a sinistra).

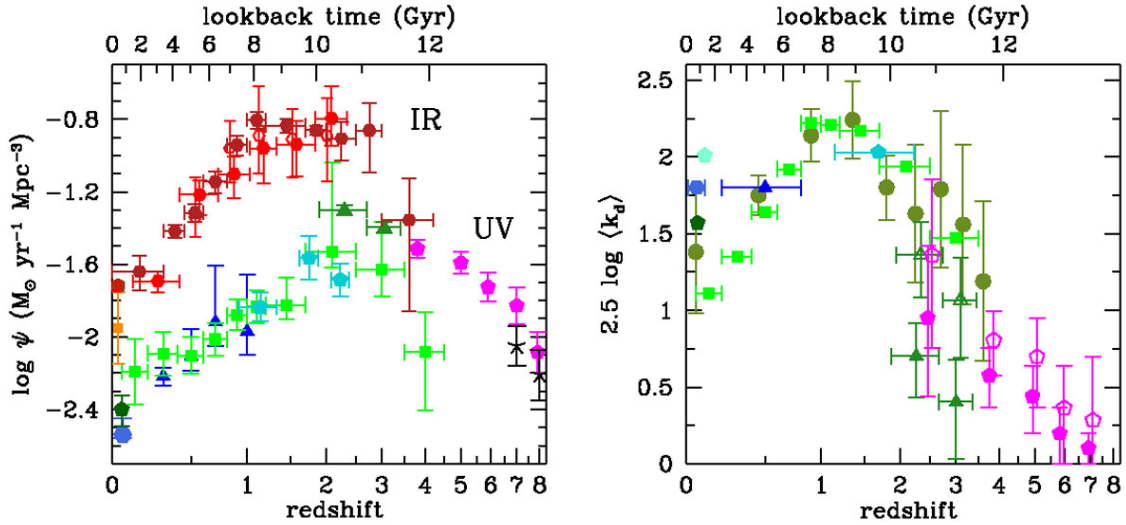


Figura 3.1: A sinistra, la densità di formazione stellare in FUV (non corretta per estinzione) e in FIR nel volume comoving in funzione del redshift . Tutte le luminosità UV e IR sono state convertite nelle densità istantanee SFR usando i fattori di conversione K_{FUV} e K_{IR} validi per la IMF di Salpeter e con metallicità solare. A destra, l'estinzione media $\langle k_d \rangle$ in magnitudini in funzione del redshift, che devono essere apportate alle misure UV del pannello di sinistra. Per la legenda, consultare la tabella 1 di Madau & Dickinson (2014).

Qui, le misure FUV non sono corrette per estinzione. Quello che viene dedotto dal grafico è che la maggior parte dell'energia che proviene da galassie con attiva formazione stellare (SF) a $0 < z < 2$ è assorbita e re-irradiata dalle polveri; solo una piccola frazione emerge direttamente dalle galassie come luce UV. La differenza tra le misure UV e IR incrementa con il redshift fino a $z \approx 1$ e poi si restringe tra $1 < z < 2$. Si nota che da $z > 2.5$ mancano buone misure della densità di luminosità in

FIR.

Come detto nel capitolo precedente, è importante determinare anche la media dell'estinzione effettiva dovuta alle polveri, che è indicata con $\langle k_d \rangle$, per trasformare la densità di luminosità FUV nella totale SFRD. Queste correzioni sono ottenute tramite in rapporto tra la densità IR e quella UV: $\langle k_d \rangle = \frac{\rho_{IR}}{\rho_{FUV}} + 1$. Quello che mostra il grafico è che le attenuazioni maggiori si hanno fino a $z < 3$. Da notare che a $z > 2$ le stime di FIR/FUV hanno larghe incertezze per la mancanza di un campione completo di galassie in IR, come si è spiegato sopra. Anche nel vicino Universo le correzioni coprono un ampio intervallo di valori, suggerendo che bisogna aver cautela nell'espandere i risultati trovati in questa parte dell'Universo a più alti redshifts. Mettendo insieme i due traccianti si ha la storia della formazione stellare (SFH) cosmica (Eq. 3.5). La funzione che segue meglio l'andamento dei dati è

$$\Psi(z) = 0.015 \frac{(1+z)^{2.7}}{1 + [(1+z)/2.9]^{5.6}} M_{\odot} \text{year}^{-1} \text{Mpc}^{-3} \quad (3.5)$$

Mostra una fase di crescita costante, che scala come $\Psi(z) \propto (1+z)^{-2.9}$ a $3 \lesssim z \lesssim 8$, raggiunge il picco in un punto compreso nell'intervallo $1.5 \leq z \leq 2$, seguito da un graduale declino fino ai giorni nostri, che approssimativamente va come $\Psi(z) \propto (1+z)^{2.7}$. In particolare, con questo modello il picco cade a $z \approx 1.85$, che corrisponde a un'età dell'Universo di ~ 3.5 Gyr. Si può verificare che una funzione esponenziale segue altrettanto bene il declino a $z < 1$, con un calo del fattore di scala e di 3.9 Gyr. La densità di formazione stellare locale trovata è circa la stessa di quella a $z = 7$ ed è circa nove volte più bassa di quella corrispondente al picco.

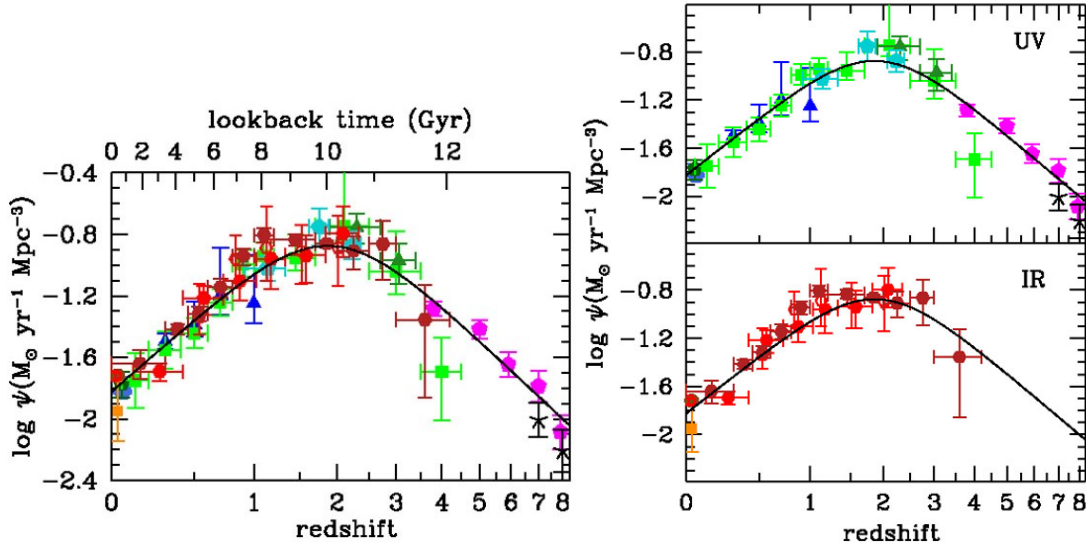


Figura 3.2: SFH cosmica ricavata da FUV (pannello in alto a destra), da IR (pannello in basso a destra) e da misure FUV + IR nel sistema di riferimento delle sorgenti (pannello a sinistra).

Uno dei metodi che gli autori di questo lavoro hanno utilizzato per verificare che il loro modello fosse valido è il confronto tra l'andamento trovato per la SFH cosmica e il grado di supernovae (SN) di tipo II e Ib dall'universo locale a $z < 1.5$. Ciò che

trovano è che effettivamente i due andamenti sono in buon accordo, ma la verifica non copre tutto l'intervallo di distanze considerato.

3.3 Problemi che presenta l'analisi di Madau e Dickinson

Il modello per la SFH cosmica trovata da Madau & Dickinson (2014)[22] è affetto da diversi problemi, alcuni di essi sono spiegati qui di seguito.

L'assunzione fondamentale che accompagna tutti i calcoli presenti nel lavoro è l'IMF universale, con la scelta della Salpeter (1955). Essa viene ricavata dal rapporto tra massa e luce (M/L), misurato direttamente solo per poche galassie nell'Universo locale, oltre al fatto che i valori stessi possono essere affetti da incertezze osservative dovute ad esempio all'assorbimento di luce da parte delle polveri. La conversione in massa poi viene fatta a partire da modelli di sintesi di popolazioni stellari, che a loro volta potrebbero essere affetti da errori. Quindi il rapporto tra stelle calde e brillanti (che dominano la luce) e stelle fredde e deboli (che dominano la massa) è incerto ed è stato derivato e testato solo per galassie vicine.

Anche l'assunzione sulla metallicità, che è presa uguale a quella del Sole per tutto l'Universo, provoca incertezze, essendo in generale diversa in ogni popolazione stellare.

Un altro problema è l'estinzione delle polveri. Questo fenomeno è molto complesso e varia di galassia in galassia sia per la distribuzione spaziale (che non è omogenea) sia per la loro composizione chimica, in particolare i silicati e le molecole di PAH presenti in esse tendono a complicare il fenomeno di assorbimento della radiazione proveniente dalle stelle che circondano. Quindi non è possibile usare una legge universale per tutte le galassie. Per quanto si possa usare un modello che meglio descriva il loro ruolo all'interno della galassia, l'incertezza permane. Questa difficoltà è ben visibile nel pannello di destra della Figura 3.1 che rappresenta l'estinzione media della luce UV dovuta dalle polveri. Le misure sono distribuite su ampi intervalli, soprattutto nell'Universo locale (da cui in genere si cerca di ricavare leggi da estendere a tutto l'universo) e nell'intervallo di distanze $1.5 < z < 4$, che è quello fondamentale perché in esso cade il picco di formazione stellare trovato da Madau & Dickinson. In quest'ultimo, anche le barre di incertezza coprono un grande intervallo di valori di $\langle k_d \rangle$.

Collegato al problema precedente, c'è la mancanza di un campione di sorgenti completo nella banda IR. Infatti, come si è detto precedentemente, i dati disponibili a Madau & Dickinson (2014)[22] nelle due bande, coprono intervalli di distanza diversi; in particolare le misure FIR da $z > 2$ sono solo delle galassie brillanti con alti SFR $> 100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, quindi il campione non è completo. Questa carenza di dati causa quindi una sottostima della SFR ad alti redshifts, perché non sono possibili di conseguenza chiare correzioni di estinzione nell'UV.

Ultimo, ma non meno importante, è l'impossibilità di eliminare facilmente gli AGN e i cirri a partire solo dalle misure in UV e in IR.

4. La visione a lunghezze d'onda IR

I soli dati UV e ottici non bastano quindi per ricavare la SFR, perché una buona porzione di luce che riguarda la formazione stellare ci arriva in banda IR. Molti lavori sono stati fatti in passato a partire dai dati presi con il telescopio spaziale Spitzer, soprattutto intorno alla lunghezza d'onda $24 \mu\text{m}$, per includere anche le misure IR, ma questi erano comunque limitati a bassi redshifts. Si è potuto fare un passo in avanti con il telescopio spaziale Herschel, che ha permesso osservazioni in FIR e nel sub-millimetrico anche ad alti redshifts.

L'utilizzo parziale di questi nuovi dati è stato già in parte fatto da alcuni autori, come Madau & Dickinson (2014)[22], come illustrato nel capitolo precedente. Lavori più recenti come quello di Franceschini et al.(2017)[15], hanno cercato di utilizzare al massimo questi nuovi dati prendendo un set più completo, in modo da poter verificare che il modello trovato di SFH cosmica sia confermato anche dalle nuove osservazioni.

4.1 I modelli statistici

A partire dai conteggi numerici differenziali normalizzati in maniera euclidea delle sorgenti IR extragalattiche rilevate tramite i due strumenti posti sul telescopio Herschel, PACS (dati presi intorno alle seguenti lunghezze d'onda che cadono nella banda FIR: $\lambda = 70, 90, 100, 160 \mu\text{m}$) e SPIRE (per le lunghezze d'onda nel sub-millimetrico: $\lambda = 250, 350, 500 \mu\text{m}$), Franceschini et al.(2017)[15] hanno potuto ricavare quali siano le sorgenti fondamentali in questa banda; ad essi si possono aggiungere anche i dati ottenuti con SCUBA a $850 \mu\text{m}$, che è lo strumento posto sul telescopio James Clerk Maxwell (JCMT) che lavora principalmente nel sub-millimetrico. Le quattro componenti individuate e i corrispondenti modelli spettrali utilizzati (vedi Figura 4.1) sono:

- le galassie a spirale normali, con bassa attività di SF che dominano a $z < 1$. A redshifts più alti questa popolazione diventa trascurabile rispetto alle luminose galassie attive. Il loro spettro è dominato dalle stelle di massa intermedia, che riscaldano le polveri da cui sono circondate producendo i cirri, e da polveri fredde.
- Le galassie LIRG con attiva formazione stellare e con luminosità moderate ($L \sim 10^{11} L_{\odot}$), che dominano anch'esse fino a $z < 1$. La forma spettrale è presa

indipendente da z ed è stata ottenuta modificando lo spettro della galassia starburst M82 (Franceschini, 2000 [14]).

- Le galassie ULIRG con attiva formazione stellare e con elevate luminosità ($L \sim 10^{12}L_{\odot}$), che sono dominanti da $z > 1.5$. Il modello spettrale usato è lo stesso di quello delle LIRG, ma con flussi maggiori a tutte le lunghezze d'onda. In particolare, appare potenziato a $\lambda \sim 60\mu\text{m}$ e nel sub-millimetrico, probabilmente a causa di una quantità maggiore di polveri fredde di quella che ci si aspetterebbe, a causa di fenomeni fisici interni alla galassia che non sono stati tenuti in conto.
- I nuclei galattici attivi (AGN) di tipo I, durante l'accrescimento gravitazionale emettono fotoni energetici, principalmente in UV, che vengono assorbiti dalle polveri circostanti e riemessi sotto forma di radiazione termica, principalmente in MIR. Sono sorgenti a volte facilmente identificabili e non mostrano avere legami con la SF. Il modello spettrale usato per loro è quello di Fritz et al.(2006).

Nella Figura 4.1 è indicato come l'intervallo di lunghezze d'onda centrato in $\lambda = 24\mu\text{m}$, a causa dell'effetto Doppler, mi dia informazioni su intervalli di λ diverse a seconda della z a cui sto osservando. Ad esempio, a $z = 1.5$ la lunghezza d'onda corrispondente a $24\mu\text{m}$ nel sistema a riposo è $\sim 10\mu\text{m}$.

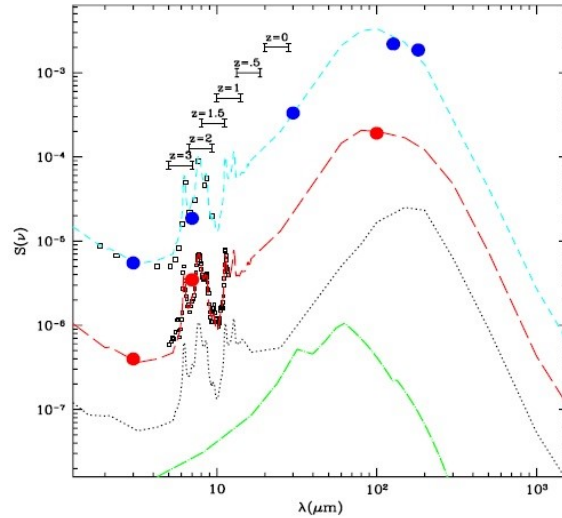


Figura 4.1: Spettri delle quattro popolazioni galattiche che contribuiscono in maniera importante all'emissione in banda IR. La linea tratto-punto verde è lo spettro degli AGN di tipo I; la linea punteggiata nera rappresenta lo spettro delle spirali normali; le linee tratteggiate celeste e rossa sono rispettivamente i modelli spettrali delle ULIRG e delle LIRG. I quadrati aperti sono i flussi medi stimati da Fadda et al.(2010) per un campione debole di LIRG a $z \simeq 1$ e di ULIRG a $z \simeq 2$ (48 misure ottenute con il telescopio Spitzer negli intervalli di lunghezze d'onda $\lambda = 4\text{-}10$ e $5\text{-}12\mu\text{m}$). I cerchi blu (per $\lambda = 127$ e $182\mu\text{m}$) e rossi (per $\lambda = 100\mu\text{m}$) sono misure di LIRG e ULIRG ottenute direttamente con Herschel. Sia i cerchi che i quadrati confermano gli spettri utilizzati per queste galassie. Per la legenda più dettagliata si rimanda alla figura 8 di Franceschini et al.(2017)[15]

Gli AGN di tipo II, a causa del loro legame con la SF, rientrano nei casi delle galassie attive nella produzione di stelle e non nel contributo degli AGN. Sia per le LIRG che

per le ULIRG, si assume che tutto il flusso galattico UV sia assorbito dalle polveri e re-irradiato in IR. La scelta di Franceschini et al.(2017)[15] di trattare in modo distinto le LIRG dalle ULIRG è dovuta al fatto che dominano in intervalli di z diversi e inoltre perché pare che le galassie con più alte luminosità e massa ($M > 10^{11} M_{\odot}$) si evolvano in modo differente rispetto a quelle di massa inferiore, più precisamente, le ULIRG evolvono più lentamente nel passato, per poi avere un crollo molto ripido dopo il picco. Allora considerandole separatamente è possibile ottenere un buon fit delle misure su un ampio intervallo di redshifts, cosa che invece non accade se le si considerano insieme.

Il fatto importante da sottolineare è che i modelli dei conteggi alle lunghezze d'onda elencate prima, che sono stati ottenuti come somme dei quattro contributi, seguono in modo "accettabile" o addirittura "eccellente" le osservazioni. Lo stesso vale per le funzioni di luminosità, come si può vedere ad esempio nella Figura 4.2 per la lunghezza d'onda $90 \mu\text{m}$. E' evidente un ottimo accordo fino a $z = 2.5$, mentre si nota una lieve sottostima da parte del modello nell'intervallo $2.5 \lesssim z \lesssim 3$.

Rilevante è anche il confronto tra le funzioni di luminosità bolometriche stimate da

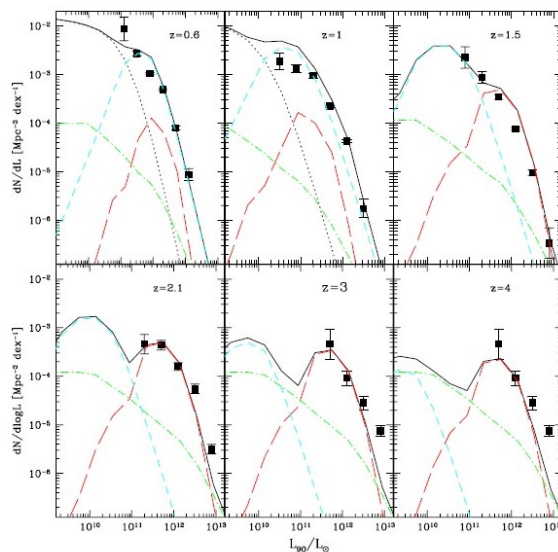


Figura 4.2: Funzioni di luminosità a $90 \mu\text{m}$, nel sistema a riposo, per galassie selezionate in IR, in funzione del redshift. I punti rappresentano i dati presi con Herschel-PACS selezionati dal campione di Gruppioni et al.(2013)[16]. Le linee seguono la stessa legenda della Figura 4.1: la linea tratto-punto verde è il modello per gli AGN di tipo I; le linee tratteggiate celeste e rossa rappresentano rispettivamente il modello per le galassie con moderata formazione stellare (LIRG) e il modello con elevata formazione stellare (ULIRG). La linea punteggiata invece è la componente dato dalle galassie normali. La linea continua nera è la somma di tutti i contributi, che dovrebbe predire l'emissione totale.

Gruppioni et al.(2013)[16], Magnelli et al.(2013) e Vaccari et al.(2014) con il modello trovato da Franceschini et al.(2017)[15], che mostrano anche in questo caso un buon accordo (vedi Figura 4.3).

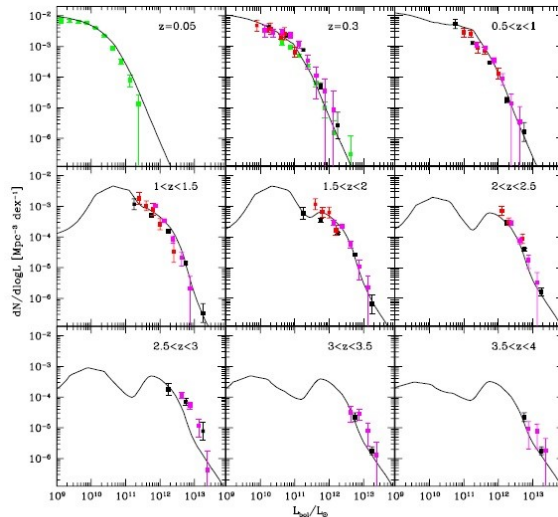


Figura 4.3: Funzioni di luminosità bolometriche di galassie selezionate in IR a diversi z . I quadrati neri sono ancora i dati presi da Grupponi et al. (2013)[16], mentre quelli rossi da Magnelli et al.(2013), i magenta da Vaccari et al.(2014) e i verdi da Marchetti et al.(2014).

4.2 Stima della storia della formazione stellare

Franceschini et al.(2017)[15] hanno cercato di vincolare al meglio la storia della produzione di energia da sorgenti cosmiche tra gli 8 e i 1000 μm . Il punto di partenza è stato il buon accordo trovato tra le misure dei conteggi e delle funzioni di luminosità e i modelli da loro trovati. Ad esso si aggiunge anche l'eccellente accordo tra il modello teorizzato e le stime dell'intensità del fondo cosmico in IR (CIRB) trovate da Lagache et al.(1999,2004) che, insieme alle analisi delle fluttuazioni delle misure di SPIRE, permette di stimare le funzioni di luminosità anche ad alti redshifts e a basse luminosità, che non siamo ancora in grado di rilevare con misure dirette. Le misure dell'intensità del fondo sono state ottenute tramite COBE che ha mappato tutto il cielo da 100 a 1000 μm dopo aver sottratto la luce zodiacale e galattica.

Integrando quindi sulle luminosità le funzioni di luminosità bolometriche (quelle della Figura 4.3), si ottiene la densità di luminosità nel volume comoving in funzione del redshift, mostrata nella Figura 4.4. L'emissione bolometrica IR ottenuta incrementa di un fattore 10 dall'Universo locale a $z \sim 1$, dove si trova il picco, rimane circa costante fino a $z \sim 2$ e poi lentamente decresce. La stima della densità di luminosità bolometrica in IR dalle galassie locali, calcolata precisamente a $z = 0.1$, è:

$$\rho_{IR} \simeq (1.1 \pm 0.2) 10^8 L_{\odot} \text{Mpc}^{-3}. \quad (4.1)$$

Nella Figura 4.4 è segnata anche la stima trovata da Madau & Dickinson (2014)[22], di cui si è discusso nel capitolo 3, indicata con la linea tratteggiata nera. Sono evidenti delle differenze tra i due modelli, in particolare i picchi non coincidono, infatti nel modello del primo il picco è ritardato a $z \simeq 1$, rispetto a quello di Madau & Dickinson, che è a $z \simeq 1.85$ e inoltre quello di Franceschini et al. è leggermente più alto. Per il resto, gli andamenti sono molto simili. La differenza tra i due è probabilmente dovuta al non completo set di dati in IR di Madau e Dickinson,

con una conseguente stima sbagliata di estinzione delle polveri (come mostrato nel capitolo precedente) e quindi della SFR.

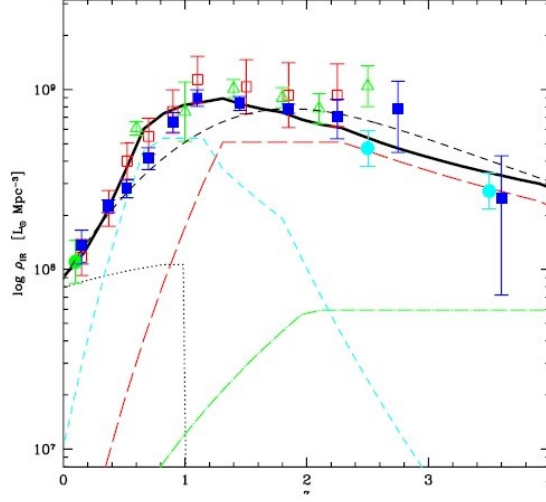


Figura 4.4: Densità di luminosità bolometrica IR da 8 a 1000 μm in funzione del redshift. Il risultato ottenuto da Franceschini et al. è rappresentato dalla linea spessa nera. Il modello di Madau & Dickinson (2014) è dato dalla linea tratteggiata nera. La linea tratto-punto verde è lo spettro degli AGN di tipo I; la linea punteggiata rappresenta lo spettro delle spirali normali; le linee tratteggiate celeste e rossa sono rispettivamente i modelli spettrali delle ULIRG e delle LIRG. Per la legenda completa dei dati di Herschel e Spitzer presi in considerazione si rimanda al grafico 9 di Franceschini et al.(2017)[15].

Per eliminare il contributo degli AGN di tipo I dalla luminosità totale bisogna osservare nella regione tra i 5 e i 40 μm , dove la differenza di emissione con le polveri riscaldate dalle stelle giovani è massimale, perché queste ultime emettono poca radiazione nel MIR. Gli AGN di tipo I, che non contribuiscono alla formazione stellare, emettono solo il $\sim 2.5\%$ e $\sim 10\%$ rispettivamente a $z = 1$ e $z = 2$ della totale luce IR. Il contributo totale degli AGN di tipo II invece, che rientra nelle LIRG e ULIRG, secondo Gruppioni et al.(2013)[16], è pari a 6-10 % a $z = 1$ e 11-25 % a $z = 2$ dell'emissione bolometrica. L'eccesso nel MIR di queste galassie sembra però dovuto in particolare al contributo degli idrocarburi (PAH) presenti nelle polveri interstellari. Il contributo delle stelle di media o piccola massa, che hanno tempi di vita molto lunghi e quindi non contribuiscono alla SFR, sembra essere non trascurabile solo a $z \lesssim 0.4$ e rientra principalmente nella componente delle galassie a spirale normali (che sono rappresentate nelle figure dalla linea punteggiata nera). Questa popolazione vecchia può essere eliminata solo utilizzando i dati radio, come verrà mostrato nel prossimo capitolo.

Eliminando quindi la luce prodotta dagli AGN e considerando trascurabile il contributo dei cirri, la luminosità bolometrica IR L_{bol} si può considerare direttamente proporzionale alla SFR e utilizzando l'equazione 2.7 si può trovare il suo andamento con il redshift (Figura 4.5). Come si è visto nel capitolo 2, usando la IMF di Salpeter (1955) come Madau e Dickinson (2014)[22], si ha $K \simeq 1.63 \cdot 10^{-10}$, mentre con la IMF di Chabrier (2003), che presenta un andamento diverso dall'altra solo per masse $< 1 M_{\odot}$, si ottiene $K \simeq 1.02 \cdot 10^{-10}$, ciò significa che tutto la SFR calerà di un fattore

0.61 rispetto alla prima scelta. Il grafico mostra un ampio massimo nell'intervallo $1 < z < 2$, con una rapida decrescita a z minori.

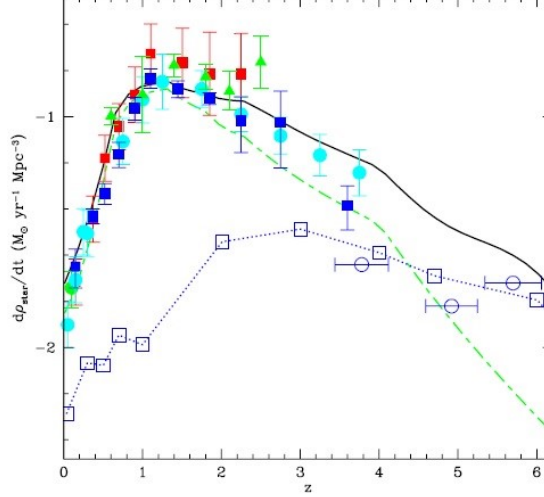


Figura 4.5: SFR per volume comovente tracciato a partire da osservazioni in IR e in UV in funzione del redshift. La linea continua nera rappresenta la stima di SFR in IR, ottenuta a partire dalla luminosità bolometrica è trasformata in SFR grazie all'eq.2.7, assumendo la IMF di Salpeter (1955). Adottando IMF diverse, la figura trasla verso l'alto o verso il basso in base al fattore che si trova a partire dalle differenze di M/L, riportate nella Tabella 2.1.

Combinando i due traccianti indipendenti e complementari di formazione stellare, FIR e UV, poiché sono stati ottenuti entrambi con un campione completo di sorgenti, si elimina il problema delle incertezze dovute alle correzioni per estinzioni, che sarebbe necessaria fare in UV. Un approccio simile è stato adottato anche da Madau e Dickinson (2014), ma il loro lavoro presentava una carenza di dati in IR. I dati UV utilizzati da Franceschini et al. sono: le surveys di GALEX intorno alla $\lambda = 1500 \text{ \AA}$ per sorgenti che si trovano nell'intervallo di distanze $0 < z < 1$; a redshifts maggiori sono state usate principalmente surveys spettroscopiche profonde nel campo VVDS e misure prese con HST e con telescopi ottici da terra.

Anche in questo caso viene usata l'equazione 2.1, usando la funzione di Schechter per calcolare la densità di luminosità UV. I valori scelti per la pendenza della funzione di luminosità sono $\alpha \simeq -1.2$ per $0 < z < 2$, mentre assume valori più ripidi a redshifts maggiori. Moltiplicando quindi la densità di luminosità con il fattore di conversione, si ottiene la SFR in funzione del redshift per volume comoving per la componente UV, non corretta per estinzioni, (mostrata in Figura 4.5 dalla linea blu punteggiata). Il valore ottenuto per il fattore di conversione assumendo la IMF di Salpeter (1955) è $K_{FUV} = 1.4 \cdot 10^{-28} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ erg}^{-1} \text{ s Hz}$. Come per la SFR in IR, una diversa assunzione per la IMF comporta uno spostamento verticale della curva di un fattore che è ricavabile dall'ultima riga della Tabella 2.1.

Per quanto riguarda le piccole galassie, cioè quelle con masse $M < 10^{11} M_{\odot}$ che difficilmente sono rilevabili soprattutto ad alti redshifts, alcuni autori hanno sostenuto che contribuiscono relativamente poco all'emissione dovuta a SF, in particolare nel-

l'intervallo $1.5 < z < 2$, che vale circa il 10 % di quella totale (arriva però al 25 % a redshifts più bassi). Le osservazioni permettono un campionamento completo fino a $z \sim 2$ e solo con ALMA sarà possibile rilevare le sorgenti più deboli anche a $z > 4$. Ciò che si osserva è che l'emissione IR dovuta a riscaldamento di polveri per SF domina a $0.5 < z < 3$ principalmente grazie alle LIRG e alle ULIRG, mentre a redshifts maggiori diventa importante l'emissione UV, che presenta un ampio massimo nell'intervallo $2 < z < 5$ e domina per $z > 4$. A $z < 0.5$, i contributi delle due bande sono comparabili.

Poiché la SFR_{UV} e la SFR_{IR} sono entrambe proporzionali alle rispettive densità di luminosità, a partire dal confronto di queste due si può ricavare l'estinzione media globale dovuta alle polveri in funzione del redshift, mostrata nella Figura 4.6 e ottenuta tramite la relazione 4.2:

$$A_{media} = -2.5 \log \left(\frac{SFR_{UV}}{SFR_{IR} + SFR_{UV}} \right). \quad (4.2)$$

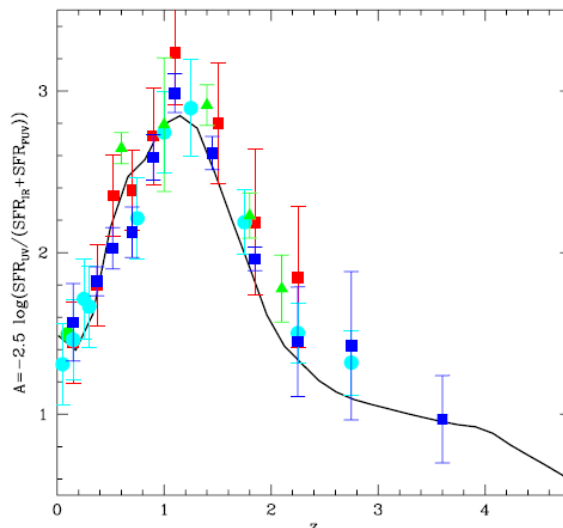


Figura 4.6: Estinzione media globale nelle galassie con attiva formazione stellare in funzione del redshift.

Questa appare molto più accurata di quella ottenuta da Madau e Dickinson (2014)[22], mostrata nella Figura 3.1, a destra. Il picco risulta circa allo stesso redshift, ma per Franceschini et al. il valore dell'estinzione è in media più elevata a tutti gli z ; ad esempio al picco è di circa 3 magnitudini, mentre è di ~ 1 magnitudine a $z = 0$ e a $z > 2$. Appaiono giustamente correlate le figure Figura 4.5 e Figura 4.6: l'interpretazione data da Franceschini et al. è che ci vogliono alcuni miliardi di anni per avere una produzione significativa di polveri da parte delle stelle; per questo, ad alti redshifts dove non c'è ancora una grande quantità di polveri domina l'emissione UV, mentre nel picco prevale l'emissione IR. Le decrescite a $z < 1$ di entrambi gli andamenti sono probabilmente dovute a una diminuzione di produzione di stelle con una conseguente diminuzione di riemissione di luce del mezzo diffuso e quindi dell'opacità.

A partire dalla somma delle misure delle densità di luminosità in UV e in IR,

$\rho_{UV+IR} = \rho_{UV} + \rho_{IR}$ che è assunta proporzionale a ρ_{SFR} calcolata con l'equazione 2.8, si può calcolare la densità di massa stellare comoving integrata ρ_{stelle} prodotta dalle galassie che stanno formando stelle tramite la relazione:

$$\rho_{stelle}(z) = K \int_z^{z_{max}} dz' \rho_{UV+IR}(z') \cdot \left(\frac{dt}{dz'} \right) \cdot f_*[t(z) - t(z')] \quad (4.3)$$

dove f_* è la frazione di massa stellare che non rientra in circolo nel mezzo interstellare per la produzione di altre stelle dopo un tempo t dalla formazione della galassia, K è il fattore di conversione usato per i dati IR e dove (dt/dz) è il differenziale del tempo cosmico in funzione del redshift:

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{H_0(1+z)\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_m z) - z(2+z)\Omega_\Lambda}} \quad (4.4)$$

Al variare della scelta della IMF diventa evidente quale sia quella più adatta da usare dal confronto con le misure (Figura 4.7). Ciò che è evidente è che la scelta più adatta è la IMF di Chabrier (2003), che è stata descritta nel paragrafo 2.2.

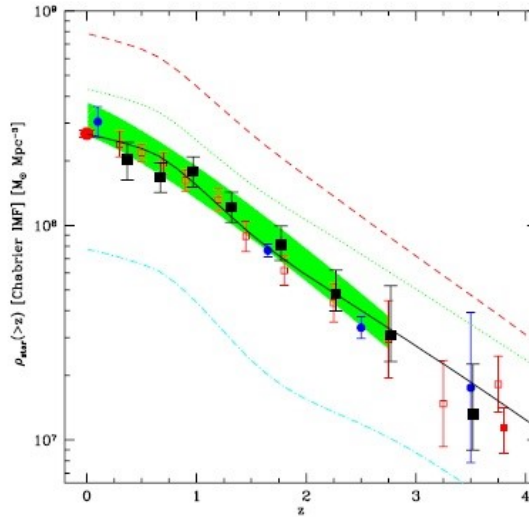


Figura 4.7: Paragone fatto da Franceschini et al. tra i dati della densità di massa stellare integrata su un volume comoving nelle galassie con predizioni dalla SFH basate su diverse IMF. La curva nera è ottenuta con l'IMF di Chabrier (2003), la curva tratteggiata rossa con la Kroupa et al.(1993), la linea punteggiata verde e quella ottenuta con la Salpeter (1955) e la linea tratto-punto celeste è con la IMF top-heavy 1. Le caratteristiche di ciascuna IMF sono mostrate nella tabella 2.1. I dati sono presi in considerazione sono: Perez-Gonzalez et al.(2008, quadrati aperti rossi), Marchesini et al.(2009, quadrati pieni blu), Gonzalez et al.(2011, quadrati rossi pieni), Eke et al.(2005) e Panter et al.(2004, cerchio pieno rosso). I quadrati pieni neri i dati di Ilbert et al.(2013). Sia i dati che i modelli sono scritti sulla base della IMF di Chabrier (2003), al variare della scelta della IMF è stato poi riscaldato il modello.

4.3 Vantaggi e limiti delle surveys IR

A differenza dell'analisi di Madau e Dickinson, con un set completo di dati IR Franceschini et al. hanno potuto verificare quale fosse l'assunzione migliore della IMF

da fare. Infatti ha dimostrato che al variare della IMF varia sensibilmente la SFH. In particolare hanno dimostrato che la IMF che più è in linea con i dati è quella di Chabrier (2003), mentre la maggior parte delle altre proposte, che sono elencate nella Tabella 2.1 e i cui effetti sulla SFH sono mostrati nella Figura 4.7, non sono accettabili. Resta peraltro abbastanza in accordo con i dati la IMF di Salpeter (1955).

Anche il problema dell'estinzione delle polveri è stato risolto. Infatti avendo a disposizione un set completo di dati sia in UV sia in IR anche ad alti redshifts, è stato possibile eliminare il problema delle correzioni per estinzione da apportare nell'UV, perché la luce assorbita in questa banda è stata recuperata in IR.

Si è riusciti anche a quantificare il contributo degli AGN di tipi I, che sono la classe non legata alla formazione stellare, a partire dalle osservazioni in MIR e a sottrarlo alla stima della SFRD. Una stima di tale contributo può però essere rifatto con maggiore precisione utilizzando i dati in radio e in X.

I punti ancora da migliorare per ottenere uno studio più completo del fenomeno di formazione stellare sono: l'eliminazione della componente IR dovuta ai cirri e quindi alle stelle più vecchie e il miglioramento del set di dati nell'IR a $z > 3.5$, perché a queste distanze anche la risoluzione angolare di Herschel è debole e quindi è facile che le sorgenti poco luminose non vengano rilevate, nonostante il flusso dovuto a SFR sia stato vincolato indirettamente dalle misure del CIRB. Per risolvere il primo punto sono necessarie le misure radio, come spiegato nel prossimo capitolo.

5. Risultati da surveys radio

Lo studio dei dati in banda radio è fondamentale per avere una completa visione di ciò che avviene all'interno di una galassia e in particolare per misurare correttamente la SFH cosmica. Grazie alle surveys sotto a una decina di μJy su campi come COSMOS, che presentano una copertura pancromatica, si sono potute ricavare informazioni più dettagliate sulle popolazioni all'interno delle galassie. In particolare è stato possibile distinguere le sorgenti che emettono in radio legate alla SF da quelle dovute alla presenza degli AGN fino ad alti redshifts. Diversi sono i lavori che si sono occupati dello studio di questa banda, soprattutto con l'interesse di ricavare una SFR più accurata rispetto a quelle ricavate con altre surveys, tra cui quelli recenti di Lo Faro et al.(2015)[20], Smolčić et al.(2017a,b)[31][32] e Novak et al.(2017)[24].

5.1 Funzioni di luminosità in radio

5.1.1 Nuove stime delle funzioni di luminosità dai dati radio

Novak et al.(2017)[24] basano il loro modello di densità di SFR, principalmente su osservazioni profonde fatte nel campo COSMOS da Smolčić et al.(2017b)[32], utilizzando il Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) nell'intervallo radio centrato a 3 GHz e largo 2 GHz. Le sorgenti sono state rilevate fino a $z \sim 5$ e in un'area di cielo di 2 gradi quadrati (quindi abbastanza ampia da minimizzare la varianza cosmica per le misure ad alti redshifts), con una risoluzione angolare di $0.''75$ e una sensibilità di valore quadratico medio rms $\sim 2.3\mu\text{Jybeam}^{-1}$. L'accuratezza astrometrica è di $0.''01$ per le sorgenti brillanti e di $0.''1$ per quelle più deboli. Tra le 800 000 galassie osservate in questo piccolo pezzo di cielo, sono state selezionate circa 6000 sorgenti che presentavano un buon rapporto segnale/rumore e di cui si possedevano anche osservazioni in ottico-NIR attendibili, presi dal catalogo COSMOS2015. Per il 35 % di queste si conosce con precisione il redshift spettroscopico, di cui il 90 % è un valore $z < 1.5$, mentre per le restanti si è usato il redshift fotometrico. Questo campione non presenta galassie dominate dagli AGN, che sono state rimosse usando la correlazione FIR/radio (di cui si è discusso nel paragrafo 2.4): tutte le sorgenti che presentavano una deviazione dalla correlazione superiore a 3σ per un eccesso di emissione radio, sono state catalogate come dominate da AGN ed eliminate. Con questa scelta di selezione, la contaminazione da emissione AGN resta, ma non è dominante.

Le stime delle funzioni di luminosità in radio (LFR) alle diverse epoche cosmiche di Novak et al.(2017)[24] sono state fatte tenendo conto che la luminosità radio L_{ν_1}

alla frequenza ν_1 nel sistema a riposo, derivata dalla densità di flusso osservato S_{ν_2} alla frequenza ν_2 , a redshift z , si trova tramite la seguente relazione:

$$L_{\nu_1} = 4\pi D_L^2(z) K(z) \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^\alpha S_{\nu_2} \quad (5.1)$$

dove $K(z)$ è il fattore di conversione espresso dall'equazione 2.9 e D_L è la distanza di luminosità. Per queste misure, è stata scelta come frequenza nel sistema a riposo $\nu_1 = 1.4$ GHz, perché è quella più comune in letteratura e quindi permette un confronto più vasto con le altre osservazioni di altri autori. L'indice spettrale α è derivato per circa il 25 % delle sorgenti, mentre per le altre si assume il valore $\alpha = -0.7$, che è un valore mediano valido per galassie con attiva formazione stellare per l'intervallo dello spettro che riguarda l'emissione di sincrotrone.

La funzione di luminosità radio $\Phi(L, z)$, che mi dà il numero di sorgenti in un volume comoving, è stato ottenuto tramite il metodo V_{max} : viene usato il volume massimo osservabile di ciascuna sorgente i -esima, nel quale sono soddisfatti tutti i criteri di selezione; questo non dipende dalla forma della LFR. Dunque le stime che hanno trovato sono:

$$\Phi(L, z) = \frac{1}{\Delta \log L} \sum_{i=1}^N \frac{1}{V_{max,i}} \quad (5.2)$$

dove $\Delta \log L$ è l'ampiezza dell'intervallo di luminosità e la sommatoria è su tutte le galassie prese in considerazione. Per tenere in conto i vari errori nelle misure, come il rumore non uniforme nella mappa radio e l'incompletezza del campione, è stata usata una forma molto generale per V_{max} :

$$V_{max,i} = \sum_{z=z_{min}}^{z=z_{max}} [V(z + \Delta z) - V(z)] C(z) \quad (5.3)$$

dove la somma parte da un dato intervallo scelto di redshift e vengono sommati insieme i gusci sferici di volume comoving $\Delta V = V(z + \Delta z) - V(z)$ a piccoli steps di redshift $\Delta z = 0.01$ fino al limite del z scelto. Il parametro $C(z)$ è il fattore di correzione geometrico e statistico dipendente da z (per i dettagli si rimanda all'articolo di Novak et al.2017)[24].

Per apportare poi le giuste correzioni di completezza al catalogo radio che hanno considerando, sono state fatte simulazioni Monte Carlo tenendo conto di vari errori causati ad esempio dal bias di risoluzione e dal rumore non uniforme delle mappe radio. (Smolčić et al.2017b)[?].

5.1.2 Modelli per le funzioni di luminosità

Il modello per le funzioni di luminosità radio delle galassie con attiva SF è stato calcolato da Novak et al.(2017)[24] a partire dalle galassie locali, a partire dalla seguente equazione a 4 parametri di Saunders et al.(1990)[28]

$$\Phi_0(L) = \Phi_\star \left(\frac{L}{L_\star} \right)^{1-\alpha} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} \log^2 \left(1 + \frac{L}{L_\star} \right) \right]. \quad (5.4)$$

Sono stati applicati ad esso i dati di Condon et al.(2002), di Best et al.(2005) e di Mauch & Sadler (2007) e il miglior fit ottenuto è stato usando come valori per i parametri: $L_* = 1.85 \times 10^{21} \text{ W Hz}^{-1}$, che dà la posizione del turnover della distribuzione, $\Phi_* = 3.55 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3} \text{ dex}^{-1}$, che rappresenta il fattore di normalizzazione, $\alpha = 1.22$ e $\sigma = 0.63$, che determinano la pendenza agli estremi della funzione di luminosità rispettivamente a basse e alte luminosità. I dati e il fit ottenuto utilizzando questi parametri sono mostrati in Figura 5.1.

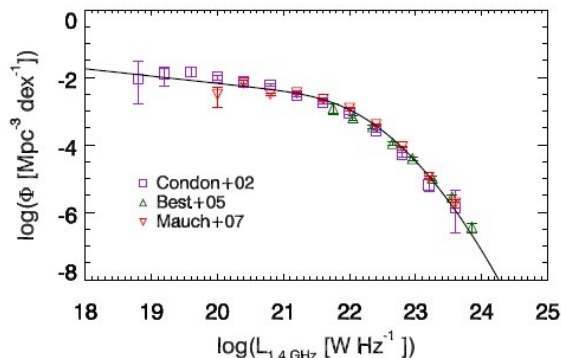


Figura 5.1: Funzione di luminosità radio locale delle galassie con attiva SF. Le surveys utilizzate per i dati sono molto diverse, ma nonostante questo il fit, rappresentato dalla linea nera, segue perfettamente il loro andamento.

Se si assume che la forma della funzione di luminosità resti invariata a tutti i tempi cosmici, per ottenere l'evoluzione del modello basta cambiare i valori dei parametri in modo appropriato con il redshift: se si ha una semplice traslazione orizzontale della funzione nel piano $\log L - \log \Phi$, si parla di pura evoluzione di luminosità, se la traslazione è verticale allora si tratta di pura evoluzione di densità. Per inserire quanto detto, la funzione di luminosità Φ in funzione di z prende la seguente forma:

$$\Phi(L, z, \alpha_D, \alpha_L) = (1+z)^{\alpha_D} \Phi_0 \left(\frac{L}{(1+z)^{\alpha_L}} \right) \quad (5.5)$$

dove $\Phi_0(L)$ è data dall'equazione 5.4, α_D e α_L sono rispettivamente i parametri che mi danno la pura evoluzione di densità e la pura evoluzione di luminosità. Quando si ha degenerazione su questi parametri a causa di un incompleto campionamento che non permette di vincolare in modo preciso l'evoluzione in densità, è meglio considerare solo la pura evoluzione di luminosità. In tal caso si può usare un modello di evoluzione semplice espresso dalla relazione:

$$\Phi(L, z, \alpha_L, \beta_L) = \Phi_0 \left[\frac{L}{(1+z)^{\alpha_L + z\beta_L}} \right] \quad (5.6)$$

dove β_L è un ulteriore valore che parametrizza la variazione della luminosità con il redshift. I valori che minimizzano χ^2 sono: $\alpha_L = 3.16 \pm 0.2$ e $\beta_L = -0.32 \pm 0.07$.

La Figura 5.2 mostra l'evoluzione delle funzioni di luminosità a diversi intervalli di redshifts, confrontate con le stime ottenute anche con gli altri indicatori di formazione stellare. Grazie al miglioramento della sensibilità di VLA a 3 GHz, le osservazioni considerate da Novak et al. contengono 10 volte più sorgenti di quelle rilevate nel

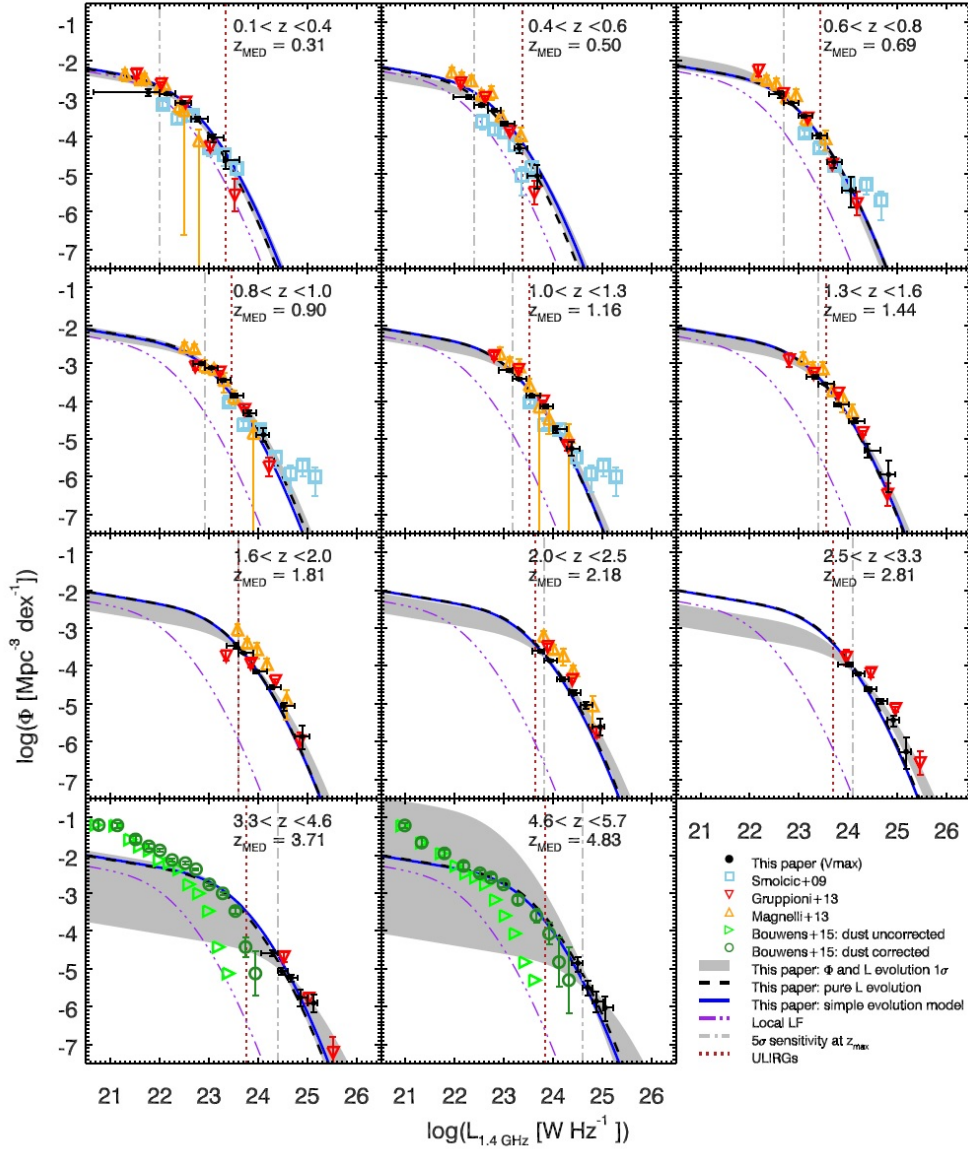


Figura 5.2: I cerchi pieni neri sono le stime trovate da Novak et al.(2017)[24] delle funzioni di luminosità radio di galassie con attiva SF, utilizzando il metodo del V_{max} per la frequenza 1.4 GHz nel sistema a riposo. Essi presentano due barre: quella orizzontale dà l'intervallo di luminosità delle sorgenti che vengono contate insieme, mentre quella verticale è la barra di errore di Poisson, che però non contiene in sé tutti i possibili errori sistematici e di incompletezza. Il valore reale di luminosità di ciascun punto è quindi la mediana di tutte le galassie che rientrano nell'intervallo di luminosità dato. Anche per ogni intervallo di redshift è indicato il valore mediano calcolato sui redshifts delle galassie che rientrano nel dato intervallo. La linea tratteggiata nera è il miglior fit per una funzione di luminosità con $\alpha_D = 0$, cioè con solo pura evoluzione di luminosità. La linea blu continua rappresenta il modello di evoluzione semplice, dato dall'equazione 5.6. La LFR locale è rappresentata dalla linea tratto-punto lilla. La linea verticale tratto-punto grigia è il limite di luminosità 5σ (dove $1\sigma = 2.3 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ a 3 GHz) assumendo indice spettrale fissato $\alpha = -0.7$. La linea verticale rossa punteggiata corrisponde alla luminosità radio delle ULIRG assumendo come fattore di conversione $q(z)$, dato dalla relazione 2.11. Le aree grigie rappresentano la degenerazione dovuta all'utilizzo combinato dei due parametri di pura evoluzione di luminosità e densità. La legenda di alcuni dati della letteratura è in basso a destra nella figura. Per i dettagli vedere il lavoro di Novak et al.(2017)[24].

2009 da Smolčić et al., a pari redshift fino a $z < 1.3$; in generale però le stime sono in accordo tra loro e le differenze sono probabilmente dovute a una diversa scelta del campione.

Anche il confronto con le misure in IR prese con Herschel da Magnelli et al.(2013)[23] e Gruppioni et al.(2013)[16] mostra un buon accordo, soprattutto fino a $z > 2$. A redshifts più alti la LFR sembra leggermente sottostimare le misure IR. Questa differenza secondo Novak et al., può essere dovuta o a un errato valore del fattore di conversione $q(z)$, data dall'equazione 2.11 considerato che le misure in IR potrebbero essere contaminate in maniera non trascurabile dagli AGN, che invece sono stati sottratti in radio.

Per il tracciante UV invece, è stato considerato il lavoro di Bouwens et al.(2015), basato sulle misure prese con HST di più di 10 000 galassie Lyman-break (LBG), rilevate a $3 < z < 10$. Le misure UV, espresse in magnitudini assolute, sono state convertite in radio tramite la relazione 2.18, dove Bouwens et al. hanno utilizzato come fattore di correzione per estinzioni $A_{UV} = 4.43 - 1.99\beta$, tabulati in funzione delle magnitudini UV nel lavoro di Bouwens et al.(2014b). Nel grafico sono riportate le stime delle LF sia non corrette (triangoli verdi) sia corrette (cerchi verde scuro) per estinzioni. Ciò che si osserva è che le correzioni sono necessarie per far rientrare anche le galassie polverose con attiva formazione stellare, come lo sono le ULIRG e le HyLIRG, che invece sono facilmente osservabili in radio anche ad alti redshifts, di conseguenza le misure radio rappresentano un test indipendente per queste correzioni radio. Ciò che appare evidente è che sia le stime di LF corrette che non corrette in UV a basse luminosità sono molto maggiori di quelle in radio. Questo probabilmente è dovuto al fatto che in radio si sta considerando solo evoluzione di pura luminosità, mentre in realtà sarebbe da tener in conto anche l'evoluzione in densità, in particolare sono da escludere valori negativi per α_D (Novak et al.2017)[24].

5.2 Tasso di formazione stellare in radio

L'emissione radio è un ottimo tracciante di SFR perché non soggetta ad estinzioni dovute alle polveri. Novak et al.(2017)[24] hanno sfruttato la correlazione FIR/radio usando l'equazione 2.17 con parametro $q(z)$ espresso dalla 2.11 per convertire la luminosità radio in una misura di SFR, scegliendo come IMF quella di Chabrier (2003). La densità del tasso di formazione stellare (SFRD) allora è ottenuta risolvendo il seguente integrale:

$$SFRD(z) = \int_{L_{min}}^{L_{max}} \Phi(L, z, \alpha_D, \alpha_L) \times SFR(L) d \log L. \quad (5.7)$$

La scelta dei limiti d'integrazione può modificare il risultato finale. Novak et al. hanno riconosciuto 4 possibilità:

- Su tutto l'intervallo di luminosità, cioè $L_{min} = 0$ e $L_{max} = +\infty$; questa scelta va bene fino a $z < 2.5$, invece per redshift maggiori, si possono fare stime sbagliate, non avendo dati diretti per le sorgenti più deboli.
- Limiti basati sulle osservazioni, cioè integrando dalla luminosità più bassa osservata a quella più alta; in questo modo però si abbassa di molto la stima

della SFRD soprattutto ad alti redshifts (valori rappresentati dai triangoli blu della Figura 5.3).

- Sull'intervallo di luminosità tipiche delle ULIRG, cioè $10^{12}L_{\odot} < L_{TIR} < 10^{13}L_{\odot}$ l'integrale in questo caso comprenderebbe solo galassie che producono stelle in modo molto efficiente, ossia $100-1000 M_{\odot}yr^{-1}$. Questa scelta risulta buona solo nell'intervallo di $0.5 < z < 3$, in cui questo tipo di galassie dominano nell'emissione dovuta a formazione stellare, come già detto nel paragrafo 4.1.
- Su luminosità superiori a $10^{13}L_{\odot}$, che invece fornisce la produzione di stelle solo nelle galassie più efficienti iperluminose HyLIRG ($SFR > 1000 M_{\odot}yr^{-1}$).

I dati radio suggeriscono che il picco della SFRD si trovi a $2 < z < 3$.

Nella Figura 5.3 sono confrontate le stime di SFRD ottenute in radio con quelle ad altre lunghezze d'onda. In particolare quelle rappresentate dai cerchi neri sono derivate dall'integrazione di funzioni di luminosità con solo pura evoluzione di luminosità, trovate nel modo descritto nel paragrafo 5.1.1.

Nel pannello A è mostrato il paragone con il modello trovato da Madau e Dickinson (2014)[22], rappresentato dalla linea rossa. I due indicatori sono in accordo per $z < 2$, mentre per redshift maggiori le stime radio sono più alte di quelle in UV + IR. Questa differenza potrebbe essere dovuta al fatto che non si ha solo evoluzione di pura luminosità, ma anche in densità e l'incertezza di 1σ dovuta alla scelta dei relativi parametri è indicata dalla regione grigia. I triangoli blu dimostrano che non ci si può basare solo su dati diretti, ma che le estrapolazioni sono necessarie, soprattutto ad alti redshifts.

Nel pannello B sono mostrate tutte stime ottenute in radio nel campo COSMOS utilizzando VLA: le SFRD trovate da Smolcic et al.(2009)[30], calcolate a partire da osservazioni fatte a 20 cm fino a $z \sim 1.3$, sono in perfetto accordo con quelle di Novak et al.(2017)[24], mentre le stime di Karim et al.(2011)[?], fatte a partire da misure a 1.4 GHz, sono sempre più alte delle altre due e presentano una crescita monotona fino a $z \sim 3$. Questa differenza è dovuta principalmente a una differente scelta da parte di Karim et al. del fattore di conversione $q(z)$ e anche perché quest'ultimo seleziona la galassie per massa e non per luminosità.

Nel pannello C sempre della Figura 5.3, è mostrato il buon accordo delle stime radio con le SFRD ottenute tramite l'integrazione dell'emissione IR fatta da Gruppioni et al.(2013)[16]. Le differenze ad alcuni z in cui i dati radio sembrano sottostimare la SFR probabilmente sono dovute al fatto che non sono stati sottratti dai dati IR i contributi degli AGN. I dati recenti di Rowan-Robinson et al.(2016)[25] ottenuti in IR con Herschel fino a $z \sim 6$ di circa 3000 sorgenti, danno un andamento della SFRD che è simile agli altri fino a $z \sim 3$, mentre a redshifts più alti è quasi costante; ma si può considerare comunque in accordo con le altre stime se si tengono in conto le ampie barre di errore. La zona arancione rappresenta il modello stimato da Planck Collaboration et al.(2014)[7] dalle misure del fondo cosmico IR. Questo risultato potrebbe essere considerato il limite superiore della SFRD.

Il confronto con le stime UV è invece nel pannello D. Sono riprese le misure di Bouwens et al.(2015)[2] e sono state calibrate con la relazione 2.1, utilizzando come IMF quella di Chabrier (2003). Il vantaggio delle misure UV, come è evidente dai grafici,

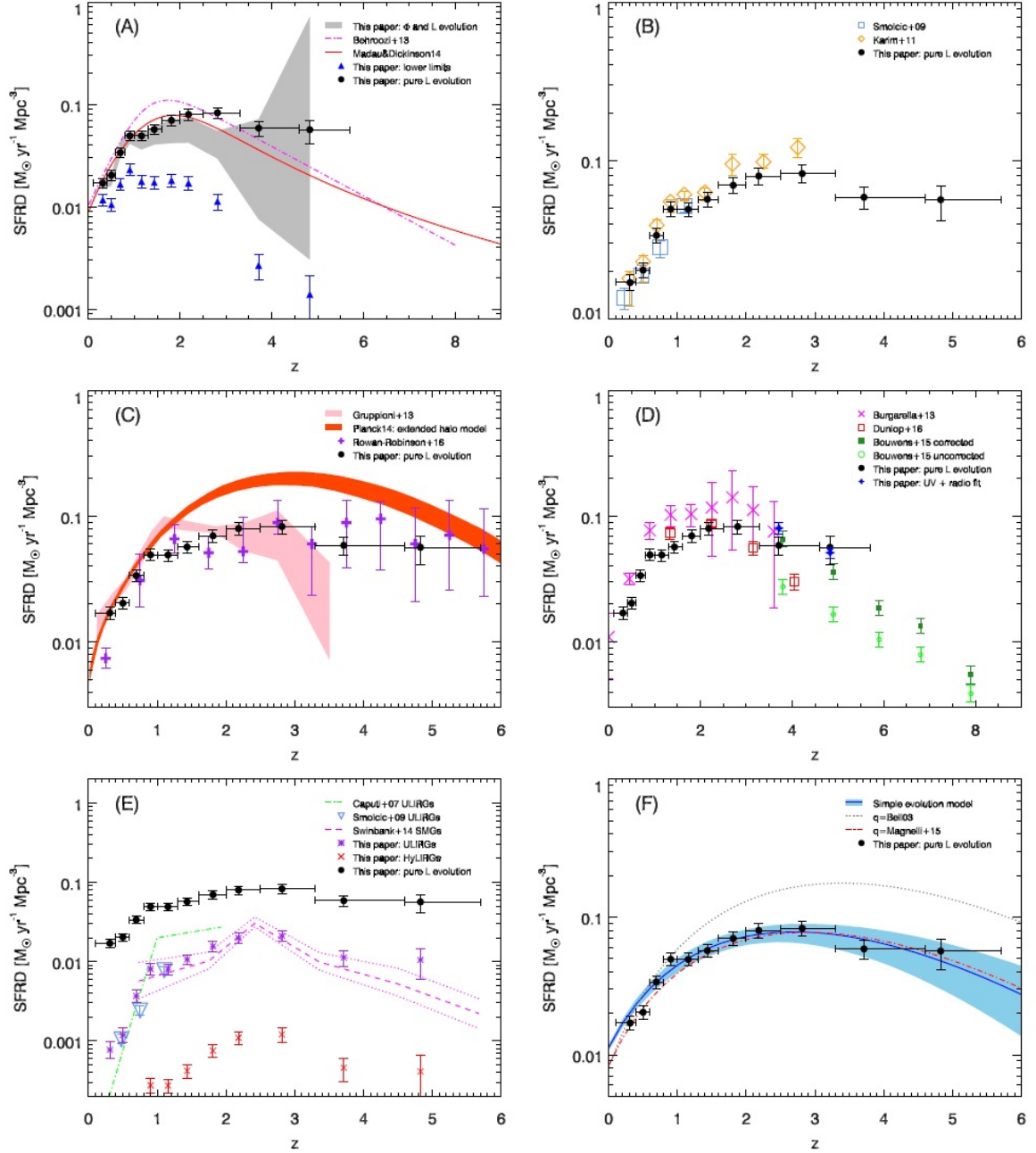


Figura 5.3: Storia della SFRD ottenuta in radio e confrontata con altri lavori. I cerchi neri pieni sono le stime di SFRD basate sulle funzioni di luminosità radio ottenute tramite il modello di evoluzione semplice, che contiene solo il parametro di pura evoluzione di luminosità. Le legende si trovano nei singoli pannelli e per i dettagli leggere il testo e il lavoro di Novak et al.(2017)[24].

è che permettono di osservare fino a $z \sim 10$. Il problema è che le galassie con più alta formazione di stelle sono in genere anche quelle più polverose, che quindi non sono osservabili in UV, mentre lo sono in radio. Allora, per vincolare al meglio la SFRD ad alti redshifts, Novak et al.(2017)[24] ha eseguito un fit con la forma analitica data dall'equazione 5.4 con dati UV corretti per estinzione fino a luminosità intermedie, mentre ha usato i dati radio per le alte luminosità. I risultati di tale combinazione sono mostrati in Figura 5.4. I valori dati da Novak et al.(2017)[24] ai parametri per ottenere il miglior fit, che è rappresentato dalla linea blu, sono: $\Phi_{\star} = 9.35 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$, $L_{\star} = 1.81 \times 10^{22} \text{WH}z^{-1}$, $\alpha = 1.62$ e $\sigma = 0.83$ a $z \sim 4$ e $\Phi_{\star} = 1.23 \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$, $L_{\star} = 1.26 \times 10^{23} \text{WH}z^{-1}$, $\alpha = 1.76$ e $\sigma = 0.67$ a $z \sim 5$. I valori ΔSFRD sono le differenze tra le SFRD integrali ottenute con i due modelli migliori, cioè tra il fit che considera sia le funzioni di luminosità in UV che in radio e quello ottenuto solo con i dati UV (questi valori integrati sono riportati anche nel pannello D della Figura 5.3). Questi valori fanno capire che dalle sole osservazioni UV si rischia una sottostima della SFR del circa 15-20 % ad alti redshifts.

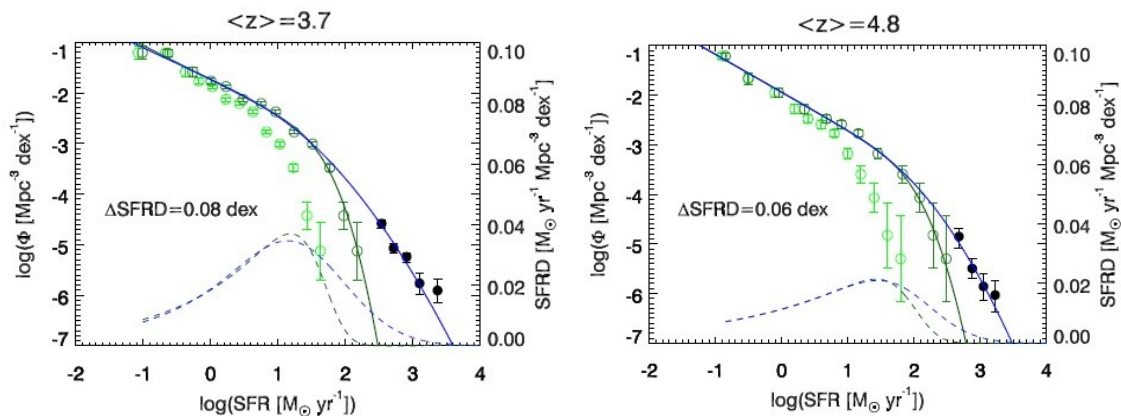


Figura 5.4: Stime di SFRD di densità di numero delle galassie UV (Bouwens et al.2015 [2]) e di quelle radio (Novak et al.2017) in funzione della SFR nei due intervalli a più alto redshift. I dati UV corretti per estinzione da polveri di Bouwens et al.(2015)[2] sono mostrati con cerchi vuoti verde scuro, mentre quelli non corretti con i cerchi vuoti verde chiaro; invece i dati radio di Novak et al. sono mostrati con cerchi pieni neri. La linea continua verde è il fit ottenuto utilizzando solo dati UV, mentre la linea continua blu è ottenuta combinando i dati UV corretti per estinzione con quelli radio, escludendo i tre punti che presentano luminosità più elevate.

Nel pannello D della Figura 5.3 sono presenti anche le stime di SFRD di Burgarella et al.(2013)[3], che ha tenuto conto dell'estinzione delle polveri combinando insieme la funzioni di luminosità in IR di Gruppioni et al.(2013)[16] con quelle in UV di Cucciati et al.(2012)[10]. Esse mostrano valori più alti rispetto alle altre stime, in particolare rispetto al lavoro simile di Madau e Dickinson (2014)[22]. Invece il lavoro di Dunlop et al.(2017)[13] è basato su osservazioni a 1.3 mm nel campo Hubble Ultra Deep Field (HUDF) prese utilizzando ALMA, che ancora una volta confermano l'importanza dei dati radio per rilevare le galassie oscurate dalle polveri.

Dal pannello E, sempre della medesima figura, si capisce che le ULIRG contribuiscono al 16 % della SFRD a $z > 1$ con un picco di $\sim 25\%$ a redshift $z \sim 2.5$; mentre le HyLIRG, pur essendo le galassie più attive nella formazione stellare, essendo poco numerose contribuiscono in totale solo a circa il 2 %. Il lavoro di Caputi et al.(2007)[5], basato su misure fatte in IR con il telescopio Spitzer nei campi GOODS

a bassi redshift, mostrano un accordo con i dati radio di Novak et al. fino a $z \sim 1$, mentre la discrepanza a redshifts maggiori è probabilmente dovuta a una scelta del campione differente e dalla scelta di $q(z)$. E' mostrato anche l'andamento della SFRD trovata da Swinbank et al.(2014)[33] tramite galassie sub-millimetriche (SBG) con ALMA LESS (linea tratteggiata rosa) e la sua incertezza di 1σ (linee punteggiate rosa). Queste galassie sono altamente oscurate e il loro andamento è in accordo con le stime in radio delle ULIRG, se si considerano le barre di errore.

5.3 Vantaggi e limiti delle stime di SFRD dal radio

Un vantaggio dell'emissione radio rispetto a quella UV è che non subisce assorbimento; risulta infatti che la SFRD totale stimata usando solo dati UV, anche se corretti per estinzione, perda ancora il 15-20% della SFR in galassie altamente oscurate a $z > 4$.

Le possibili assunzioni critiche fatte da Novak et al.(2017)[24] che possono produrre incertezze sui risultati da loro ottenuti sono elencate qui di seguito.

Un problema fondamentale è rappresentato dalla contaminazione AGN e per escluderli hanno utilizzato la correlazione FIR/radio. Infatti se si assume che sia la radiazione IR che quella radio siano buoni traccianti di SFR, l'eccesso radio può essere considerato un buon metodo di rilevazione delle galassie che sono dominate da un AGN. Essi in particolare hanno escluso dal campione le galassie che mostravano un eccesso in radio superiore all'intervallo di incertezza di 3σ .

Questa scelta però non permette di escludere completamente gli AGN. Per ovviare a questo problema, si è provato a fare un'ulteriore selezione del campione con i seguenti criteri:

1. tramite il confronto con le osservazioni in banda X (0.5 - 8 keV nel sistema a riposo), perché è quella in cui emettono alcuni AGN;
2. dal confronto con le osservazioni in MIR, in cui di solito riemettono le polveri che circondano i buchi neri supermassivi;
3. usando la decomposizione SED-fitting (mostrato da Delvecchio et al.2017[12]) che combina i modelli per le emissioni da stelle, da polveri riscaldate da formazione stellare e dalle polveri che circondano gli AGN.
4. usando i colori ottici nel sistema a riposo: se $(M_{NUV} - M_r) > 3.5$ allora sono galassie rosse quiescenti che potrebbero ospitare un AGN, se invece $(M_{NUV} - M_r) < 3.5$ e non mostrano un eccesso di emissione in radio superiore ai 3σ , allora sono considerate galassie con attiva SF senza contaminazione AGN.

I primi tre metodi si possono utilizzare per distinguere gli AGN con alta-moderata luminosità (HLAGN), mentre l'ultimo metodo è utilizzato per rilevare gli AGN con moderata-bassa luminosità (MLAGN). I dettagli di questi metodi sono mostrati nei lavori di Smolčić et al.(2017a)[31] e Delvecchio et al.(2017)[12]. Ripetendo l'analisi utilizzando questo nuovo campione di 4555 sorgenti pulite da contaminazioni AGN, Novak et al.(2017)[24] hanno riottenuto praticamente gli stessi risultati, con una decrescita mediana integrale sulla SFRD totale solo del 0.035, che ricade nell'intervallo

di incertezza dovuto alle misure.

Un'ulteriore incertezza può essere dovuta all'indice spettrale radio α scelto nell'intervallo intorno a 1.4 GHz, area spettrale in cui domina l'emissione di sincrotrone; infatti una diversa scelta dell'indice spettrale provoca una diversa correzione K. Novak et al.(2017)[24] ha utilizzato $\alpha = -0.7$, anche se in letteratura a volte è proposto il valore -0.8 (come per M82 da Condon,1992[8] nella Figura 2.2). Hanno comunque provato il modello con altri indici spettrali, compreso $\alpha = -0.8$, e hanno ottenuto che i valori della SFRD rientrano ancora nell'intervallo di incertezza dovuto al campione. Inoltre il lavoro di Delhaize et al.(2017)[11], fatto sulle stesse osservazioni radio di Smolčić et al.(2017b)[32] e usate da Novak et al., conferma che $\alpha = -0.7$ non va bene solo per il 3 % dei casi.

Anche la scelta della forma analitica della funzione di luminosità, utilizzata per estrapolare le luminosità non osservate, può provocare delle incertezze. Nel caso di Novak et al.(2017)[24] c'è anche il problema della degenerazione dovuta all'impossibilità di vincolare in modo univoco a partire dalle osservazioni il parametro di pura evoluzione di densità. Per questo motivo hanno scelto di utilizzare il modello di evoluzione semplice, che contiene solo il parametro di pura evoluzione di luminosità. Sono quindi necessari dei miglioramenti in questo punto.

Altra incertezza può essere dovuta alla scelta della correlazione IR/radio. Nel pannello F della figura Figura 5.3 è mostrato come il modello di evoluzione semplice sia legato alla scelta del parametro q : la linea blu è ottenuta considerando la relazione 2.11 di Delhaize et al.(2017)[11], mentre la linea punteggiata è trovata tramite la relazione 2.19 di Bell et al.(2003)[1]. Si vede che la SFRD stimata nel secondo caso è tre volte maggiore del primo caso a $z \sim 4$. Quella che sembra seguire meglio le stime è però con l'eq. 2.11 di Delhaize et al.(2017)[11].

6. Conclusioni

L'obiettivo di questa tesi era di mostrare l'importanza dell'utilizzo di tutti gli indicatori di formazione stellare per stimare con accuratezza il tasso di formazione di stelle nelle galassie in funzione del redshift.

Ho dunque illustrato le proprietà fisiche basilari delle popolazioni stellari e delle polveri interstellari che conducono al riconoscimento di tre traccianti importanti di formazione stellare: l'emissione ultravioletta, l'emissione infrarossa e l'emissione radio. Infatti si è mostrato che le stelle giovani e massive emettono soprattutto in banda UV e che parte di questa radiazione viene assorbita dalle polveri interstellari per poi essere riemessa sotto forma di radiazione termica IR. Dopo circa 10-100 milioni di anni, nelle loro ultime fasi evolutive, queste stelle massive diventano supernovae che emettono anche in banda radio.

Successivamente si è mostrato come si possono fare analisi statistiche su un campione completo di sorgenti utilizzando le funzioni di luminosità interpolate con funzioni analitiche, come quelle di Schechter (1976) e di Saunders et al.(1990): l'integrazione di queste funzioni su tutte le luminosità permette di trovare la densità di luminosità che, moltiplicata al fattore di conversione, permette di ricavare la SFR per volume comovente in funzione del redshift.

Sono stati quindi mostrati tre lavori che si sono focalizzati su una particolare survey. Il primo è quello di Madau e Dickinson (2014), che ha utilizzato principalmente dati UV e quando possibile quelli IR, trovando un picco di formazione stellare a $z \simeq 1.85$, con un calo esponenziale a redshift più bassi. La loro carenza però di dati IR, ha impedito una stima certa della SFR a $z > 2.5$. Ha provveduto a questa mancanza il lavoro di Franceschini et al.(2017) che, utilizzando un campione più completo di dati IR, è riuscito a quantificare con maggiore accuratezza l'estinzione dovuta alle polveri facendo un confronto tra le stime di SFR in UV e in IR. Tale lavoro ha portato a trovare un picco leggermente più alto a redshifts più recenti, intorno a $z \simeq 1$. Se da un lato è riuscito a eliminare in parte la contaminazione dagli AGN a partire dalle osservazioni in MIR, non è stato altrettanto possibile eliminare la componente dei cirri solo da questi due indicatori. Sono state ottenute con le surveys radio VLA-COSMOS 3GHz Large Project, che si basa sulle osservazioni prese da Smolčić et al.(2017a,b). In particolare, ho illustrato il lavoro di Novak et al.(2017) che, a partire dalle nuove stime delle funzioni di luminosità dai dati radio, ha ottenuto una SFRD differente da quelle proposte precedentemente. Infatti il picco risulta a $2 < z < 3$ e con un calo più lento a redshifts più alti. In questo caso però, grazie agli studi fatti sullo stesso campione radio da Delvecchio et al.(2017), per quanto riguarda la contaminazione degli AGN, e Delhaize et al.(2017), sulla determinazione del parametro $q(z)$ che mi definisce la correlazione IR/radio, è stato possibile eliminare quasi

del tutto l'emissione dovuta agli AGN e ai cirri, componente non trascurabile come è stato mostrato anche nei lavori di Lo Faro et al.(2013 e 2015). Inoltre l'assenza di assorbimenti in questa regione spettrale radio permette di evitare sottostime, come invece può succedere con le surveys UV, soprattutto ad alti redshifts. Dunque, tenendo conto di queste accortezze presenti nello studio di Novak et al.(2017), il loro lavoro si può considerare quello più accurato, almeno fino a $z \simeq 5$.

Sarà necessario aumentare ulteriormente la sensibilità degli strumenti per osservare a redshifts maggiori galassie meno luminose, in modo da poter diminuire il peso delle estrapolazioni a basse luminosità, che sono causa di incertezze.

Bibliografia

- [1] E. F. Bell, D. H. McIntosh, N. Katz, and M. D. Weinberg. The optical and near-infrared properties of galaxies. i. luminosity and stellar mass functions. *ApJS*, 149, 2003.
- [2] R. J. Bouwens, G. D. Illingworth, P. A. Oesch, M. Trenti, I. Labbé, and et al. Uv luminosity functions at redshifts $z \sim 4$ to $z \sim 10$: 10,000 galaxies from hst legacy fields. *ApJ*, 803, 2015.
- [3] D. Burgarella, V. Buat, C. Gruppioni, S. Cucciati, O. Heinis, and et al. Herschel pep/hermes: the redshift evolution ($0 \leq z \leq 4$) of dust attenuation and of the total (uv+ir) star formation rate density. *A&A*, 554,A70, 2013.
- [4] D. Calzetti, L. Armus, R. C. Bohlin, A. L. Kinney, J. Koornneef, and et al. The dust content and opacity of actively star-forming galaxies. *ApJ*, 533, 2000.
- [5] K. I. Caputi, G. Lagache, L. Yan, H. Dole, N. Bavouzet, and et al. The infrared luminosity function of galaxies at redshifts $z = 1$ and $z \sim 2$ in the goods fields. *ApJ*, 660, 2007.
- [6] G. Chabrier. Galactic stellar and substellar initial mass function. *PASP*, 115, 2003.
- [7] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, and et al. Planck 2013 results. xxx. cosmic infrared background measurements and implications for star formation. *A&A*, 571,A30, 2014.
- [8] J. J. Condon. Radio emission from normal galaxies. *ARA&A*, 30:575–611, 1992.
- [9] J. J. Condon and Q. F. Yin. A new starburst model applied to the clumpy irregular galaxy markarian 325. *ApJ*, 357, 1990.
- [10] O. Cucciati, L. Tresse, O. Ilbert, O. Le Fèvre, B. Garilli, and et al. The star formation rate density and dust attenuation evolution over 12 gyr with the vvdS surveys. *A&A*, 539, 2012.
- [11] J. Delhaize, V. Smolčić, I. Delvecchio, M. Novak, M. Sargent, and et al. VLA-cosmos 3 ghz large project: The infrared-radio correlation of star-forming galaxies and agn to $z \lesssim 6$. *arXiv e-prints [arXiv:1703.09723]*, 2017.

- [12] I. Delvecchio, V. Smolčić, G. Zamorani, C. Del P. Lagos, and S. Bertoldi et al. Berta. The vla-cosmos 3 ghz large project: Agn and host-galaxy properties out to $z \lesssim 6$. *arXiv e-prints [arXiv:1703.09720]*, 2017.
- [13] J. S. Dunlop, R. J. McLure, A. D. Biggs, J. E. Geach, M. J. Michalowski, and et al. A deep alma image of the hubble ultra deep field. *MNRAS*, 466, 2017.
- [14] A. Franceschini. High-redshift galaxies: The far-infrared and sub-millimeter view. *arXiv:astro-ph/0009121*, 2000.
- [15] A. Franceschini, L. Marchetti, G. Rodighiero, B. Lo Faro, M. Vaccari, and et al. The star-formation history of galaxies from ir herschel observatory’s and far-uv measurements. *in preparazione*.
- [16] C. Gruppioni, F. Pozzi, G. Rodighiero, I. Delvecchio, S. Bertoldi, and et al. The herschel pep/hermes luminosity function - i. probing the evolution of pacs selected galaxies to $z \simeq 4$. *MNRAS*, 432, 2013.
- [17] G. Helou, B. T. Soifer, and M. Rowan-Robinson. Thermal infrared and nonthermal radio - remarkable correlation in disks of galaxies. *ApJL*, 298, 1985.
- [18] R. C. Jr Kennicutt. Star formation in galaxies along the hubble sequence. *arXiv:astro-ph/9807187*, 1998.
- [19] B. Lo Faro, A. Franceschini, M. Vaccari, L. Silva, G. Rodighiero, and et al. The complex physics of dusty star-forming galaxies at high redshifts as revealed by herschel and spitzer. *AJ*, 762:108(13pp), 2013.
- [20] B. Lo Faro, L. Silva, A. Franceschini, N. Miller, A. Efstathiou, and et al. Combining physical galaxy models with radio observations to constrain the sfrs of high-z dusty star-forming galaxies. *MNRAS*, 447:3442–3466, 2015.
- [21] C. J. Londale Persson and G. Helou. On the origin of the 40-120 micron emission of galaxy disks a comparison with h-alpha fluxes. *ApJ*, 314, 1987.
- [22] P. Madau and M. Dickinson. Cosmic star formation history. *ARA&A*, 52, 2014.
- [23] B. Magnelli, P. Popesso, S. Bertoldi, F. Pozzi, D. Elbaz, and et al. The deepest herschel-pacs far-infrared survey: number counts and infrared luminosity functions from combined pep/goods-h observations. *A&A*, 553, 2013.
- [24] M. Novak, V. Smolčić, J. Delhaize, I. Delvecchio, G. Zamorani, and et al. The vla-cosmos 3 ghz large project: Cosmic star formation history since $z \sim 5$. *arXiv e-prints [arXiv:1703.09724]*, 2017.
- [25] M. Rowan-Robinson, S. Oliver, L. Wang, D. Farrah, D. L. Clements, and et al. The star formation rate density from $z = 1$ to 6. *MNRAS*, 461, 2016.
- [26] E. E. Salpeter. The luminosity function and stellar evolution. *ApJ*, 121, 1955.

- [27] M. T. Sargent, E. Schinnerer, E. Murphy, C. L. Carilli, G. Helou, and et al. No evolution in the ir-radio relation for ir-luminous galaxies at $z < 2$ in the cosmos field. *ApJL*, 714, 2010.
- [28] W. Saunders, M. Rowan-Robinson, A. Lawrence, G. Efstathiou, N. Kaiser, and et al. The 60-micron and far-infrared luminosity functions of iras galaxies. *MNRAS*, 242, 1990.
- [29] L. Silva, G. L. Granato, A. Bressan, and L. Danese. Modeling the effects of dust on galactic spectral energy distributions from the ultraviolet to the millimeter band. *ApJ*, 509, 1998.
- [30] V. Smolčić, E. Schinnerer, G. Zamorani, E. F. Bell, M. Bondi, and et al. The dust-unbiased cosmic star-formation history from the 20 cm vla-cosmos survey. *ApJ*, 690, 2009.
- [31] V. Smolčić, I. Delvecchio, G. Zamorani, N. Baran, M. Novak, and et al. The vla-cosmos 3 ghz large project: Multiwavelength counterparts and the composition of the faint radio population. *arXiv e-prints [arXiv:1703.09719]*, 2017a.
- [32] V. Smolčić, M. Novak, I. Delvecchio, L. Ceraj, M. Bondi, and et al. The vla-cosmos 3 ghz large project: Cosmic evolution of radio agn and implications for radio-mode feedback since $z \sim 5$. *arXiv e-prints [arXiv:1703.09713]*, 2017b.
- [33] A. M. Swinbank, J. M. Simpson, C. M. Smail, I. Harrison, J. A. Hodge, and et al. An alma survey of sub-millimetre galaxies in the extended chandra deep field south: the far-infrared properties of smgs. *MNRAS*, 438:1267–1287, 2014.

Ringraziamenti

Ringrazio prima di tutto Gesù per avermi accompagnato ogni singolo giorno in questa splendida avventura che è la vita, sia nei momenti di gioia che di difficoltà. Anzi lo ringrazio soprattutto per il suo appoggio nei momenti difficili in questi sette anni, che sono state delle importanti lezioni di vita, che mi hanno fatto crescere molto come persona e mi hanno fatto capire quali siano le vere priorità nella vita. Ringrazio la mia famiglia per aver sempre rispettato e sostenuto le mie scelte e soprattutto per aver sopportato le mie continue richieste di silenzio a casa perché dovevo studiare.

Ringrazio la missione Betlemme, in particolare i ragazzi dello Jeshua e l'equipe della pastorale di strada, che come fa una vera famiglia, mi hanno sempre sostenuto sia con la preghiera che con supporto morale non trascurabile. Ringrazio tutti i miei amici, che hanno reso ancora più ricco e speciale ogni giorno. Li ringrazio soprattutto per gli anni di vita che mi hanno fatto guadagnare per le grasse risate fatte in compagnia, soprattutto nei periodi di studio intenso.

Infine, ringrazio il professore Alberto Franceschini, mio relatore, che mi ha aiutato in questo lavoro di tesi.