

Alma Mater Studiorum - Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica e Cosmologia

**Vincoli sulla storia di espansione
dell'Universo tramite cronometri
cosmici nella survey VANDELS**

Tesi di Laurea Magistrale

Presentata da:

Elena Tomasetti

Relatore:

Dott. Michele Moresco

Correlatore:

Dott. Nicola Borghi

Anno Accademico 2021-2022

Abstract

Nel presente lavoro di tesi viene selezionato e analizzato un campione di galassie passive estratte dalla survey VANDELS, con cui condurre uno studio cosmologico basato sul metodo dei *cronometri cosmici*. Tale metodo rappresenta una sonda cosmologica non standard, che consente di misurare il parametro di Hubble in maniera indipendente dalla cosmologia valutando l'invecchiamento di una popolazione di galassie molto massive e in evoluzione passiva in un dato intervallo di redshift.

Per applicare il metodo è stato selezionato un campione di cronometri cosmici incrociando diversi criteri complementari, sia fotometrici che spettroscopici, tali da minimizzare la contaminazione da formazione stellare attiva. Il campione ottenuto ha $\langle \log(M_{\star}/M_{\odot}) \rangle = 10.86 \pm 0.03$, $\langle \log(\text{sSFR}/\text{yr}^{-1}) \rangle = -11.9 \pm 0.1$ e $\langle \text{EW}[\text{OII}] \rangle = 3.3 \pm 0.2 \text{ \AA}$. Dallo studio delle proprietà spettroscopiche, in particolare degli indici sensibili all'età, esso mostra un progressivo invecchiamento al diminuire del redshift ed evidenza di mass-downsizing.

Per la stima delle età si adotta la tecnica del full-spectral fitting, sia sugli spettri che sulla fotometria disponibili, utilizzando il codice Bagpipes. Dai risultati del fit emerge che le galassie individuate hanno, come atteso, metallicità mediamente sotto-solari ($\langle Z/Z_{\odot} \rangle = 0.44 \pm 0.01$), bassa estinzione da polvere ($\langle A_{V,\text{dust}} \rangle = 0.43 \pm 0.02 \text{ mag}$) e una fase di formazione stellare breve ($\langle \tau \rangle = 0.28 \pm 0.02 \text{ Gyr}$). A partire da questi viene costruita la relazione età-redshift mediana per il campione finale di 39 galassie, esplorandone la robustezza con diverse assunzioni di prior e binnaggio. Fittata con un modello $f\Lambda\text{CDM}$, essa permette di ricavare una stima per la costante di Hubble pari a $H_0 = 67_{-15}^{+14} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Infine, a partire dalla stessa relazione si applica il metodo dei cronometri cosmici, ottenendo una nuova stima del parametro di Hubble, $H(z = 1.26) = 135 \pm 62 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Nell'incertezza si è tenuto conto anche degli effetti sistematici introdotti dalla scelta del binning e dalla scelta della SFH nel modello di fit.

Indice

1	Formazione ed evoluzione di galassie in un Universo in espansione	4
1.1	Un Universo in espansione	4
1.1.1	Universi di Friedmann	8
1.1.2	Modello cosmologico standard	10
1.2	Cenni di formazione ed evoluzione galattica	12
1.2.1	Proprietà e osservabili	12
1.2.2	Scenario di formazione	20
1.3	I cronometri cosmici	21
2	La survey VANDELS	27
2.1	Selezione del campione di cronometri cosmici	31
2.2	Proprietà spettroscopiche del campione	40
2.3	L'anomalia a $z < 1.07$	46
3	Analisi dati	51
3.1	Il codice Bagpipes	51
3.1.1	Costruzione del modello	52
3.1.2	Fit del modello ai dati	57
3.2	Full-spectral-fitting sul campione VANDELS	59
3.3	Variazioni della baseline e impatto sui risultati	71
3.3.1	Modello 1 - effetto della variazione della SFH	72
3.3.2	Modello 2 - fit alla sola spettroscopia	81
4	Analisi cosmologica	85
4.1	Il campione di cronometri cosmici	85
4.2	Analisi basata su un modello cosmologico	88
4.2.1	Fit del modello cosmologico	94
4.2.2	Test di validazione del codice	95
4.2.3	Fit del modello ai dati	103

4.3	Stima del tasso di espansione dell'Universo attraverso i cronometri cosmici	108
4.3.1	Stima dell'errore sistematico assumendo una diversa SFH	114
5	Conclusioni e prospettive future	118
5.1	Prospettive future	124
	Bibliografia	126

Introduzione

Problema scientifico In Cosmologia moderna, il modello Λ CDM è ad oggi quello di maggiore successo, in quanto supportato da una serie di sonde cosmologiche indipendenti (come la radiazione cosmica di fondo, le supernove di tipo Ia o le oscillazioni acustiche barioniche) che hanno permesso di determinare accuratamente la composizione del nostro Universo. Tuttavia, la precisione raggiunta da queste misurazioni ha recentemente messo in luce una discrepanza nella stima dei parametri cosmologici tra i risultati nell'Universo *early* e quelli nell'Universo *late*, specialmente nella misura della costante di Hubble (Verde et al., 2019). Per tale ragione sta diventando sempre più importante trovare nuovi metodi, oltre le probe standard, che consentano di mappare l'evoluzione dell'Universo in modo indipendente, così da tenere sotto controllo gli effetti sistematici, migliorare la precisione sui parametri e, potenzialmente, scoprire nuova fisica.

Uno dei più recenti è il metodo dei *cronometri cosmici*, proposto inizialmente da Jimenez & Loeb (2002), il quale consente di stimare $H(z)$ in maniera indipendente dalla cosmologia, valutando l'evoluzione differenziale di età di una popolazione di galassie molto massive e in evoluzione passiva in un dato intervallo di redshift: $H(z) = -1/(1+z) dz/dt$. Tale metodo è stato applicato da $z=0$ fino a $z=2$ (Moresco et al. 2012b, Moresco 2015, Moresco et al. 2016) e offre promettenti sviluppi nella prospettiva di survey future come EUCLID. L'obiettivo di questo lavoro di Tesi è quello di esplorare quali vincoli è possibile imporre sulla storia di espansione dell'Universo tramite l'applicazione del metodo dei cronometri cosmici, per la prima volta, alla survey spettroscopica VANDELS, andando a mappare il range di redshift $1 < z < 1.5$, ancora poco popolato da misurazioni del parametro di Hubble.

Metodo L'utilizzo dei cronometri cosmici richiede stime di età affidabili per il campione di galassie considerato, che dovrà essere selezionato per includere gli oggetti più vecchi ad ogni redshift, individuati in galassie molto massive e in evoluzione passiva. Per soddisfare questi requisiti, in questa Tesi verrà prima selezionato un campione di cronometri cosmici nella survey VANDELS (DR4, Garilli et al., 2021) incrociando

criteri di selezione sia fotometrici che spettroscopici, per poi stimare i parametri fisici che li caratterizzano (come età, massa stellare, metallicità e dispersione di velocità) attraverso il full-spectral-fitting. Questo consentirà di sfruttare tutta l'informazione spettroscopica e fotometrica dei dati VANDELS. Il fit verrà eseguito tramite `Bagpipes` (Carnall et al., 2018), un codice Python ottimizzato per la survey in questione, con applicata una modifica testata e validata in Jiao et al. (2022), che consente di ottenere stime per le età indipendenti dalla cosmologia adottando per esse un prior uniforme a 20 Gyr, costante in redshift.

Obiettivi Il presente lavoro ha i seguenti obiettivi:

1. Individuare un campione affidabile di cronometri cosmici nella survey VANDELS, minimizzando la contaminazione da altri oggetti attraverso lo studio di proprietà fotometriche ed indici spettrali sensibili a processi di formazione stellare;
2. Stimare età, massa, metallicità, dispersione di velocità, presenza di polvere e proprietà della storia di formazione stellare di queste galassie attraverso il full-spectral fitting, individuando il modello che meglio riproduce spettri e fotometria osservati;
3. Misurare $H(z)$ intorno a redshift $z \sim 1.25$ applicando il metodo dei cronometri cosmici, così da fornire una nuova stima del parametro in un range poco popolato dalle stime ottenute con questa tecnica.

Outline Di seguito è riportata una breve descrizione dei capitoli in cui è strutturata la presente Tesi:

- Nel **Capitolo 1** viene presentato il contesto cosmologico e di evoluzione galattica in cui si sviluppa il metodo dei cronometri cosmici. Nella prima parte vengono presentati i concetti principali che guidano la cosmologia moderna, come viene parametrizzata l'espansione dell'Universo nel modello cosmologico standard, e le recenti problematiche ad esso relative. Nella seconda parte sono riassunte le proprietà di base di galassie star-forming ed early-type, concentrandosi sui loro osservabili e sulla loro storia di formazione. Si conclude con la descrizione del metodo dei cronometri cosmici;
- Nel **Capitolo 2** viene descritto il dataset a disposizione e il processo di selezione adottato per individuare il campione finale di cronometri cosmici. Viene condotta un'analisi preliminare delle proprietà fisiche del campione e delle sue caratteristiche spettrali, descrivendo anche alcune problematiche emerse in questo contesto;

- In **Capitolo 3** viene discussa l'analisi dati condotta tramite full-spectral fitting, partendo dalla descrizione del metodo, del codice utilizzato e delle componenti incluse nella costruzione del modello di fit. Quindi vengono presentati i risultati ottenuti con la configurazione scelta e infine il confronto tra questi e i risultati di altre due configurazioni per valutare l'impatto della variazione del modello di fit sui risultati;
- Nel **Capitolo 4** è racchiusa l'analisi cosmologica del campione, partendo dalla costruzione delle relazioni età-redshift mediane. Queste vengono prima studiate adottando un modello cosmologico, tramite il quale viene eseguito un fit della relazione ottenendo stime per i parametri liberi del modello. Nella seconda parte invece viene ottenuta una stima di $H(z)$ a $z \sim 1.25$ applicando il vero e proprio metodo dei cronometri cosmici, indipendente dalla cosmologia, e viene fatta una stima degli effetti sistematici ad essa connessi;
- In **Capitolo 5** vengono riassunti tutti i risultati ottenuti e discusse le prospettive future.

Capitolo 1

Formazione ed evoluzione di galassie in un Universo in espansione

In questo capitolo verrà presentata una panoramica dei concetti cosmologici su cui si fonda lo sviluppo di questo progetto di tesi insieme a una breve descrizione delle idee di base nel contesto della formazione ed evoluzione galattica. Nella prima parte si parlerà quindi della storia di espansione dell'Universo, di come essa viene parametrizzata nel modello cosmologico standard e dei metodi utilizzati per osservarla. Nella seconda parte si descriveranno le proprietà di base di galassie star-forming ed early-type, concentrandosi sui loro osservabili e sulla loro storia di formazione.

1.1 Un Universo in espansione

L'ipotesi su cui si fonda la cosmologia moderna, a cui viene dato il nome di *principio cosmologico*, è che l'Universo, su scale sufficientemente grandi, sia omogeneo e isotropo. Questo significa che non esistono posizioni privilegiate, ovvero che l'Universo appare allo stesso modo in ogni suo punto (omogeneità), e che non esistono nemmeno direzioni privilegiate, ovvero che esso appare allo stesso modo ovunque si guardi (isotropia). Tale principio è supportato osservativamente dall'elevato grado di isotropia della radiazione cosmica di fondo, ma anche dalla distribuzione delle galassie, omogenea e isotropa su scale maggiori di ~ 100 Mpc.

Il modello cosmologico standard si fonda sul principio cosmologico appena descritto e sulla validità della teoria della Relatività Generale, che consente di legare le proprietà geometriche dello spazio-tempo alla distribuzione di massa-energia contenuta. Sotto queste ipotesi, la geometria dello spazio-tempo può essere descritta dalla metrica di Friedmann-Lemaître-

Robertson-Walker (FLRW):

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2(\theta) d\phi^2 \right) \quad (1.1)$$

dove (r, θ, ϕ) è il sistema di coordinate comoventi polari adottato, c è la velocità della luce, K descrive la geometria dell'Universo e $a(t)$ è il fattore di espansione, che lega fra loro coordinate fisiche (R) e comoventi (r) come $R(t) = a(t)r$. La normalizzazione che viene utilizzata solitamente per il fattore di espansione $a(t)$ è tale per cui $a(t_0)=1$. Il parametro K invece può assumere valore pari, maggiore o minore di 0 a seconda che la geometria dell'Universo sia rispettivamente piatta, sferica o iperbolica.

A partire dalla metrica, è possibile definire la distanza tra due oggetti che si trovano in due punti distinti dello spazio-tempo. In particolare, si definisce *distanza propria* la distanza calcolata a tempo fissato ($dt = 0$). Assumendo la metrica FLRW e scegliendo un sistema di coordinate in cui, senza perdita di generalità, $d\theta = d\phi = 0$ la distanza propria si calcolerà come:

$$d_{PR} = \int_0^r \frac{a(t) dr'}{\sqrt{1 - Kr'^2}} = a(t)F(r), \quad F(r) = \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - Kr'^2}} \quad (1.2)$$

dove il secondo passaggio è possibile in quanto $a(t)$ non dipende da r . Dal momento che il fattore di scala a è una quantità dipendente dal tempo, la distanza propria tra due oggetti sarà variabile al passare del tempo cosmico. Viene definita invece *distanza comovente* la distanza propria tra due punti calcolata al tempo t_0 , equivalente all'oggi in cosmologia:

$$d_C = a(t_0)F(r) = \frac{a(t_0)}{a(t)} d_{PR} \quad (1.3)$$

dove la seconda uguaglianza si ottiene ricavando $F(r)$ dall'equazione 1.2. D'ora in avanti si indicherà con lo zero al pedice ogni quantità calcolata al tempo t_0 .

Legge di Hubble. Se la distanza propria tra due punti è una quantità variabile nel tempo, è possibile calcolare la velocità v_R con cui essi si allontanano o avvicinano tra loro derivando d_{PR} rispetto al tempo:

$$v_R = \frac{d}{dt} d_{PR} = \frac{d}{dt} [a(t)F(r)] = \dot{a}(t)F(r) \quad (1.4)$$

Dal momento che $F(r) = d_{PR}/a(t)$, la relazione diventa:

$$v_R = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} d_{PR} = H(t) d_{PR} \quad (1.5)$$

dove è stata definita una nuova quantità $H(t)$, nota come *parametro di Hubble*, con dimen-

sioni $\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Quando l'equazione 1.5 viene valutata al tempo presente, ovvero a $t=t_0$, quella che si ottiene è la nota *legge di Hubble-Lemaître* (Lemaître 1927, Hubble 1929): $v = H_0 d_{PR}$, ricavata per la prima volta analizzando la relazione tra la velocità di allontanamento di alcune galassie e la loro distanza dalla Terra, come mostrato in figura 1.1. Il valore

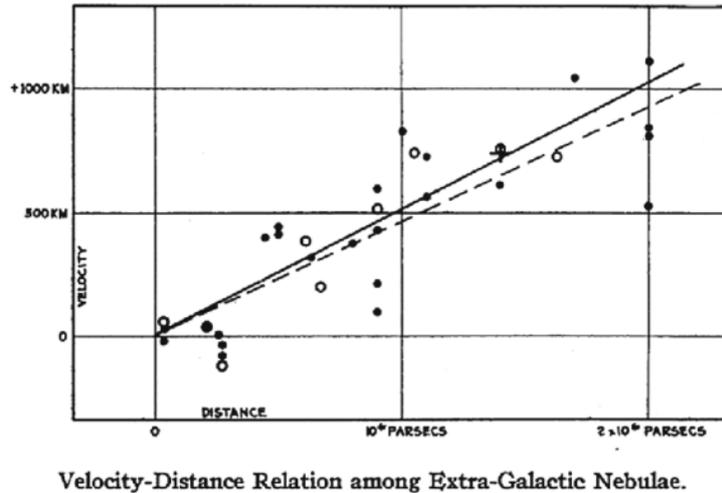


Figura 1.1 Diagramma originale da Hubble (1929), sulle ascisse la distanza delle galassie osservate, sulle ordinate la loro velocità di allontanamento.

sperimentalmente ottenuto di H_0 , detta *costante di Hubble*, è positivo e ciò significa che gli oggetti osservati si stanno allontanando tra loro con una velocità di recessione proporzionale alla loro separazione. Scoperta in origine misurando velocità e distanze di galassie vicine, questa legge descrive un fenomeno che coinvolge in realtà l'Universo fino alle più grandi scale e che prende il nome di *Hubble flow*. Tutto ciò viene interpretato come un'evidenza del fatto che l'Universo stesso è attualmente in espansione e quindi che gli oggetti osservati si stanno allontanando gli uni dagli altri non solo per moto proprio ma anche per l'espansione dello spazio stesso, che a grandi scale va a diventare il contributo dominante nella velocità di allontanamento osservata per l'oggetto.

Il valore della costante di Hubble è attualmente uno dei temi più dibattuti in cosmologia, a causa delle differenze tra i risultati ottenuti con diversi metodi di misurazione, che stanno raggiungendo l'ordine di $4-5\sigma$ (Verde et al. 2019, Abdalla et al. 2022, de Jaeger et al. 2022). A questa problematica si è dato il nome di *tensione di Hubble* e dettagli al riguardo verranno dati nei capitoli successivi, per ora si può affermare che un valore di riferimento spesso utilizzato per la costante di Hubble è $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Freedman et al., 2001).

Redshift cosmologico. Consideriamo un fotone emesso da una sorgente al tempo t con lunghezza d'onda rest-frame pari a λ_{rest} e assumiamo che venga osservato a un tempo

successivo t_{oss} . La lunghezza d'onda misurata dall'osservatore, λ_{oss} , sarà pari a:

$$\lambda_{oss} = \frac{a(t_{oss})}{a(t)} \lambda_{rest} \quad (1.6)$$

perché nel lasso di tempo tra t e t_{oss} l'Universo si sarà espanso di un fattore $a(t_{oss})/a(t)$. In particolare, se consideriamo un osservatore nel nostro sistema di riferimento, per cui $t_{oss} = t_0$, e ponendo per convenzione $a(t_0)=1$, l'equazione 1.6 si ridurrà a $\lambda_{oss} = \lambda_{rest}/a(t)$. Si definisce quindi *redshift cosmologico* la seguente quantità:

$$z = \frac{\lambda_{oss} - \lambda_{rest}}{\lambda_{rest}} = \frac{1}{a(t)} - 1 \quad (1.7)$$

In un Universo in espansione $a(t)<1$, di conseguenza $z>0$ ad ogni epoca cosmica. Ciò significa che la lunghezza d'onda osservata oggi di un segnale emesso nel passato sarà maggiore rispetto a quella che il segnale aveva nel sistema di riferimento da cui è partito. Questa conseguenza dell'espansione dell'Universo è di fondamentale importanza in astrofisica perché può essere quantificata valutando, negli spettri osservati di galassie lontane, lo spostamento di specifiche righe spettrali in assorbimento o emissione delle quali si conosce la lunghezza d'onda rest-frame. Ciò fornisce un osservabile diretto dell'epoca cosmica in cui l'oggetto osservato si colloca.

Riscrivendo la 1.7 come:

$$a = \frac{1}{1+z} \quad (1.8)$$

e ricordando la definizione del parametro di Hubble data in 1.5 è possibile mettere in relazione quest'ultimo con il tempo cosmico e il redshift:

$$H(z) = \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt}. \quad (1.9)$$

Inoltre, integrando l'equazione appena ricavata, è possibile ottenere l'espressione dell'età dell'Universo in funzione del redshift:

$$t(z) = \int_0^z \frac{dz'}{H(z')(1+z')}. \quad (1.10)$$

È utile definire anche il cosiddetto tempo di *look-back* t_{LB} , pari alla differenza tra l'età dell'Universo oggi e l'età dell'Universo a un certo redshift:

$$t_{LB}(z) = t_0 - t(z). \quad (1.11)$$

Ricordando che $t(z)$ è una funzione decrescente del redshift e che $t(z=0) = t_0$, il tempo di look-back è per sua definizione nullo a $z=0$ e cresce all'aumentare del redshift. In sostanza, esso indica il tempo trascorso da un certo redshift fino ad oggi e consente di mappare "a ritroso" la storia dell'Universo.

1.1.1 Universi di Friedmann

L'espansione dell'Universo, come visto nella sezione precedente, è descritta dal parametro di espansione $a(t)$ o, equivalentemente, dal parametro di Hubble $H(z)$. Le equazioni che descrivono come queste due quantità variano nel tempo (o nel redshift) possono essere derivate, una volta assunto il principio cosmologico, a partire dalle equazioni della relatività generale (Einstein, 1916). Prendono il nome di *equazioni di Friedmann* (Friedmann, 1922) e hanno la seguente forma:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G \rho a^2}{3} - Kc^2, \quad (1.12)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right). \quad (1.13)$$

dove G è la costante gravitazionale, K , come sopra, descrive una geometria piatta, sferica o iperbolica a seconda che sia pari, maggiore o minore di 0 e ρ e p sono rispettivamente densità e pressione del fluido cosmologico. Nelle equazioni di Friedmann, infatti, l'Universo viene modellato come una distribuzione continua di un materiale a più componenti, ciascuno con le sue proprietà, detto appunto fluido cosmologico.

Un Universo di Friedmann a curvatura nulla ($K=0$) può essere descritto dalla combinazione delle due equazioni 1.12 e 1.13 come:

$$H^2 = \frac{8}{3} \pi G \rho \quad (1.14)$$

dove è stata usata la definizione del parametro di Hubble $H = \dot{a}/a$. È evidente da questa equazione che esiste un valore critico per la densità del fluido cosmologico per cui l'Universo avrà curvatura nulla, ovvero:

$$\rho_{crit}(t) = \frac{3H^2(t)}{8\pi G}. \quad (1.15)$$

A partire dalla densità critica, è utile definire il *parametro di densità*, quantità adimensionale pari al rapporto tra la densità del fluido cosmologico a un certo tempo t e la densità critica:

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_{crit}}. \quad (1.16)$$

Dal momento che la densità del fluido può essere scritta come la somma delle densità dei diversi costituenti citati sopra, è possibile associare a ciascuno di essi il proprio parametro di densità Ω_i . I costituenti principali ad oggi considerati sono radiazione, materia (barionica e oscura) ed energia oscura. Quest'ultima è stata introdotta solo nell'ultimo ventennio a seguito della scoperta dell'espansione accelerata dell'Universo: studi indipendenti condotti utilizzando le curve di luce delle supernove di tipo Ia (SNIa) hanno mostrato che, almeno localmente, l'Universo appare in espansione accelerata, ma le sole materia e radiazione non sono in grado di produrre un tale effetto (Perlmutter et al. 1998, Perlmutter et al. 1999, Riess et al. 1998). Nelle equazioni di Friedmann, quindi, i termini di pressione e densità devono tenere conto di un termine "repulsivo" in grado di giustificare questa espansione accelerata ($\ddot{a} > 0$), che può essere parametrizzato introducendo la *costante cosmologica* Λ nel seguente modo:

$$p = p_{M,R} - \frac{\Lambda c^4}{8\pi G}; \quad \rho = \rho_{M,R} + \frac{\Lambda c^2}{8\pi G} \quad (1.17)$$

dove $p_{M,R}$ e $\rho_{M,R}$ sono pressione e densità delle componenti di materia e radiazione. Introdurre la costante cosmologica significa assumere che l'energia oscura coincida con l'energia del vuoto, che è l'ipotesi attualmente più accreditata ma non l'unica possibile.

Una volta definito il parametro di densità e valutando l'equazione 1.12 a t_0 si trova:

$$H_0^2(1 - \Omega_0) a^2 = -Kc^2 \quad (1.18)$$

in cui si osserva che il valore del parametro di densità nell'Universo locale è legato alla geometria dello spazio-tempo, perché determina il segno della costante K .

In questo contesto è utile introdurre anche l'equazione di stato che lega pressione e densità del fluido cosmologico, generalmente espressa nella forma:

$$p = w\rho c^2 \quad (1.19)$$

dove il parametro w può dipendere dal redshift e, in generale, è diverso per ogni componente del fluido. In particolare $w=1/3$ per la radiazione, $w=0$ per la materia e $w=-1$ per l'energia oscura (se si assume la costante cosmologica). Combinando l'equazione di stato con le equazioni di Friedmann e ricordando il legame tra redshift e fattore di espansione, l'evoluzione della densità di ciascun costituente del fluido cosmologico si può esprimere nella seguente forma generale:

$$\rho_i(z) = \rho_{i,0} \exp \left\{ \int_0^z \frac{3[1 + w_i(z')]}{1 + z'} dz' \right\} \quad (1.20)$$

che, considerata nel caso in cui w_i è costante con il redshift, si semplifica alla forma:

$$\rho_i(z) = \rho_{i,0}(1+z)^{3(1+w_i)} \quad (1.21)$$

1.1.2 Modello cosmologico standard

Il modello cosmologico che trova maggiore riscontro nei dati osservativi è il modello cosmologico standard, detto anche modello *concordance*. Esso prevede che l'Universo sia composto da materia (barionica e oscura), radiazione ed energia oscura, dove quest'ultima può essere descritta dalla costante cosmologica Λ . Inoltre, per consentire la formazione delle strutture cosmiche, tale modello prevede che la materia oscura presente nell'Universo debba trovarsi per la maggior parte in forma di materia oscura fredda (*Cold Dark Matter*, CDM). Nell'Universo di oggi la costante cosmologica e la materia oscura fredda sembrano essere le componenti dominanti, con la prima che conta per il 70% del bilancio di massa-energia dell'Universo e la seconda per circa il 25% (Planck-Collaboration et al., 2020). Nel restante 5% rientra invece la materia barionica e, per un minimo contributo, la radiazione. Proprio per via delle componenti principali previste dal modello si fa spesso riferimento ad esso con l'acronimo Λ CDM.

Un'altra assunzione che viene spesso inclusa nel modello Λ CDM riguarda la geometria dell'Universo. Negli ultimi decenni, infatti, i parametri cosmologici che la descrivono sono stati indagati con diverse tecniche note anche come *sonde cosmologiche*: radiazione cosmica di fondo a microonde, analisi delle curve di luce di supernovae di tipo Ia, lensing gravitazionale, clustering delle galassie su grande scala; per una review si veda Huterer & Shafer (2018). Il quadro che emerge dalle varie sonde cosmologiche è che nell'Universo locale il parametro di densità Ω_0 ha un valore estremamente prossimo all'unità: ad esempio Planck-Collaboration et al. (2020) trova $\Omega_0 = 0.999 \pm 0.002$. Per quanto discusso nella sezione precedente, ciò significa che la densità del fluido cosmologico è pari alla densità critica e di conseguenza che la geometria dello spazio-tempo è vincolata ad essere compatibile con una geometria piatta ($K=0$). Per questo motivo si fa spesso riferimento al modello $f\Lambda$ CDM, dove la f sta per *flat*, ad indicare un Universo a curvatura nulla. Ciò implica quindi che:

$$\Omega_0 = \Omega_{m,0} + \Omega_{r,0} + \Omega_{\Lambda,0} = 1. \quad (1.22)$$

Grazie alle assunzioni del modello $f\Lambda$ CDM è possibile semplificare le equazioni presentate nella sezione precedente. In particolare, per un Universo piatto si era trovato che H^2 poteva essere espressa come in equazione 1.14, dove dipende essenzialmente dalla densità del fluido cosmologico. Questa può essere scomposta nella somma delle densità dei costituenti,

ciascuna dettata dalla 1.21. Ricordando infine le definizioni di densità critica e parametro di densità date nelle 1.15 e 1.16, e che $w=1/3$ per la radiazione, $w=0$ per la materia e $w=-1$ per la costante cosmologica, si arriva alla seguente espressione:

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4} \quad (1.23)$$

in cui $\Omega_{\Lambda,0}$, $\Omega_{m,0}$ e $\Omega_{r,0}$ sono legate come in 1.22. In realtà, nelle epoche cosmiche più recenti (in generale a $z \lesssim 10$) il termine relativo alla radiazione è praticamente trascurabile, come si evince anche dal suo valore locale $\Omega_{r,0} \simeq 10^{-5}$. Per questo la relazione sopra si può ulteriormente semplificare come:

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{m,0}(1+z)^3}, \quad \text{con } \Omega_{m,0} + \Omega_{\Lambda,0} = 1. \quad (1.24)$$

A seguito delle analisi ottenute con la CMB (Planck-Collaboration et al., 2020) ed alle prime analisi sistematiche sulla stima della costante di Hubble (Freedman et al., 2001) un modello comunemente assunto è quello per cui $\Omega_{m,0} \simeq 0.3$, $\Omega_{r,0} \simeq 10^{-5}$, $\Omega_{\Lambda,0} \simeq 0.7$ e $H_0 \simeq 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

La tensione di Hubble. Per quanto il modello $f\Lambda\text{CDM}$ sia estremamente efficace nel riprodurre le osservazioni nei più svariati contesti, rimangono comunque alcuni problemi aperti che suggeriscono di continuare ad esplorare opzioni aldilà del modello cosmologico standard. Una delle questioni più dibattute attualmente è quella che viene denominata *tensione di Hubble* o *tensione H_0* (Di Valentino et al., 2022a,b): si tratta di una discrepanza dell'ordine di 4-5 σ tra le diverse misurazioni della costante di Hubble. In particolare questo disaccordo si osserva tra le stime *late*, fatte nell'Universo locale con misurazioni dirette di distanza, e quelle *early* che provengono invece dallo studio della CMB e dalle sonde da essa dipendenti come le oscillazioni acustiche barioniche (BAO). Nel primo caso si utilizzano le cosiddette *candele standard*, oggetti come le supernove di tipo Ia per le quali è possibile risalire alla distanza modellandone la luminosità intrinseca (Riess et al., 2021) e ottenendo risultati che si basano essenzialmente su modelli di astrofisica stellare, ma anche le *distance ladder*, metodo per cui si calibrano distanze cosmologiche sempre maggiori attraverso misure puramente geometriche, come quelle basate sul metodo della parallasse. Nel secondo caso, invece, per risalire alla stima di H_0 osservando la CMB viene fatta una misura nell'Universo primordiale, ed è necessario assumere un modello per estrapolare la storia di evoluzione cosmica fino al presente ed ottenere una misura di H_0 , come in Planck-Collaboration et al. (2020). Se inizialmente la precisione sulle misurazioni fatte con questi diversi metodi era ancora tale da renderle compatibili entro gli errori misurati, ora che ciascuno di essi è stato sviluppato e migliorato le incertezze sulle stime sono dell'ordine

del percento o sub-percento, mentre le misurazioni continuano a differire di circa $6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, come si osserva anche in figura 1.2. Negli ultimi anni sono stati condotti molti studi e analisi approfondite sulle diverse tecniche di misurazione, per verificare la presenza di eventuali effetti sistematici, ma non ne sono stati trovati di significativi, tali da giustificare o risolvere la tensione. Inoltre, alcuni studi (Bernal et al., 2016) mostrano che la "forma" della storia di espansione dell'Universo, ovvero $H(z)/H_0$, è ben vincolata da un modello $f\Lambda\text{CDM}$. Questo suggerisce che una possibile soluzione al problema consista nel modificare la normalizzazione della curva piuttosto che la sua forma funzionale, e quindi che l'eventuale fisica "mancante" al modello cosmologico standard, in grado di risolvere la tensione di Hubble, debba agire o sull'epoca cosmica immediatamente precedente alla ricombinazione, modificando così le stime nell'Universo *early*, oppure in prossimità di $z=0$, alterando le misure condotte nell'Universo *late*. In ogni caso, prima di stabilire la necessità di nuova fisica, è importante cercare ed esplorare metodi alternativi di vincolare l'espansione dell'Universo, indipendenti dalle cosiddette *probe* standard, in modo da capire a fondo la natura di questo problema. I risultati mostrati in figura 1.2 elencano le misurazioni più recenti per alcune di queste *probe* alternative, di cui si può trovare una trattazione estensiva in Moresco et al. (2022), e tra queste si trovano anche le misurazioni ottenute attraverso il metodo dei *cronometri cosmici*, che verrà utilizzato in questa Tesi e a cui è dedicata la sezione 1.3.

1.2 Cenni di formazione ed evoluzione galattica

Tutta la nostra conoscenza in termini di formazione ed evoluzione delle galassie deriva dalla possibilità di osservarle a diversi redshift, e quindi di studiare le loro proprietà in diverse epoche cosmiche. Ciò che osserviamo nell'Universo locale ($z < 0.1$) è solo il risultato di un lungo processo di evoluzione durato 13-14 miliardi di anni, dal collasso dei primi oggetti fino alla formazione delle articolate strutture che osserviamo oggi. In questa sezione ne verranno presentate le principali proprietà, i relativi osservabili e infine lo scenario della loro formazione, seguendo la trattazione in Cimatti et al. (2019).

1.2.1 Proprietà e osservabili

Storicamente le galassie vengono classificate sulla base della loro morfologia e la classificazione più utilizzata è quella definita da Hubble (1926), che individua quattro categorie principali: ellittiche, lenticolari, spirali e irregolari. Le prime due sono anche dette *early-type galaxies* (ETG) mentre le ultime due vengono chiamate *late-type galaxies* (LTG). Queste due macro-categorie si distinguono non solo per morfologia, ma anche e soprattutto per

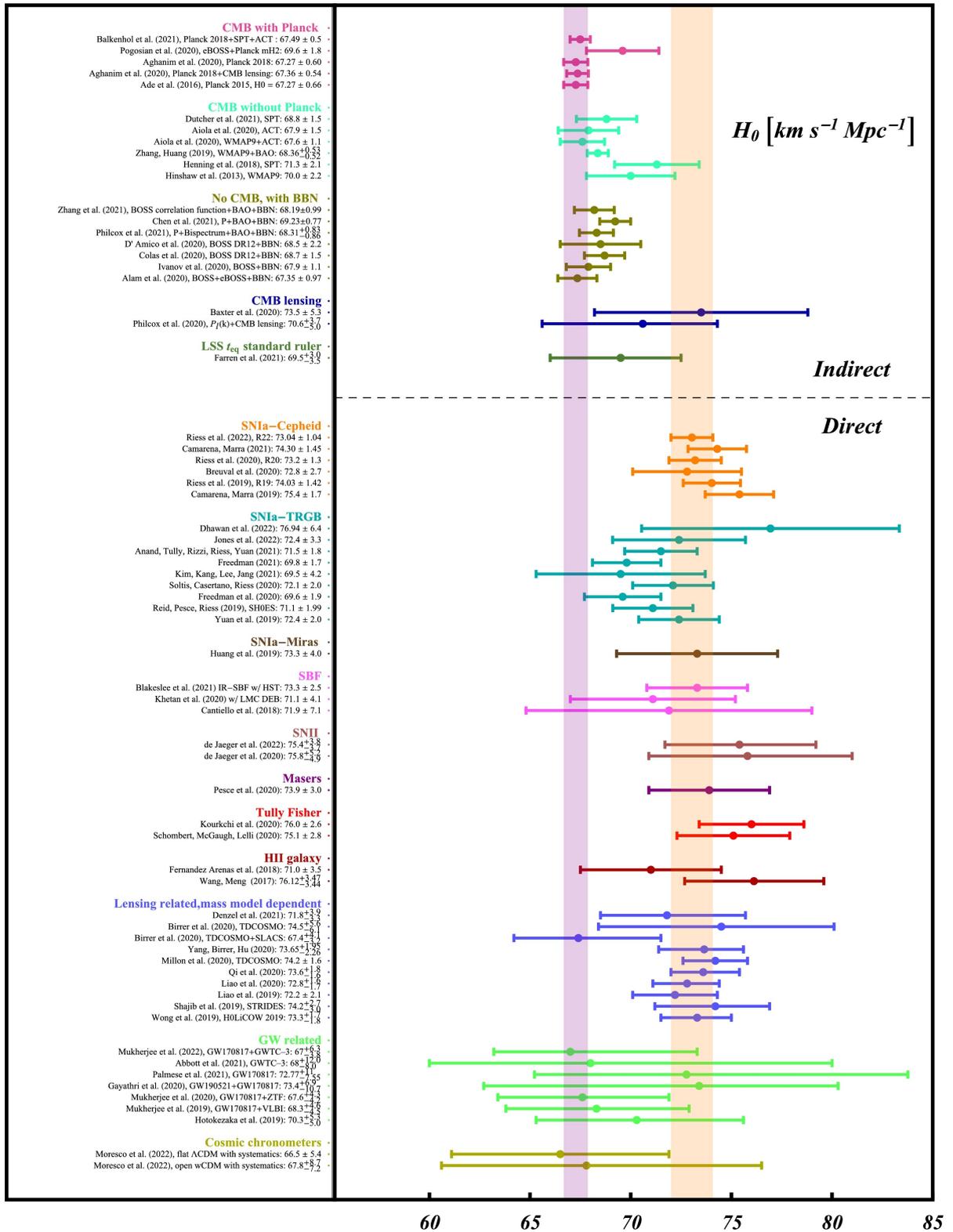


Figura 1.2 Misure di H_0 attraverso diverse sonde cosmologiche, in alto di tipo *early* e in basso di tipo *late* (da Abdalla et al., 2022).

le proprietà fisiche, come massa e tasso di formazione stellare. Le ETG sono galassie tipicamente molto massive con formazione stellare molto bassa o assente, per questo dette anche passive o quiescenti. Le LTG invece mostrano quasi sempre un'attività di formazione stellare, anche molto intensa, e per questo si fa spesso riferimento ad esse come *star-forming galaxies* (SFG).

Nel tempo, si è compreso che la classificazione su base morfologica non è sufficiente da sola ad incasellare in tipi definiti tutta la varietà di galassie che possiamo osservare: ad esempio, si è notato che la stessa morfologia varia con il variare della banda di osservazione, specialmente nel caso delle LTG, perché le varie componenti che le costituiscono, che emettono a frequenze differenti, possono distribuirsi in modo diverso nel volume della galassia. Quindi per comprendere la natura degli oggetti che osserviamo è necessario analizzare contemporaneamente diversi aspetti, come il colore, la distribuzione di energia spettrale (*spectral energy distribution*, SED) o lo spettro. Chiaramente non è sempre possibile avere informazioni da tutti questi fronti, o per limiti tecnici o per mancanza di dati, quindi è importante saper trarre da ciascuno di essi la maggior quantità di informazione possibile. Di seguito verranno presentati questi diversi metodi di indagine e come essi siano in grado di distinguere galassie di diverso tipo.

Profilo di brillantezza superficiale

La morfologia di una galassia può essere studiata essenzialmente osservando come varia la sua brillantezza superficiale ad una data lunghezza d'onda (I_λ) in funzione della distanza dal centro della galassia. Questa funzione del raggio prende il nome di *profilo di brillantezza superficiale* e consente di definire le *isofote*, curve che uniscono i punti con stessa brillantezza superficiale. Il raggio dell'isofota che contiene il 50% del flusso totale della galassia prende il nome di *raggio effettivo* e viene indicato con R_e . Galassie di diverso tipo hanno un profilo di brillantezza superficiale che può essere descritto dal *profilo di Sérsic* (Sersic, 1968):

$$I_\lambda(R) = I_{\lambda,e} \exp \left\{ -b(n) \left[\left(\frac{R}{R_e} \right)^{1/n} - 1 \right] \right\} \quad (1.25)$$

dove $I_{\lambda,e}$ è la brillantezza superficiale al raggio effettivo, n è detto *indice di Sérsic* e b può essere espresso come $b(n) = 2n - 1/3 + 4/(405n)$. All'aumentare dell'indice n il profilo diventa più ripido al centro e piatto nella periferia, e nei casi particolari di $n=1$ e $n=0.5$ la curva è rispettivamente un'esponenziale e una gaussiana. Nella popolazione di galassie il valore dell'indice di Sérsic varia mediamente tra 0.1 e 10 ma può variare anche all'interno di una stessa galassia, con un profilo di brillantezza descritto dalla somma di più profili a seconda del numero delle componenti individuate. Mediamente, quando si utilizza un profilo di Sérsic

singolo, si trova che $n \sim 2.5$ è un buon valore di soglia per separare ETG e SFG, con le prime aventi $n > 2.5$.

Il profilo di brillantezza superficiale viene utilizzato anche per quantificare l'estensione di una galassia sulla base, ad esempio, del raggio effettivo oppure definendo un valore di soglia per la brillantezza superficiale e calcolando il raggio dell'isofota corrispondente. In generale le SFG hanno dimensioni che variano tra circa 1 e 10 kpc mentre le ETG possono arrivare a qualche decina di kpc nel caso di sistemi molto massivi al centro di ammassi di galassie. In generale, all'aumentare del raggio aumentano anche la luminosità e la massa stellare di una galassia, ma SFG e ETG mostrano dipendenze di tipo diverso tra queste quantità. In particolare si osserva che $R_e \propto M_*^\alpha$ ma per le ETG $\alpha \sim 0.5 - 0.6$ mentre per le SFG la relazione è più piatta, con $\alpha \lesssim 0.4$.

Colori e bimodalità

I colori sono tra gli osservabili più semplici da ottenere per una galassia, poiché è sufficiente avere misurazioni di flusso integrato in diversi filtri. Nonostante questo, sono dati che possono già dire molto sulla natura di un oggetto perché c'è una correlazione molto forte tra questi e la classificazione morfologica di Hubble: le ETG hanno colori più rossi, le SFG hanno colori più blu. Questo avviene perché nei due tipi sono presenti componenti diverse che emettono radiazione in bande differenti. Nelle SFG la componente principale è quella di stelle giovani e calde, sorgenti di radiazione blu e ultravioletta, e una componente secondaria nell'infrarosso dovuta all'emissione della polvere, riscaldata dall'intensa attività stellare. Nelle ETG invece è già stato sottolineato che la formazione stellare è esigua o assente, quindi la popolazione dominante è quella di stelle evolute e fredde che emettono radiazione ottica nella zona del rosso. In entrambi i casi gioca un ruolo importante anche l'abbondanza di metalli, la cui presenza può causare assorbimento negli ambienti inter-stellari e determinare globalmente un effetto di arrossamento.

Indagini condotte su grandi campioni, come la Sloan Digital Sky Survey (SDSS [Blanton et al., 2017](#)) hanno mostrato che combinando il colore con la massa stellare o la luminosità delle galassie si osserva una evidente *bimodalità*, come mostrato in figura 1.3. In questo grafico, in cui è stato utilizzato il colore rest-frame $u-r$, le ETG popolano la cosiddetta *red sequence*, zona a masse (o luminosità) maggiori e colore più rosso, mentre le SFG si trovano prevalentemente nella *blue cloud*, a masse tendenzialmente inferiori e colori più blu. Esiste anche una zona intermedia tra le due, non molto popolata, che prende il nome di *green valley*.

La segregazione tra le due popolazioni, per quanto evidente, non è del tutto netta ma c'è una certa contaminazione, specialmente di galassie star-forming nella red sequence. Questo può

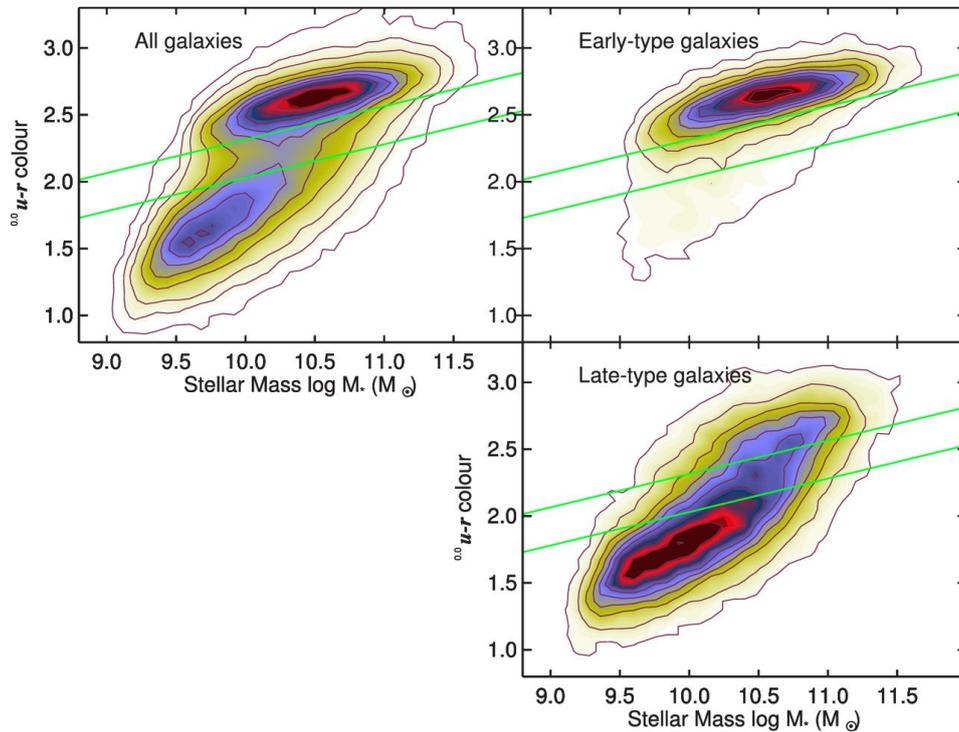


Figura 1.3 Diagramma colore (u-r) - massa stellare (M_*). In alto a sinistra è mostrata l'intera popolazione di galassie mentre i pannelli di destra mostrano la popolazione di galassie early-type (in alto) e star-forming (in basso). Le linee verdi delimitano invece la green valley (da [Schawinski et al., 2014](#)).

avvenire ad esempio quando la galassia è molto polverosa oppure se ha una componente importante di stelle vecchie. Quanto detto finora suggerisce che il colore può essere un buon indicatore, in prima approssimazione, del tipo di galassia che si sta osservando, ma che è necessario avere informazioni più dettagliate per trarre conclusioni più solide.

Distribuzione di energia spettrale

Si definisce distribuzione di energia spettrale (*spectral energy distribution*, SED) di tipo fotometrico la distribuzione di luminosità (o di flusso) di una galassia attraverso lo spettro elettromagnetico ottenuta mediante acquisizione di dati fotometrici in diversi filtri. Se la galassia non è spazialmente risolta, l'emissione osservata in ogni filtro è da considerarsi pari alla radiazione emessa a quella determinata lunghezza d'onda e integrata su tutta la superficie della galassia. Come accennato nel paragrafo precedente, la forma tipica della SED di una galassia mostra due picchi, il primo intorno a $0.5-1 \mu\text{m}$ dovuto prevalentemente all'attività stellare, il secondo intorno ai $100 \mu\text{m}$, legato all'emissione della polvere. Più nello specifico, la forma della SED è dettata da tre componenti principali:

- radiazione di origine stellare, che emette principalmente come corpo nero dall'ultra-

violetto (UV) al vicino infrarosso (*near infra-red*, NIR). Nel NIR è presente anche un *bump* a $1.6 \mu\text{m}$, in corrispondenza del minimo di opacità dello ione H^- . A seconda dell'età e dell'abbondanza di metalli, la popolazione di stelle della galassia permette di osservare anche righe di assorbimento e di emissione, di cui si parlerà più avanti in questo capitolo;

- radiazione da materiale diffuso, che emette in diverse bande elettromagnetiche a seconda della temperatura. In particolare: l'idrogeno neutro (HI) con temperatura fino a 8000 K è causa della riga di emissione a 21 cm in radio; il gas fotoionizzato nei dintorni di stelle giovani (regioni HII), con temperature intorno a 10^4K è responsabile sia di forti righe di ricombinazione in ottico-UV che di emissione di bremsstrahlung in radio; il gas caldo con temperature dell'ordine di 10^{6-7} K, prodotto dagli shock nei resti di supernovae (*supernova remnants*, (SNR)), emette per bremsstrahlung in banda X;
- radiazione da polvere, che emette come corpo grigio dal medio al lontano infrarosso (*medium-far infrared*, MIR-FIR) a seconda delle dimensioni dei grani. I più piccoli, con dimensioni di circa $0.01 \mu\text{m}$, vengono riscaldati fino alle centinaia di kelvin, quindi emettono in MIR. I grani di polvere più grandi, fino a $0.25 \mu\text{m}$, raggiungono invece temperature di poche decine di kelvin, quindi emettono in FIR.

In figura 1.4 si può osservare come queste tre componenti modellano la SED in galassie di diverso tipo e in particolare come la bimodalità descritta nel paragrafo precedente sia dovuta essenzialmente alla diversa importanza che i due picchi hanno a seconda che la galassia sia star-forming o early-type.

Spettro e indici spettrali

La spettroscopia è la tecnica che consente di studiare l'emissione galattica nella maniera più dettagliata, sebbene in un range di lunghezza d'onda più limitato rispetto a quanto concesso dalla SED fotometrica. Consiste nello scomporre la radiazione elettromagnetica proveniente da una galassia, in una data banda, in tanti intervalli di lunghezza d'onda con ampiezza $\delta\lambda$, per cui uno spettro sarà caratterizzato dalla sua *risoluzione spettrale*, definita come:

$$R = \lambda / \delta\lambda \quad (1.26)$$

dove λ è la lunghezza d'onda di osservazione. Una risoluzione medio-alta si colloca a valori intorno al migliaio.

Galassie early-type e star-forming mostrano caratteristiche spettrali molto diverse fra loro,

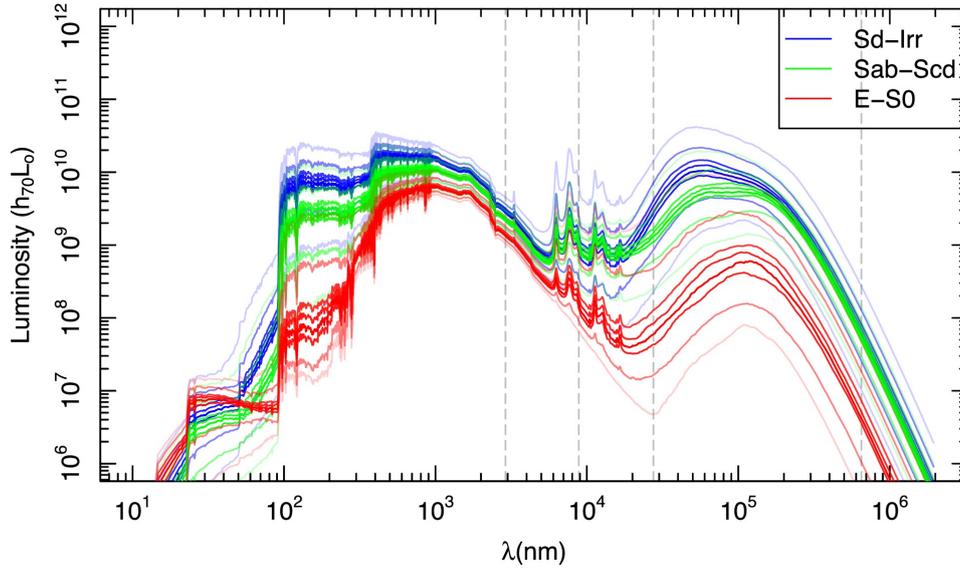


Figura 1.4 Alcuni esempi di SED fotometriche, in verde e in blu per due tipi di galassie star-forming e in rosso per galassie early-type (da [Driver et al., 2016](#)).

specialmente negli spettri ottici, quindi il loro studio è uno dei migliori modi per caratterizzare un oggetto osservato. In particolare, per quanto detto anche nella sezione precedente, le SFG mostreranno uno spettro blu e con righe in emissione, tanto più prominenti quanto più è intensa l'attività stellare che ne è responsabile. Le ETG invece avranno: un continuo tendenzialmente rosso, dovuto alla popolazione di stelle vecchie; poche o nessuna riga in emissione poiché l'attività di formazione stellare è ridotta o assente; righe in assorbimento dovute alla presenza di metalli nell'ambiente interstellare (*inter-stellar medium* (ISM)) e in stelle evolute; una discontinuità intorno a 4000 Å, chiamata *D4000 break*. Questa è dovuta alla presenza di un set di righe in assorbimento a lunghezze d'onda inferiori a 4000 Å ed è uno dei tratti spettrali che più caratterizzano galassie di tipo early rispetto a quelle di tipo star-forming. Per quantificare il D4000 solitamente si utilizza la seguente definizione:

$$D4000 = \frac{\lambda_{2b} - \lambda_{1b}}{\lambda_{2r} - \lambda_{1r}} \frac{\int_{\lambda_{1r}}^{\lambda_{2r}} F_{\nu} d\lambda}{\int_{\lambda_{1b}}^{\lambda_{2b}} F_{\nu} d\lambda}, \quad (1.27)$$

dove F_{ν} è il flusso in funzione della frequenza mentre $(\lambda_{1r} \div \lambda_{2r})$ e $(\lambda_{1b} \div \lambda_{2b})$ individuano due intervalli in lunghezza d'onda, il primo rosso e il secondo blu, che si collocano in prossimità dei 4000 Å. In particolare, esistono due definizioni di questi intervalli, una classica che viene da [Bruzual A. \(1983\)](#) e identifica il D4000, e una definizione *narrow* introdotta da [Balogh et al. \(1999\)](#) per ridurre gli effetti dovuti all'arrossamento da polvere interstellare, che definisce il D_n4000 . Per entrambe, si riportano le specifiche in tabella 1.1. In termini di D_n4000

Tabella 1.1 Regioni di definizione degli indici D4000 e D_n4000.

Indice	Regione blu	Regione rossa	Ref.
D4000	3750 - 3950	4050 - 4250	Bruzual A. 1983
D _n 4000	3850 - 3950	4000 - 4100	Balogh et al. 1999

le ETG nell'Universo locale hanno solitamente un break di circa 1.8-2.1 mentre le SFG si collocano nell'intervallo 1.1-1.4. In generale, l'intensità del salto aumenta con l'aumentare della metallicità e dell'età della galassia, o, più precisamente, del tempo trascorso dall'ultimo episodio di formazione stellare.

Si è ribadito più volte come l'età della popolazione di stelle e l'abbondanza di metalli, ma anche la presenza di polvere, siano variabili che causano un arrossamento dello spettro e della SED della galassia. Quando due o più proprietà determinano effetti analoghi sugli osservabili si parla di *degenerazione*, intendendo il fatto che non siamo in grado di determinare in che misura ciò che osserviamo è dovuto ad uno o all'altro parametro, a meno di trovare altri osservabili che dipendano solo da uno di essi. Nel caso degli spettri di galassie lo studio congiunto di diverse proprietà, come le righe di assorbimento, può aiutare a "rompere" eventuali degenerazioni.

Il sistema di indici ideato all'osservatorio di Lick ([Burstein et al. 1984](#), [Faber et al. 1985](#), [Worthey et al. 1994](#)) è, in questo senso, uno dei più utilizzati. La sua versione più aggiornata conta 25 indici compresi tra 4000 Å e 6400 Å che si distinguono in assorbimenti atomici e molecolari. Nella pratica, la misura degli indici di Lick è una stima della profondità dell'assorbimento in questione rispetto al continuo, per cui necessita della definizione di tre bande per ciascun indice: una banda centrale corrispondente alla riga e due bande laterali (una blu e una rossa) per stimare il livello del continuo o pseudo-continuo. Noti questi intervalli in lunghezza d'onda, gli indici possono essere calcolati o in Å (I_a , per gli indici atomici) oppure in magnitudini (I_m per gli indici molecolari) secondo le seguenti equazioni:

$$I_a = \int_{\lambda_{c1}}^{\lambda_{c2}} \left(1 - \frac{F_I(\lambda)}{F_c(\lambda)} \right) d\lambda \quad [\text{Å}], \quad (1.28)$$

$$I_m = -2.5 \log \left(\frac{1}{\lambda_{c1} - \lambda_{c2}} \int_{\lambda_{c1}}^{\lambda_{c2}} \frac{F_I(\lambda)}{F_c(\lambda)} d\lambda \right) \quad [\text{mag}], \quad (1.29)$$

dove $F_I(\lambda)$ e $F_c(\lambda)$ sono rispettivamente il flusso dell'indice e il flusso dello pseudo-continuo mentre λ_{c1} e λ_{c2} delimitano la banda centrale. Il flusso $F_c(\lambda)$ viene stimato tramite interpo-

lazione lineare

$$F_c(\lambda) = F_b \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda_r - \lambda_b} + F_r \frac{\lambda - \lambda_b}{\lambda_r - \lambda_b}, \quad (1.30)$$

dove $\lambda_{b,r}$ e $F_{b,r}$ sono rispettivamente i valori centrali di lunghezza d'onda e i valori medi di flusso relativi agli intervalli blu e rosso sopracitati.

Il grande vantaggio di poter misurare gli indici di Lick è dato dal fatto che diversi indici sono sensibili in modo diverso a quantità come età, abbondanza di metalli o di elementi α (come O, Mg, Si, Ca e Ti). Le righe della serie di Balmer, ad esempio, sono quelle più sensibili all'età, gli assorbimenti del ferro sono invece connessi alla metallicità mentre la presenza di elementi α si manifesta nelle righe del magnesio.

1.2.2 Scenario di formazione

La formazione di una struttura gravitazionalmente legata, a partire da una nube di gas, può verificarsi quando l'attrazione gravitazionale fra le parti vince sull'energia interna del sistema, data essenzialmente dalla sua dispersione di velocità. In questo senso può essere definita una lunghezza-scala, detta *scala di Jeans* λ_J , dipendente dalla densità ρ e dalla dispersione di velocità v del sistema come $\lambda_J \propto v/\sqrt{\rho}$, che rappresenta la dimensione minima che una struttura deve avere per collassare in quelle date condizioni ambientali. Nel caso di un Universo dominato da materia oscura calda (*hot dark matter*, HDM) questo implica che la massa delle prime strutture ad essersi formate sia intorno a $10^{15-16}M_\odot$, pari alla scala dei sistemi virializzati più grandi ad oggi noti, ovvero gli ammassi di galassie. Nel caso della materia oscura fredda (*cold dark matter*, CDM), invece, sarebbe favorito il collasso di oggetti con massa intorno a $10^{5-6}M_\odot$, confrontabile con la massa degli ammassi stellari. Queste due possibilità aprono a due scenari di formazione possibili: uno scenario *top-down*, o di frammentazione, che prevede che i grandi sistemi collassati di HDM si disgreghino per instabilità in tanti sottosistemi più piccoli; uno scenario *bottom-up*, o di accrescimento gerarchico, che prevede, a partire dalle piccole strutture di CDM, la formazione di tutte le strutture più grandi via *merging*. Sono già stati citati i motivi per cui il modello cosmologico standard, o Λ CDM, preveda un Universo dominato da materia oscura fredda quindi, per quanto appena discusso, esso implica che l'accrescimento gerarchico sia lo scenario di formazione più plausibile.

Il comportamento della materia barionica è più complesso da descrivere rispetto a quello della materia oscura per via dei diversi tipi di interazione a cui è sottoposta. Si pensa però che il collasso delle strutture di barioni segua essenzialmente quello delle strutture di CDM che, una volta formate, generano buche di potenziale in cui la materia barionica può andare ad aggregarsi. Nel caso delle galassie early-type, che saranno oggetto di studio di questa

tesi, questo processo viene ad oggi descritto con un modello a due fasi (Oser et al., 2010), il quale prevede una prima rapida fase di accrescimento e formazione stellare *in situ*, con cui si costruisce il progenitore della galassia che osserviamo oggi, e una fase successiva, prolungata nel tempo, di acquisizione di massa dall'esterno via merging (*ex situ*).

In contrasto a quanto previsto dallo scenario di accrescimento gerarchico, osservando galassie early-type è stato osservato un trend opposto. In particolare, sembra che la massa giochi un ruolo importante nella loro formazione ed evoluzione, poiché esistono numerose evidenze che i sistemi più massivi siano quelli a formarsi prima, in intensi ma brevi episodi di formazione stellare, mentre strutture meno massive hanno redshift di formazione più bassi e una storia di formazione stellare (*star formation history*, SFH) più duratura. Questo paradigma di formazione, a cui è stato dato il nome di *mass-downsizing* (Cowie et al. 1996, Cimatti et al. 2006, Thomas et al. 2010), diventa evidente nel grafico di figura 1.5 in cui sono mostrati i risultati ottenuti in Thomas et al. (2010) su come varia il tasso di formazione stellare per unità di massa (*specific star formation rate*, sSFR) con il look-back time a diverse masse. Risalendo alle proprietà fisiche del campione di galassie early-type dallo studio dello spettro e della SED, è stato infatti possibile mettere in relazione la massa dinamica (M_{dyn}), la durata della SFH (Δt) e il redshift di formazione di questi oggetti, trovando scenari molto diversi nel range $\log(M_{\text{dyn}}) \sim 10.5-12.0$. In particolare, la formazione degli oggetti con $M_{\text{dyn}} \sim 10^{12}$ si colloca a $z > 2$, con $\Delta t \sim 0.1-0.3$ Gyr, mentre le strutture con $M_{\text{dyn}} \sim 10^{10.5}$ si formano a $z < 1$ e hanno una SFH molto estesa, della durata di svariati miliardi di anni. Diversi metodi di analisi delle età e delle metallicità di ETG, come lo studio degli indici che correlano con esse, hanno ribadito questa dipendenza dalla massa nell'evoluzione di tali strutture e queste, insieme al fatto che sono state effettivamente osservate galassie early-type a $z \gtrsim 2$ (Bower et al., 1992), hanno reso il paradigma del mass-downsizing uno dei pilastri dei modelli di formazione galattica.

1.3 I cronometri cosmici

Nel capitolo 1.1 si è parlato dell'importanza che il parametro di Hubble ha in cosmologia e delle recenti problematiche nate intorno alla sua stima. Il disaccordo tra i risultati ottenuti dalle probe standard ha messo in luce la necessità di trovare e affinare tecniche alternative, in modo da capire la natura del problema e arrivare ad una soluzione. In questo contesto, una delle possibilità a disposizione, e quella che verrà esplorata in questo lavoro di tesi, è data dai *cronometri cosmici* (CC). Si tratta di una tecnica che consente di stimare direttamente $H(z)$, in maniera indipendente dalla cosmologia, campionando la storia di espansione dell'Universo attraverso dei *cronometri standard*. Si veda Moresco et al. (2022) per una

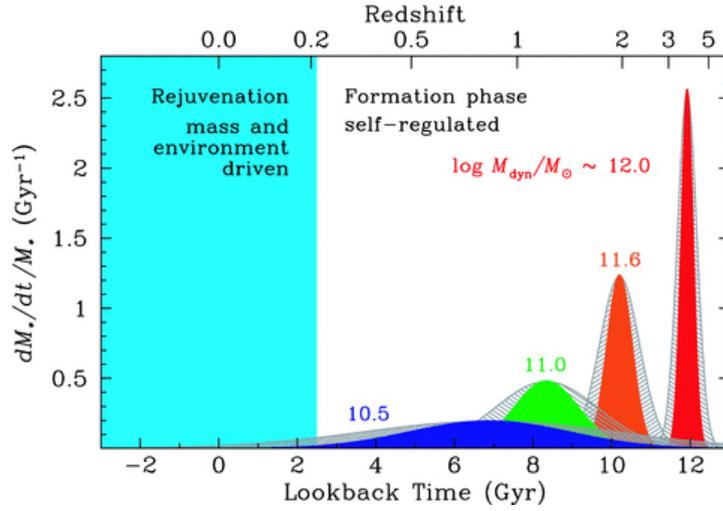


Figura 1.5 Grafico del tasso di formazione stellare specifico in funzione del redshift (asse superiore) e del look-back time (asse inferiore) per galassie early-type con diversa massa dinamica. La relazione tra l'asse dei redshift e l'asse dei tempi è ottenuto con un modello Λ CDM e parametri $\Omega_m = 0.24$, $\Omega_\Lambda = 0.76$ and $H_0 = 73 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ (da [Thomas et al., 2010](#)).

review dettagliata sull'argomento.

L'idea, introdotta da [Jimenez & Loeb \(2002\)](#), è quella di osservare una stessa popolazione di oggetti dei quali sia possibile stimare l'invecchiamento a diversi redshift, per esempio misurando la loro età o indicatori spettrali ad essa sensibili (come il D4000) in un certo intervallo di redshift Δz . Riprendendo quanto detto all'inizio del capitolo 1.1, è possibile relazionare $H(z)$ con il redshift e il tempo come descritto dall'equazione 1.9, assumendo solamente il principio cosmologico e una metrica FLRW:

$$H(z) = -\frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt}. \quad (1.31)$$

Se l'intervallo di redshift considerato è sufficientemente piccolo, si può approssimare $dz/dt \sim \Delta z/\Delta t$ e quindi, attraverso i cronometri cosmici, misurare direttamente $H(z)$.

Gli aspetti a cui prestare attenzione quando si utilizza questo metodo sono principalmente due: selezionare un campione affidabile di cronometri e stimare le loro età in modo accurato.

Individuazione del campione di CC. Selezionare cronometri cosmici significa individuare una popolazione di oggetti che sia omogenea nel tempo, in modo tale da poter assumere che essi siano circa coevi ad ogni redshift, ma che possa comunque essere osservata su un ampio lasso di tempo. Il tipo di oggetti astrofisici che meglio soddisfa queste condizioni è stato individuato nelle galassie molto massive ($\log(M/M_\odot) > 10.5 - 11$) e in evoluzione passiva.

Come si è descritto anche in sezione 1.2.2 parlando del paradigma del mass-downsizing, in letteratura si trova ampio supporto allo scenario per cui questo tipo di galassie si sia formato ad alto redshift ($z > 2-3$, Citro et al. 2017, Carnall et al. 2018, Estrada-Carpenter et al. 2019, Carnall et al. 2019) e molto rapidamente ($t < 0.3$ Gyr, Thomas et al. 2010, Carnall et al. 2018). In questo modo tali galassie avrebbero esaurito velocemente la loro riserva di gas per poi evolvere passivamente e ciò rende questa popolazione di oggetti molto omogenea sia in termini di massa che in termini di abbondanza di metalli, con metallicità che si attesta intorno al valore solare per oggetti nell'intervallo $0 \lesssim z \lesssim 2$.

Selezionare accuratamente un campione di galassie con queste specifiche non è immediato, ma richiede un'analisi approfondita di diversi aspetti che vanno dal colore, alla forma della SED e dello spettro, fino alla presenza di righe in assorbimento e in emissione e alla loro prominente. In sezione 1.2.1 è già stato discusso di come ciascuno di essi caratterizza il tipo di galassia ma anche il fatto che nessuno sia in grado, da solo, di segregare un campione con le caratteristiche dei CC. Sia in Moresco et al. (2018) che in Borghi et al. (2022b) è stato dimostrato che per ottenere un campione di CC più puro possibile sia necessario combinare diversi criteri di selezione, in particolare:

- un criterio fotometrico che, sulla base dei dati a disposizione, permetta di selezionare le galassie più rosse, minimizzando così il flusso UV dovuto alla presenza di popolazioni giovani. Il diagnostico migliore in questo senso è il diagramma colore-colore NUVrJ (Ilbert et al., 2013) ma altre valide possibilità, in assenza di dati in questi filtri, sono date dai diagrammi UVJ (Williams et al., 2009) e NUVrK (Arnouts et al., 2013);
- uno, o più, criteri spettroscopici, tali da eliminare possibili contaminazioni da galassie con formazione stellare attiva. Le righe in emissione correlate a questo aspetto sono [OII] $\lambda 3727$, $H\beta$ ($\lambda = 4861 \text{ \AA}$), [OIII] $\lambda 5007$ e $H\alpha$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) e su di esse si può eseguire un taglio in larghezza equivalente (*equivalent width*, EW) e/o in rapporto segnale rumore (*signal-to-noise ratio*, SNR).
- un taglio in massa stellare o, equivalentemente, in dispersione di velocità per eliminare le galassie meno massive, che potrebbero non rispettare il criterio di omogeneità in redshift di formazione, come previsto dal mass-downsizing.

Misura delle età. Ottenere stime di età affidabili per un campione di galassie non è cosa banale, soprattutto per via della degenerazione esistente tra l'età e altre proprietà fisiche dell'oggetto, in primis l'abbondanza di metalli e la presenza di polvere. Ad oggi sono stati esplorati diversi metodi per risalire all'età degli oggetti selezionati, alcuni utilizzano tutta l'informazione spettrale a disposizione, altri invece si focalizzano sullo studio di particolari

righe sensibili all'età. In questa tesi ci si è focalizzati sul *full-spectral-fitting*, che consiste nel risalire alle proprietà della galassia a partire dalla modellizzazione dello spettro nella sua totalità. Ad oggi esistono numerosi codici sviluppati per questo, a partire dall'algoritmo MOPED (Heavens et al., 2000, 2004) per passare a STARLIGHT (Cid Fernandes et al., 2005), VESPA (Tojeiro et al., 2007), ULySS (Koleva et al., 2009), BEAGLE (Chevallard & Charlot, 2016), FIREFLY (Wilkinson et al., 2017), pPXF (Cappellari, 2017) e BAGPIPES (Carnall et al., 2018). L'idea di base che questi codici implementano è quella di ricreare l'emissione della galassia come somma di diverse componenti, ottenute da modelli di sintesi di popolazioni stellari (SPS), che dipendono dai parametri fisici della galassia e di trovare, per questi, la combinazione che meglio riproduce lo spettro osservato. In questo modo si risale non solo alle proprietà dell'oggetto in questione ma anche alla sua storia di formazione stellare.

Può capitare che l'informazione contenuta nello spettro non sia sufficiente a rompere la degenerazione tra i parametri. In questi casi, se disponibile, è utile includere nel fit anche dati di fotometria che, fornendo informazioni su più larga scala, consentono di comprendere meglio la natura delle proprietà spettrali. In alternativa, uno studio approfondito degli indici di Lick può aiutare a vincolare alcuni parametri. Ad esempio, alcuni indici, tipicamente le righe di Balmer, sono più sensibili all'età, mentre altri, come le righe del ferro, alla metallicità.

Un altro aspetto da non dimenticare quando si applica il metodo dei cronometri cosmici è quello di tenere sotto controllo possibili effetti sistematici che rischiano di invalidare le ipotesi assunte. I principali sono dati da:

- una possibile contaminazione residua o da galassie star forming non individuate nel processo di selezione oppure da galassie passive in cui è ancora presente della formazione stellare attiva. Le galassie in questione risulterebbero più giovani delle contemporanee passive, provocando una sottostima dell'età corrispondente al redshift a cui si collocano. Adottare un processo di selezione accurato, che utilizzi diversi criteri complementari tra loro, è nella maggior parte dei casi sufficiente ad eliminare la contaminazione da SFG, mentre la presenza di formazione stellare residua in galassie passive può richiedere un'analisi più dettagliata di diversi indicatori, come il flusso UV (Kennicutt, 1998) o la presenza di righe in emissione (Magris C. et al., 2003);
- la scelta del modello di sintesi di popolazione stellare (*stellar population synthesis*, SPS) che può affliggere significativamente la stima delle età e dunque la misura di $H(z)$ (Moresco et al., 2020). Ad oggi questa è la maggiore sorgente di incertezza sistematica non relazionata al processo di stima di Δt ed è stato dimostrato che, in media, ha un contributo dell'ordine del 4.5%;

- il *progenitor bias* (van Dokkum et al., 2000). Quest'ultimo deriva dal fatto che, all'interno dell'intervallo di redshift considerato, un certo criterio di selezione può risultare più stringente quando applicato ai redshift più alti, proprio perché gli oggetti lì presenti sono più giovani rispetto a quelli ai redshift minori, in quanto loro progenitori. Se questo avviene la relazione età-redshift ottenuta risulta più piatta e introduce un bias su $H(z)$. Questo effetto è generalmente minimizzato nell'applicazione del metodo dei cronometri cosmici perché gli intervalli di redshift su cui Δt viene calcolato sono molto piccoli.

In ogni caso, il grande vantaggio che il metodo dei cronometri cosmici ha, è che la stima di $H(z)$ si basa sulla misura delle età differenziali, e ogni effetto sistematico che affligge normalmente la stima dell'età assoluta t viene minimizzato nel momento in cui si valuta Δt . Una volta ottenute le età e i redshift per il campione di CC selezionati e tenute sotto controllo le possibili sistematiche, è possibile costruire per essi la relazione età-redshift. Nota questa, si può condurre l'analisi cosmologica con due approcci principali:

- fittando la relazione ottenuta con un modello cosmologico, così da ricavare stime per i parametri liberi del modello. Un esempio è dato dal modello $f\Lambda$ CDM, in cui il tempo cosmico può essere espresso in funzione del redshift e dei parametri H_0 , $\Omega_{m,0}$ e $\Omega_{\Lambda,0}$ combinando le equazioni 1.10 e 1.24;
- misurando direttamente $H(z)$ attraverso l'equazione 1.31 e ottenerne così una stima indipendente da qualunque modello cosmologico.

In figura 1.6 sono riportate tutte le misurazioni di $H(z)$ ottenute fino ad oggi con il metodo dei cronometri cosmici applicando il secondo approccio. Popolando tale grafico è anche possibile eseguire il fit della relazione $H(z)$ -redshift così da avere un ulteriore strumento per testare modelli cosmologici e vincolare i parametri da cui essi dipendono.

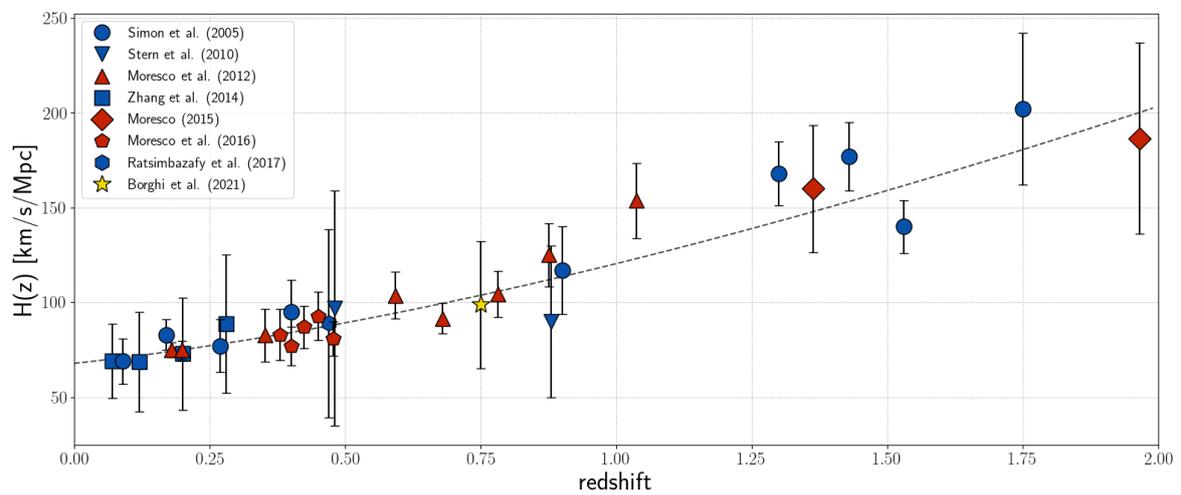


Figura 1.6 Grafico $H(z)$ -redshift con riportate tutte le misurazioni ottenute tramite il metodo dei cronometri cosmici fino ad oggi (da Moresco et al., 2022).

Capitolo 2

La survey VANDELS

Questo lavoro di tesi si concentra sullo studio di un campione di galassie estratto dalla survey VANDELS, *A deep VIMOS survey of the CANDELS UDS and CDFS fields* (McLure et al., 2018). Si tratta di una survey spettroscopica avente come target di osservazione galassie ad alto redshift nei campi *Chandra Deep Field South* (CDFS) e *UKIDSS Ultra Deep Survey* (UDS) per un'area totale coperta di circa 2 deg^2 . È stata realizzata eseguendo otto puntamenti totali, quattro in CDFS e quattro in UDS, con lo spettrografo VIMOS del *Very Large Telescope* (VLT, ESO Paranal) tra agosto 2015 e febbraio 2018, per un tempo di integrazione complessivo di 914 ore. Gli spettri ottici ottenuti coprono mediamente l'intervallo in lunghezza d'onda $0.48 \leq \lambda \leq 1.0 \mu\text{m}$ e hanno risoluzione spettrale media $R \approx 580$.

In entrambi i campi di osservazione sono disponibili dati di imaging *HST* in ottico e vicino infrarosso grazie alla survey CANDELS (Grogin et al., 2011; Koekemoer et al., 2011) e nel campo CDFS la survey GOODS offre anche imaging ottico profondo ottenuto con *HST/ACS* (Giavalisco et al., 2004). Tuttavia, solamente l'area centrale dei puntamenti VANDELS è coperta dall'imaging *HST*, per cui nelle regioni più esterne (circa il 50% del totale) sono stati utilizzati dati provenienti da vari telescopi a terra. In figura 2.1 è mostrata la copertura degli otto puntamenti VIMOS, mentre in tabella 2.1 sono riportati tutti i filtri in cui è disponibile la fotometria, sia ground-based che da *HST*.

I target della survey VANDELS sono prevalentemente galassie pre-selezionate in redshift fotometrico per collocarsi nell'intervallo $1 \leq z \leq 7$. Per le galassie in comune con la survey CANDELS sono state utilizzate le misurazioni di redshift fotometrico presentate in Santini et al. (2015) mentre per gli oggetti nell'area più esterna del puntamento le misure sono state ottenute dal team VANDELS via *SED-fitting*. A partire dai dati di fotometria a disposizione è possibile confrontare la distribuzione di energia osservata con una libreria di SED teoriche e, una volta individuata quella che meglio la riproduce, risalire al redshift dell'oggetto dal confronto tra la copertura in lunghezza d'onda rest-frame ed osservata. Per massimizzare

Tabella 2.1 Lista di tutti i filtri per cui sono disponibili dati di fotometria, sia ground-based che HST, in entrambi i campi. Tra parentesi è indicato il telescopio, o lo strumento, con cui sono stati ottenuti i dati in quel filtro. Non tutti gli oggetti della survey hanno dati in ciascuno dei filtri elencati (adattato da [Garilli et al., 2021](#)).

	CDFS Filter	UDS Filter
ground	U (VIMOS)	U (CFHT)
	B (WFI)	
	IA484, IA527, IA598, IA624, IA651, IA679, IA738, IA767 (Subaru)	B, V, R, i, z, z_new (Subaru)
	R (VIMOS)	
		Y (HAWKI)
	Z, Y, J, H, Ks (VISTA)	Y (VISTA), J, H, K (WFCAM)
	Ks (ISAAC)	
	Ks (HAWKI)	Ks, Y (HAWKI)
	CH1, CH2 (IRAC)	CH1, CH2 (IRAC)
HST	F435W, F606W, F775W, F814W, F850LP, F098M, F105W, F125W, F160W	F606W, F125W, F160W, F814W

Tabella 2.2 Classificazione del campione VANDELS DR4. A partire da sinistra: i campi di osservazione, il numero di galassie star-forming, di galassie passive, di galassie Lyman-break, di AGN o Herschel-detected, di oggetti secondari e infine il totale per ogni riga (adattato da [Garilli et al., 2021](#)).

CAMPO	STAR-FORMING	PASSIVE	LYMAN-BREAK	AGN/HERSCHEL	SECONDARI	TOTALE
CDFS	201	123	604	47	44	1019
UDS	216	155	655	10	32	1068
TOTALE	417	278	1259	57	76	2087

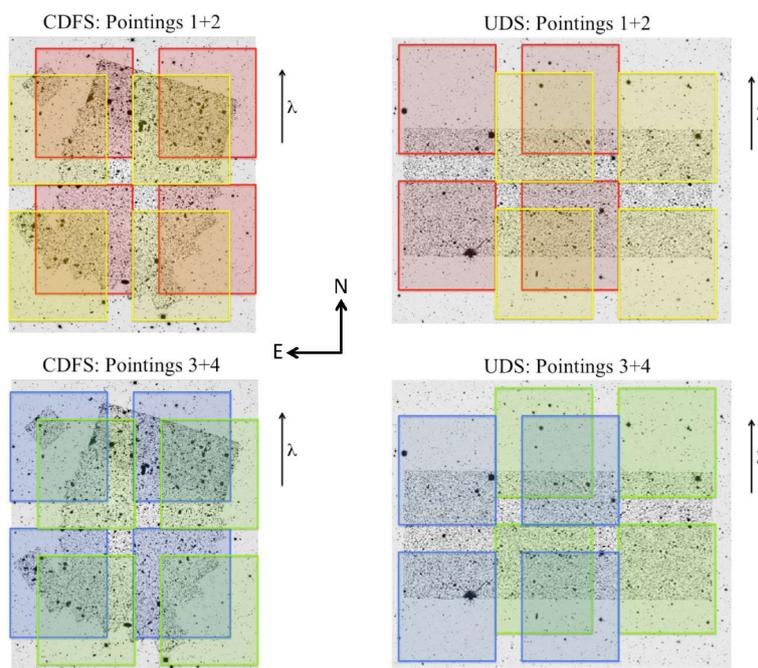


Figura 2.1 Configurazione degli otto puntamenti VANDELS. A sinistra i puntamenti nel campo CDFS, ciascuno con un colore diverso, a destra gli omologhi nel campo UDS. In scala di grigi, al centro dei puntamenti, sono mostrate le immagini in banda H ottenute con HST nella survey CANDELS, mentre nelle zone più esterne sono riportate le immagini in banda H , ground-based, dalle survey UKIDSS UDS e VISTA VIDEO (da McLure et al., 2018).

l'affidabilità dei redshift così ottenuti, il processo è stato eseguito con quattordici codici diversi, per poi assegnare ad ogni galassia un redshift fotometrico z_{phot} pari alla mediana dei risultati.

Il 97% degli oggetti selezionati appartiene a tre categorie:

- galassie **star-forming** nel range $2.4 \leq z \leq 5.5$ selezionate in magnitudine $i \leq 25$. Il range di redshift, combinato con la copertura in lunghezza d'onda, consente di osservare le feature di assorbimento UV e indagare la metallicità di queste galassie. La selezione in magnitudine invece consente di avere un SNR adeguato allo studio delle righe di assorbimento per i singoli oggetti;
- galassie **Lyman-break** nel range $3.0 \leq z \leq 7.0$, anch'esse galassie star-forming ma più deboli delle precedenti ($i \leq 27.5$). Il sottocampione con $z \geq 5.5$ non viene selezionato in magnitudine i ma viene utilizzata la magnitudine z ($z \leq 27$) a causa dell'assorbimento del mezzo inter-galattico (*inter-galactic medium*, IGM) che si incontra a questi redshift nella banda i ;

- galassie **passive** nel range $1.0 \leq z \leq 2.5$ con $H \leq 22.5$ e $i \leq 25$, pre-selezionate utilizzando il diagramma UVJ come descritto da [McLure et al. \(2018\)](#):

$$\begin{cases} U - V > 0.88(V - J) + 0.49 \\ U - V > 1.2 \\ V - J < 1.6 \end{cases} \quad (2.1)$$

dove U , V e J sono magnitudini rest-frame ottenute da SED-fitting in modo analogo a quanto fatto per ricavare i valori di redshift fotometrico. Il vincolo sulla magnitudine in banda H consente di imporre un limite inferiore alla massa stellare ($\log(M_{\star}/M_{\odot}) \geq 10$) mentre quello in banda i garantisce, a fissato tempo di integrazione, di ottenere spettri con SNR sufficiente da permettere studi dettagliati delle righe di assorbimento.

Il restante 3% dei potenziali target sono AGN oppure galassie rilevate dalla survey *Herschel*, tutte a $z \geq 2.4$ e con $i \leq 27.5$. Per far sì che gli spettri di galassie star-forming e di galassie passive avessero il rapporto segnale-rumore necessario a svolgere gli studi accennati sopra, ad ogni oggetto è stato assegnato un tempo di osservazione di 20, 40 oppure 80 ore in maniera tale da ottenere per gli oggetti più brillanti ($i \leq 24.5$) un $\text{SNR} \approx 15-20$ e per quelli più deboli ($i \approx 25$) un $\text{SNR} \approx 10$. Per le galassie Lyman-break, invece, è previsto un $\text{SNR} \geq 3$.

Il campione analizzato in questo lavoro è estratto dalla quarta e ultima *data release* di VANDELS (DR4, [Garilli et al., 2021](#)), la quale comprende spettri ottici di 2087 oggetti, 1019 nel campo CDFS e 1068 nel campo UDS. In figura 2.2 viene mostrata la distribuzione in redshift del campione e in tabella 2.2 è riportato il numero di galassie presenti nei due campi osservati per ogni classe. Una piccola percentuale di questi, denominati *secondary objects*, non ha una classificazione perché si tratta di galassie fortuitamente presenti nella slit durante l'osservazione di un target primario. Dal momento che spesso questi oggetti non rispettano i criteri di selezione e che hanno spettri di qualità peggiore, in linea con la scelta fatta in [Garilli et al. \(2021\)](#), essi non saranno inclusi nell'analisi successiva.

Oltre alla spettroscopia dei target osservati, e in più rispetto alle data release precedenti, DR4 comprende in un catalogo le seguenti informazioni per ciascuno spettro:

- ID, coordinate (J2000 RA, Dec), redshift fotometrico, spettroscopico e un indice di qualità ad esso relativo. Ad ogni spettro è infatti associato un valore di 0, 1, 2, 3, 4 o 9 con il seguente significato: flag=0 se il redshift spettroscopico non è disponibile, flag=1,2 se il redshift spettroscopico è credibile rispettivamente al 50% o 75%, flag=3,4 se il livello di credibilità è rispettivamente al 95% o 100%, flag=9 se la misura del redshift spettroscopico si basa su una sola riga in emissione (nella maggior parte dei casi $\text{Ly}\alpha$);

- classificazione dell'oggetto come galassia star-forming, galassia passiva, Lyman-break, candidato AGN o Herschel-detected secondo i criteri accennati sopra e descritti estensivamente in [McLure et al. \(2018\)](#);
- fotometria HST e/o ground, a seconda della disponibilità, per i filtri elencati in tabella [2.1](#) e i relativi errori;
- stime al 16°, 50° e 84° percentile delle seguenti quantità: indici di colore UV e VJ rest-frame, attenuazione in banda V da polvere (mag), età (Gyr), massa totale formata, massa stellare, SFR mediato sugli ultimi 100 Myr, sSFR e infine τ , tempo-scala per una SFH di tipo esponenziale (Gyr). Tali stime sono state ottenute via SED fitting utilizzando il codice Python BagPipes ([Carnall et al., 2018](#)) e la configurazione descritta in [Garilli et al. \(2021\)](#);
- tempo di esposizione previsto ed effettivo;
- fattore di correzione dell'errore sugli spettri e relativo errore. Questo fattore è stato introdotto poiché, confrontando la varianza negli spettri con l'errore mediano, queste due quantità risultavano non correlate, con errori più piccoli rispetto ai valori della varianza. Per ottenere incertezze più rappresentative è stato quindi calcolato questo fattore correttivo, il quale correla con la varianza dello spettro (Talia et al. *in prep*).

2.1 Selezione del campione di cronometri cosmici

Per applicare il metodo dei cronometri cosmici, come descritto in sezione [1.3](#), è fondamentale assicurare la purezza del campione, in modo da evitare di introdurre bias nelle misure cosmologiche ([Moresco et al., 2020](#)). Lavori precedenti hanno mostrato che, in questo senso, adottare un singolo criterio di selezione non è sufficiente ([Moresco et al. 2013](#), [Borghi et al. 2022b](#)) a selezionare un campione puro di galassie molto massive e in evoluzione passiva, senza contaminazione da oggetti star-forming. Per selezionare cronometri cosmici in VANDELS, quindi, è stato applicato un criterio che combina quattro metodi di selezione: un criterio fotometrico, due criteri spettroscopici e una selezione visuale, che vengono di seguito descritti.

Il primo passo è stato quello di estrarre dal campione totale un *parent sample* di galassie passive, a cui poi applicare la selezione sopracitata, con i seguenti requisiti:

- classificate come target passivi nella data release (*passive VANDELS*), 278 in totale;

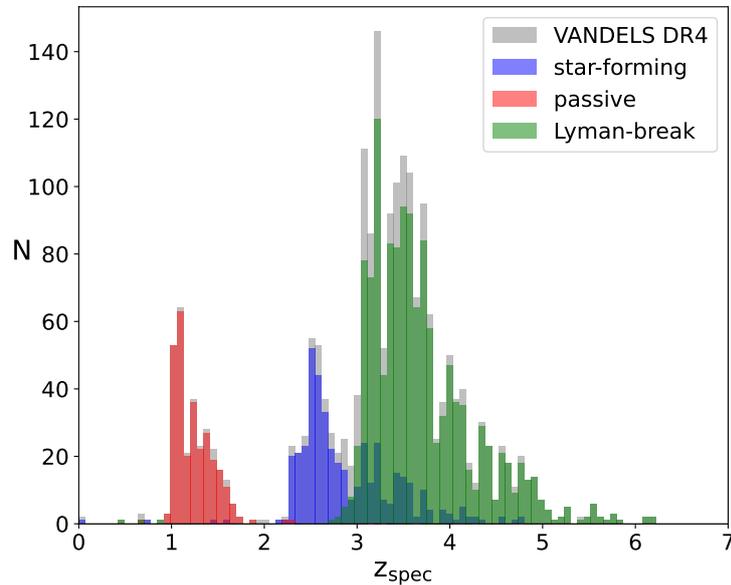


Figura 2.2 Distribuzione in redshift del campione VANDELS DR4 (in grigio) e dei tre sottocampioni principali: in blu le galassie star-forming, in rosso le passive e in verde le Lyman-break.

- con redshift spettroscopico z_{spec} compreso tra 1 e 1.5 (241 delle *passive* VANDELS) e $z_{flag} = 3,4$ (265 delle *passive* VANDELS).

I limiti superiore ed inferiore in redshift scartano rispettivamente 33 e 4 galassie delle passive VANDELS, ma è stato necessario applicare questi tagli per due motivi principali. Il limite inferiore è dettato dal fatto che, come si vede in figura 2.2, la distribuzione delle passive diventa statisticamente significativa a $z > 1$. Il limite superiore è invece dovuto al fatto che, per via della copertura in lunghezza d'onda ($4800 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 10000 \text{ \AA}$) a redshift superiori a 1.5 vanno a perdersi proprietà spettrali determinanti per lo svolgimento del progetto, come la discontinuità D4000. Infine, la selezione in z_{flag} consente di selezionare gli oggetti con misurazioni di redshift spettroscopico affidabili almeno al 95%, condizione di particolare importanza nel contesto dell'analisi cosmologica.

Combinando i requisiti elencati sopra, il parent sample ottenuto conta complessivamente 234 oggetti. A partire da questo sono stati poi applicati i quattro ulteriori criteri di selezione volti a massimizzare la purezza del campione, di seguito descritti.

Selezione fotometrica (o *UVJ cut*). Nel capitolo precedente si è già discusso del fatto che utilizzare il colore delle galassie sia il metodo più immediato per individuare oggetti passivi, in quanto caratterizzati da un continuo tendenzialmente rosso e con un pronunciato D4000, mentre la popolazione delle star-forming ha una SED dominata dalla luce blu-UV di stelle

giovani e calde. Il diagramma diagnostico migliore in questo senso è il NUVrJ (Ilbert et al., 2013), che si è dimostrato il più efficace nel separare le SFG dalla popolazione passiva. Tuttavia, nel caso degli oggetti VANDELS non è possibile utilizzarlo perché nel catalogo non sono presenti stime dei colori rest-frame in questi filtri. La copertura fotometrica disponibile, infatti, non avrebbe consentito di estrapolarli accuratamente.

Una valida alternativa è data dal diagramma UVJ (Williams et al., 2009) che, come discusso all'inizio di questo capitolo, è già stato utilizzato per catalogare i target passivi. In quel caso i colori rest-frame utilizzati erano ricavati tramite il SED-fitting dei dati di fotometria disponibili a priori dell'acquisizione dei dati VANDELS. Nel catalogo in DR4, invece, gli indici rest-frame UV e VJ tabulati sono stati ottenuti avendo a disposizione dati di fotometria ground-based prima non disponibili, misure di redshift spettroscopico e il fitting per derivarli è stato eseguito con BagPipes (Carnall et al., 2018), codice ottimizzato per la survey VANDELS. Ciò implica che possono esserci delle differenze tra gli indici utilizzati per la classificazione dei target e quelli disponibili in DR4, risulta quindi opportuno eseguire nuovamente la selezione fotometrica. In effetti, applicando al parent sample lo stesso criterio usato in McLure et al. (2018):

$$\begin{cases} U - V > 0.88(V - J) + 0.49 \\ U - V > 1.2 \\ V - J < 1.6 \end{cases} \quad (2.2)$$

ma usando gli indici da catalogo, si trova che 25 oggetti non soddisfano più il criterio fotometrico. La maggior parte di essi è stato poi catalogato come galassia post-starburst in Carnall et al. (2019). Questo passaggio, dunque, riduce il campione a 219 galassie.

In Fig. 2.3 è riportato il diagramma UVJ dell'intero campione di 2087 oggetti, con applicata una colorazione per massa stellare. Dalla figura risulta anche evidente che le galassie passive secondo il criterio fotometrico adottato sono, come previsto, anche le più massive.

Selezione OII (o [OII] cut). Per eliminare una possibile contaminazione da galassie con formazione stellare attiva è stato utilizzato un criterio di selezione basato sulla larghezza equivalente della riga dell'[OII] a 3727 Å e il relativo rapporto segnale-rumore. Tale feature spettrale è infatti connessa a processi di formazione stellare poiché il flusso di fotoni prodotti da stelle giovani è il principale responsabile della ionizzazione degli elementi presenti nell'ISM, come idrogeno e ossigeno (Magris C. et al., 2003). In realtà è stato osservato che l'emissione di [OII] può essere presente anche in galassie passive, non dovuta necessariamente a processi di formazione stellare (Maseda et al., 2021), ma per gli obiettivi di questo lavoro si è ritenuto opportuno premiare la purezza del campione e dunque scartare tutte le galassie

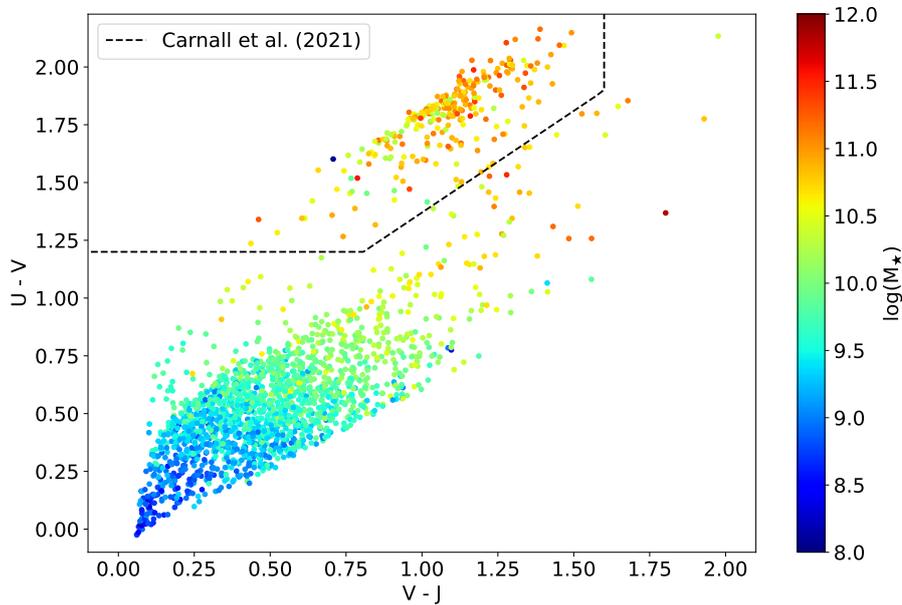


Figura 2.3 Diagramma diagnostico UVJ dell'intero campione di galassie VANDELS DR4 a cui è stata applicata una colorazione per massa stellare. La linea tratteggiata nera rappresenta il criterio di demarcazione adottato (McLure et al., 2018): le galassie passive per selezione fotometrica saranno quelle che si collocano al di sopra di questa linea.

con evidente emissione [OII]. Spesso si utilizza un taglio in larghezza equivalente (*equivalent width*, EW) come quello proposto da Mignoli et al. (2009), che individua contaminazione da formazione stellare quando $EW[\text{OII}] > 5 \text{ \AA}$. Nel nostro caso si è deciso di fare una scelta conservativa e scartare solo le galassie che presentassero contemporaneamente $EW[\text{OII}] > 5 \text{ \AA}$ e $\text{SNR}(EW[\text{OII}]) > 3$. Ciò significa che un oggetto con emissione [OII] prominente ma avente un basso rapporto segnale-rumore viene comunque tenuto nel campione. Questa scelta è stata fatta per evitare di scartare a priori oggetti in cui la presenza della riga dell'[OII] fosse dovuta solamente a un eccesso di rumore.

La selezione [OII] si è rivelata essere la più restrittiva, in quanto riduce il campione a 96 oggetti (il 41% del parent sample), ma risulta fondamentale per limitare la contaminazione da oggetti in cui si ha ancora una potenziale formazione stellare residua o un contributo da stelle giovani (Moresco et al., 2018).

Selezione H/K. Per affinare ulteriormente la selezione è stato utilizzato un altro criterio basato su caratteristiche spettrali, in particolare sul rapporto tra la riga del CaII K a 3934 \AA e quella del CaII H a 3969 \AA (Rose, 1984). Nelle galassie passive, infatti, la prima risulta essere

più prominente della seconda mentre questa relazione si inverte nel caso in cui sia presente attività di formazione stellare. Questo avviene perché all'aumentare della presenza di stelle giovani di tipo A e B, aumenta la profondità della riga He a 3970 Å della serie di Balmer. Essa, trovandosi praticamente sovrapposta alla riga CaII H, si somma a quest'ultima mentre la riga CaII K risulta sostanzialmente invariata.

Si tratta di un criterio già indagato e utilizzato in alcuni lavori (Moresco et al. 2018, Borghi et al. 2022a) in cui è stato osservato come questo diagnostico sia efficiente nell'individuare la presenza di popolazioni stellari giovani: già quando il rapporto tra il flusso da popolazioni giovani e il flusso da popolazioni vecchie supera il 5% si inizia a notare questa inversione, quasi indipendentemente dalle altre proprietà (età delle due popolazioni, metallicità o modello di sintesi di popolazione stellare assunto). Solitamente si indica questo rapporto in nomenclatura compatta come H/K, intendendo $(\text{CaII H} + \text{He})/\text{CaII K}$.

In figura 2.4 sono messi a confronto due spettri, estratti dal parent sample, in cui si evidenziano i due possibili comportamenti. Si nota anche che l'inversione dell'H/K si verifica contestualmente alla comparsa della riga dell'[OII] che, come discusso nel paragrafo precedente, è uno dei principali indicatori di formazione stellare. Un'altra caratteristica che li distingue è la presenza, nello spettro blu, di importanti assorbimenti della serie di Balmer, in particolare H ζ e H η , che sono assenti o comunque meno pronunciati nello spettro viola. Tutto ciò dimostra quanto il diagnostico dell'H/K sia un indicatore indipendente, ma altrettanto efficace, della presenza di attività stellare. Da ultimo, è importante sottolineare che in questa immagine lo spettro blu è una delle 219 galassie individuate come passive dal criterio fotometrico UVJ e viene esclusa dal campione solo dopo il taglio sull'EW[OII]. Questo mette in luce ancora una volta l'importanza di combinare criteri differenti quando si vuole ridurre al minimo la contaminazione da formazione stellare.

In generale l'indicatore H/K può essere quantificato o valutando i flussi minimi delle due righe oppure utilizzando quantità integrate. Sebbene la prima opzione renda la misura indipendente da effetti di broadening delle righe (dovuti, ad esempio, alla dispersione di velocità), è molto sensibile a possibili picchi di rumore. Per tale ragione, in questo lavoro il rapporto H/K viene quantificato calcolando due pseudo-indici di Lick mediante PyLick (Borghi et al., 2022a), un codice Python sviluppato per misurare indici di Lick e altre caratteristiche spettrali rilevanti. Se nel caso in cui si calcola il rapporto usando i minimi si catalogano come passive le galassie con $|\text{H/K}|_{\text{min}} > 1$, quando si utilizzano quantità integrate si trova che questo corrisponde a $\text{H/K} < 1.2-1.5$. In questo lavoro sono stati selezionati oggetti con $\text{H/K} < 1.3$, soglia che consente di aumentare la purezza del campione senza intaccare eccessivamente la statistica, come si evince anche dall'istogramma dell'H/K in figura 2.5. Questo ha portato a ridurre il campione a 78 galassie, il 33% del parent sample.

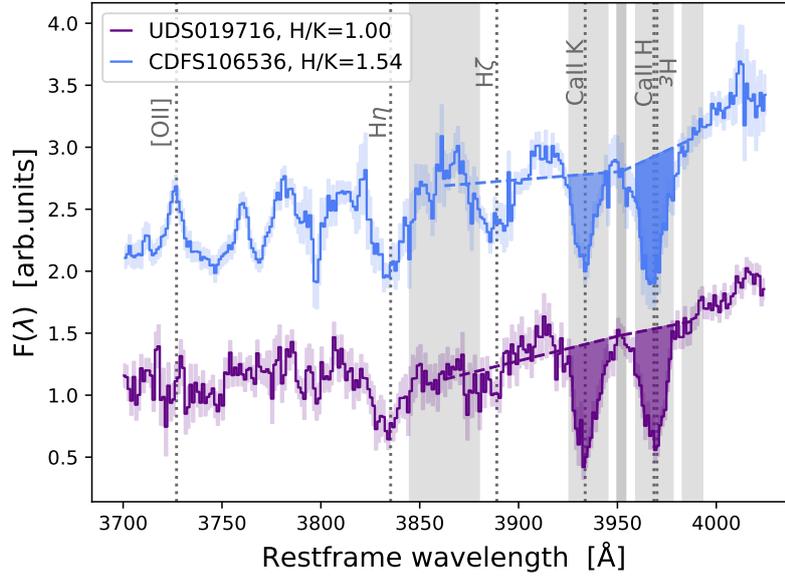


Figura 2.4 Zoom sulle righe del CaII H e K per due spettri di esempio estratti dal catalogo, in azzurro un caso in cui si verifica l’inversione del rapporto, per cui l’H risulta più profonda, mentre in viola il tipico comportamento di una galassia passiva. Per lo spettro in azzurro si nota anche la presenza della riga in emissione [OIII], assente nello spettro viola, e una maggiore importanza delle righe H ζ e H η della serie di Balmer.

Selezione visuale. Come ultimo passaggio di selezione, ogni spettro è stato ispezionato visivamente per eliminare oggetti che presentassero delle anomalie, prevalentemente righe di emissione residue o spettri mal calibrati. Questo ha portato a ridurre il campione a 72 galassie, il 31% del parent sample. Quest’ultimo costituisce il campione di cronometri cosmici (o *CC sample*).

Negli istogrammi di figura 2.5 e nei grafici di figura 2.6 viene mostrato l’effetto del processo di selezione. In tabella 2.3 sono riportati, per ogni passaggio, i valori mediani di alcune quantità di interesse, dove l’incertezza viene definita come deviazione mediana assoluta (*mean absolute deviation*, MAD) divisa per la radice quadrata del numero di elementi (N), ovvero:

$$x_{\text{err}} = \frac{\text{MAD}}{\sqrt{N}} = \frac{1.483 \cdot \text{mediana}(|x - \text{mediana}(x)|)}{\sqrt{N}} \quad (2.3)$$

Il campione finale si colloca nell’intervallo $1 \leq z \leq 1.5$, con redshift mediano $\langle z \rangle = 1.11 \pm 0.01$, e mostra caratteristiche tipiche di una popolazione passiva, collocandosi nella coda ad alta massa stellare (M_{\star}) e basso sSFR. In particolare, si ottiene un valore mediano $\langle \log(M_{\star}/M_{\odot}) \rangle = 10.86 \pm 0.03$, con circa il 75% del campione che soddisfa la condizione $\log(M_{\star}/M_{\odot}) > 10.6$, soglia in massa spesso utilizzata nel contesto dei cronometri cosmici (Moresco et al., 2022).

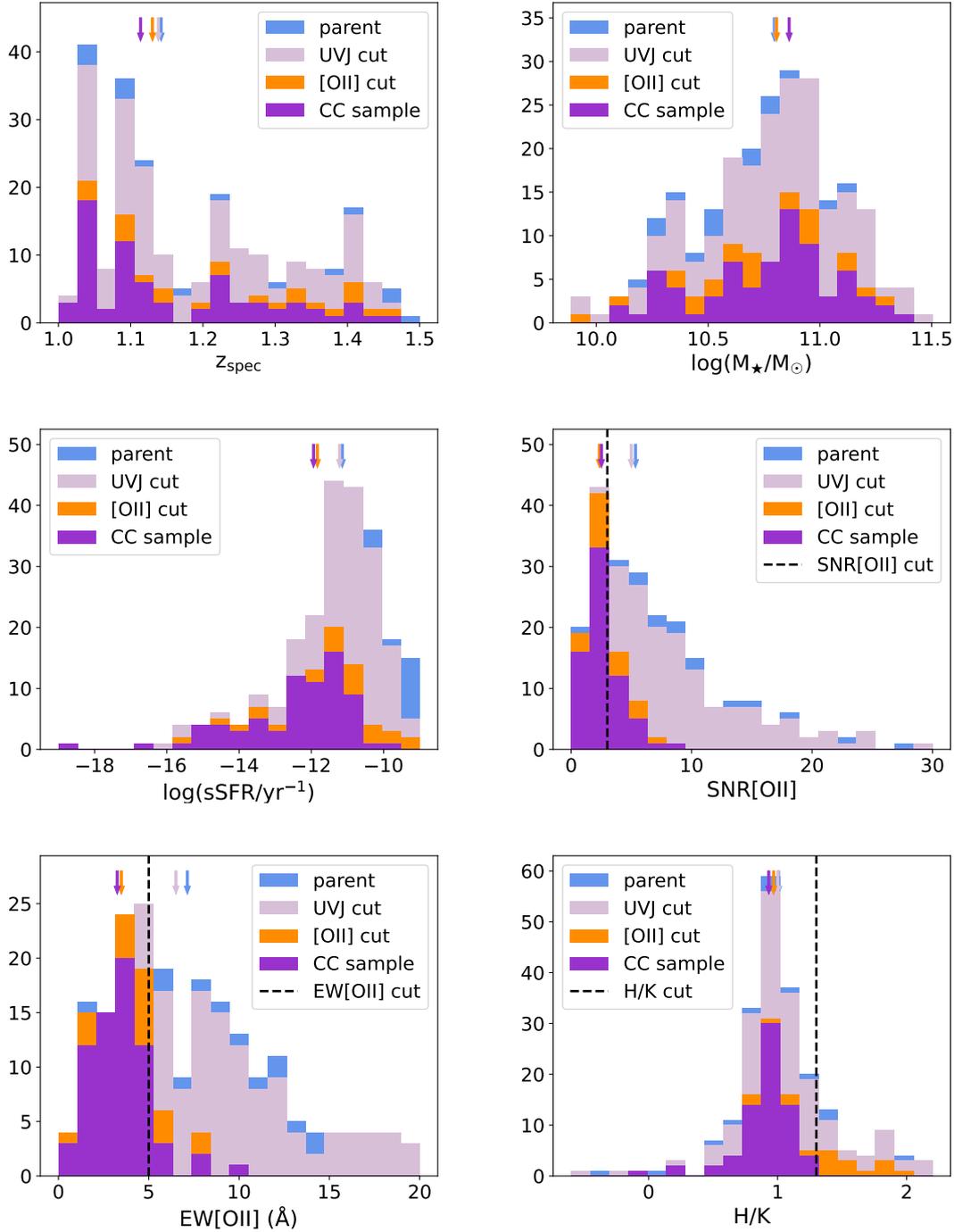


Figura 2.5 Istogrammi di alcune quantità rilevanti, rappresentate con diversi colori per ciascuna fase del processo di selezione. Le frecce in alto indicano, per ognuna di esse, i valori mediani. Nel caso dell'EW[OII] e dell'H/K la retta nera tratteggiata indica il valore di soglia adottato per quella quantità.

In termini di sSFR, invece, si trova $\langle \log(\text{sSFR}/\text{yr}^{-1}) \rangle = -11.9 \pm 0.1$ con il 90% del campione avente $\log(\text{sSFR}/\text{yr}^{-1}) < -11$, valore comunemente utilizzato per classificare galassie passive (Pozzetti et al., 2010). Nei diagrammi in figura 2.6 si evidenziano queste caratteristiche anche in relazione alle resto del campione VANDELS: le galassie selezionate sono tra quelle in assoluto più rosse, massive e passive dell'intera survey. Negli istogrammi di figura 2.5 si può anche notare come gli ultimi due passaggi di selezione siano stati particolarmente efficaci nel minimizzare la contaminazione da formazione stellare, con uno sSFR che viene diminuito dell'80% rispetto al valore mediano a valle della sola selezione fotometrica.

Anche le distribuzioni di EW[OII] e del rapporto H/K sono rappresentative di una popolazione passiva, con valori mediani per il campione finale che si collocano ben al di sotto dei valori di soglia per essi adottati, in particolare $\langle \text{EW}[\text{OII}] \rangle = 3.3 \pm 0.2 \text{ \AA}$ e $\langle \text{H}/\text{K} \rangle = 0.93 \pm 0.02$. Nell'istogramma relativo all'EW[OII] poi, si evidenziano gli oggetti che non vengono esclusi nella fase di selezione spettroscopica nonostante abbiano $\text{EW}[\text{OII}] > 5 \text{ \AA}$ per via del basso rapporto segnale-rumore.

A questo riguardo, il SNR di ogni spettro è stato calcolato come la mediana dei rapporti tra flussi ed errori associati in ogni punto dello spettro nell'intervallo di lunghezza d'onda tra 3100 Å e 3500 Å, comune a tutti gli spettri ed esente da picchi di rumore. Il campione di CC ha un SNR mediano di 5.74 ± 0.17 .

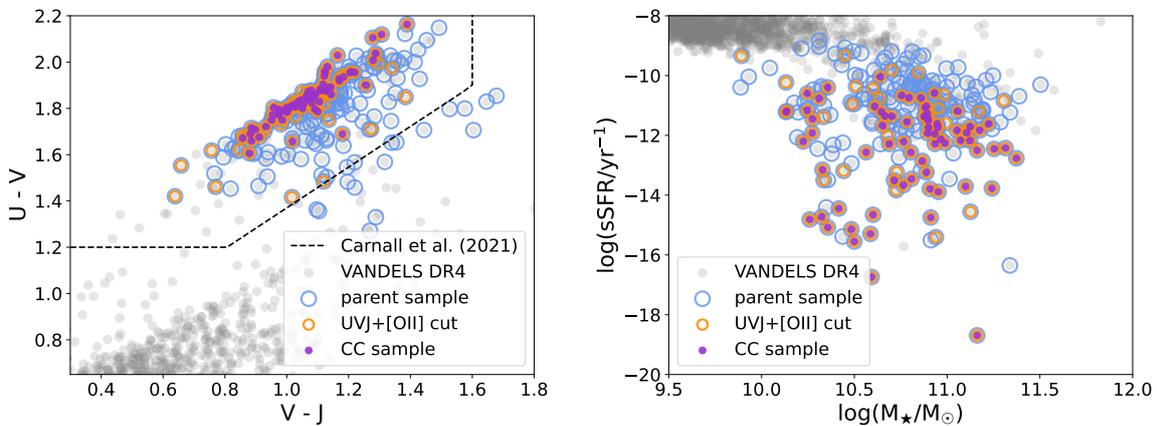


Figura 2.6 A sinistra il diagramma UVJ e a destra il diagramma sSFR-massa stellare con evidenziati i passaggi di selezione. In grigio l'intero campione VANDELS, in azzurro il parent sample, in arancione il campione dopo la selezione spettrofotometrica e infine in viola il campione finale.

Un metodo per visualizzare le caratteristiche spettrali di un campione di oggetti, aumentando contestualmente il rapporto segnale-rumore, è quello di realizzare spettri composti (o *stacked*). Per ottenerli, ogni spettro del campione viene portato rest-frame e normalizzato

Tabella 2.3 Valori mediani ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$) relativi ad alcune quantità di interesse per ogni passaggio di selezione. La descrizione delle operazioni eseguite in ogni passaggio è data in sezione 2.1.

	parent sample	UVJ cut	[OII] cut	CC sample
N° galassie	234	219	96	72
% parent sample	100%	93%	41%	31%
z_{spec}	1.14 ± 0.01	1.14 ± 0.01	1.13 ± 0.01	1.11 ± 0.01
$\log(M_{\star}/M_{\odot})$	10.80 ± 0.02	10.80 ± 0.02	10.81 ± 0.03	10.86 ± 0.03
$\log(\text{sSFR}/\text{yr}^{-1})$	-11.1 ± 0.1	-11.2 ± 0.1	-11.8 ± 0.1	-11.9 ± 0.1
SNR[OII]	5.3 ± 0.3	5.0 ± 0.3	2.3 ± 0.2	2.5 ± 0.2
EW[OII] (Å)	7.1 ± 0.3	6.5 ± 0.3	3.5 ± 0.2	3.3 ± 0.2
H/K	1.01 ± 0.02	1.01 ± 0.02	0.97 ± 0.02	0.93 ± 0.02
SNR _{spec}	5.44 ± 0.11	5.46 ± 0.11	5.64 ± 0.15	5.74 ± 0.17

in un intervallo di lunghezza d'onda comune (3320-3580 Å in questo lavoro) per poi essere interpolato in un intervallo di lunghezze d'onda comune a tutti gli altri. Spesso si applica anche un σ -clipping ai valori dei flussi per rimuovere quelli che differiscono rispetto al valore medio per più di n volte σ . A questo punto, in ogni pixel si può decidere di calcolare il flusso medio oppure quello mediano, a seconda delle esigenze. Tutti gli spettri stacked che verranno presentati in questo lavoro sono spettri composti mediani, in cui l'errore associato è dato da MAD/\sqrt{N} (N = numero di oggetti in ogni intervallo di lunghezza d'onda), e sono stati realizzati utilizzando un codice Python che implementa i passaggi sopra descritti.

In figura 2.7 si possono osservare i quattro spettri composti mediani ottenuti per ogni passaggio di selezione. Quello del parent sample, in blu, è lo spettro con emissione [OII] più pronunciata e righe CaII H e K più simili tra loro. Si ricorda che le galassie che ne fanno parte sono tutte catalogate come passive in VANDELS, sulla base dei colori UV e VJ a monte dell'osservazione. Ripetendo la selezione UVJ con i dati aggiornati, come descritto precedentemente in questo capitolo, si ottiene lo spettro lilla, non molto diverso da quello blu ma con una riga [OII] meno intensa. La differenza tra i due campioni risiede infatti in soli 25 oggetti, a posteriori classificati per la maggior parte come galassie post-starburst in [Carnall et al. \(2019\)](#). Solo il taglio sull'EW[OII], che porta ad ottenere spettro arancione, consente effettivamente di eliminare questa riga in emissione, ripulendo così il campione da oggetti con possibile formazione stellare. Contestualmente, anche il rapporto H/K diminuisce e raggiunge il minimo con lo spettro viola, stacking del campione di cronometri cosmici. Per concludere, si può affermare che il processo di selezione adottato, pur riducendo drasticamente il campione di partenza (il parent sample viene ridotto del 69%), ha permesso di renderlo anche significativamente più puro. Il campione finale ottenuto di 72 oggetti si

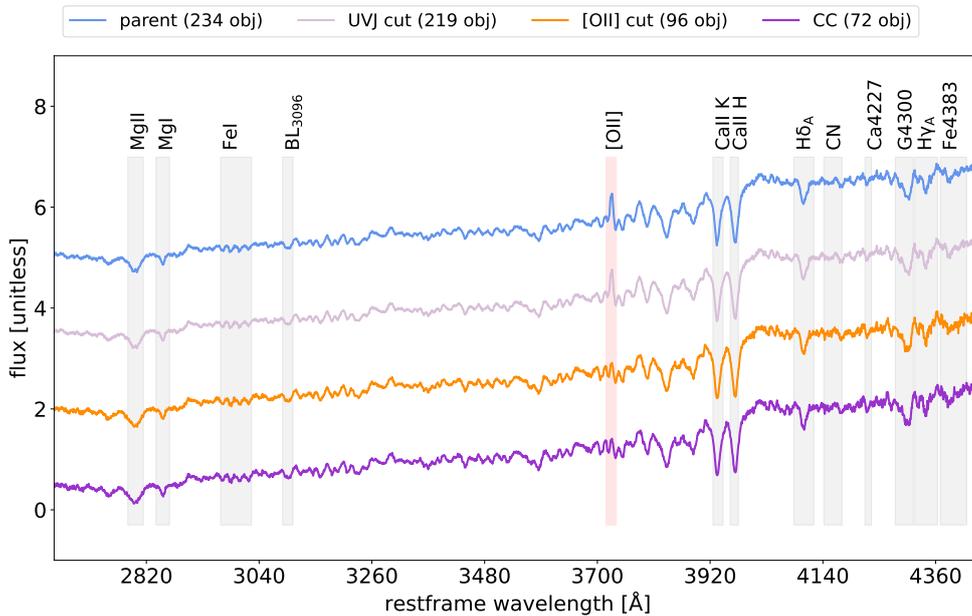


Figura 2.7 Spettri composti mediani per ciascuno dei quattro passaggi di selezione.

può considerare quindi un campione di cronometri cosmici e su di esso verrà condotta la successiva fase di analisi.

2.2 Proprietà spettroscopiche del campione

Una volta ottenuto il campione di cronometri cosmici, il passo successivo è stato quello di studiarne le proprietà spettrali da un punto di vista quantitativo, misurando quelle di maggior interesse. Per fare questo è stato utilizzato PyLick (Borghi et al., 2022a), un codice Python sviluppato per misurare indici di Lick e altre caratteristiche spettrali rilevanti in galassie passive, come ad esempio la discontinuità D4000 presentata nel capitolo 1.2.1. Lo studio di questi indici consente di avere una prima analisi qualitativa delle proprietà del campione e di come esse evolvono con il redshift, dal momento che alcuni di essi correlano, ad esempio, con l'età o la metallicità delle galassie in questione. In particolare, sono stati misurati:

- H_{δ} , indice di Lick che campiona la riga $H\delta$ della serie di Balmer. Viene utilizzato principalmente come indicatore di età ma che si è dimostrato essere sensibile anche alla presenza di ferro e di elementi α , come il magnesio;

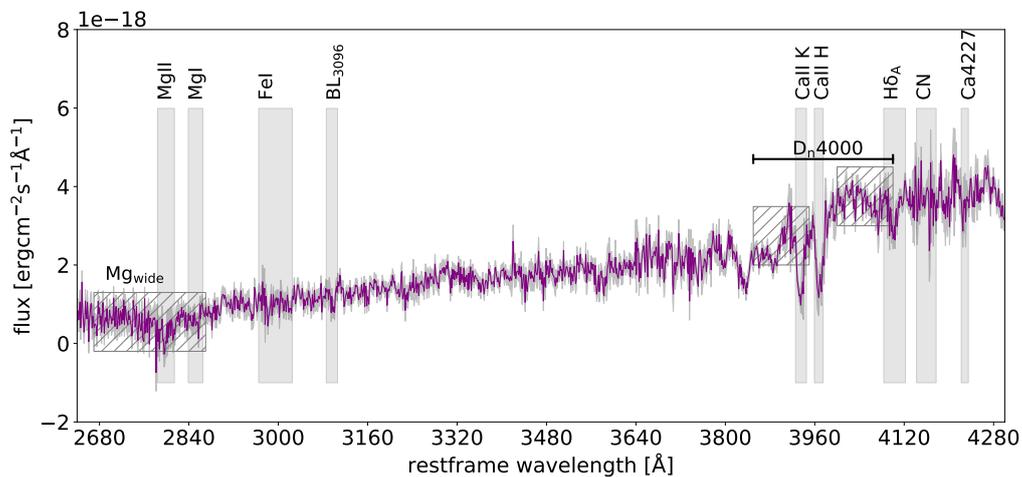
- **CaII H** e **CaII K**, pseudo-indici presentati già nella sezione precedente, nella definizione proposta da [Fanfani \(2019\)](#);
- **D4000** e **D_n4000**, discontinuità che correlano molto bene con l'età delle galassie passive, sebbene con un certo grado di degenerazione con la metallicità. Si è verificato invece che la dipendenza dalla presenza di elementi α è ridotta ([Moresco et al., 2012b](#));
- **MgI**, **MgII**, **FeI** nella definizione proposta da [Fanelli et al. \(1987, 1990, 1992\)](#). Come descritto in [Maraston et al. \(2009\)](#), questi indici mostrano un picco in presenza di stelle di tipo F e G mentre sono assenti in stelle più calde, di tipo O e B. Tutti presentano anche una parziale dipendenza dalla metallicità, ma per il FeI questa è molto debole, il che lo rende un potenziale strumento per separare gli effetti di età e metallicità ([Chavez et al., 2007](#));
- **Mg_{wide}** e **BL₃₀₉₆** sono entrambi il risultato della sovrapposizione (o *blending*) di diversi assorbimenti. **Mg_{wide}**, ad esempio, comprende sia MgI e MgII ed è un indice che cresce debolmente al diminuire della metallicità. **BL₃₀₉₆** è più stretto, comprende righe di NiI e AlI, e risulta stabile al variare del contenuto di metalli. In modo simile agli indici del punto precedente, anch'essi aumentano al diminuire della temperatura stellare e questo, unito al fatto che sono debolmente legati alla metallicità, li rende potenziali indicatori di età ([Chavez et al., 2007](#)). Come prima, le definizioni sono date in [Fanelli et al. \(1987, 1990, 1992\)](#).

Ciascuna delle righe citate è definita come in tabella 2.4, dove vengono riportati i tre intervalli di lunghezza d'onda necessari alla stima dell'assorbimento, come descritto nelle equazioni 1.28, 1.29 e 1.30. In figura 2.8 è riportato uno spettro di esempio dal campo CDFS con evidenziate le righe misurate.

In primo luogo queste misurazioni sono state condotte galassia per galassia, poiché gli spettri VANDELS hanno un rapporto segnale-rumore sufficiente per fare analisi di questo tipo ($\langle \text{SNR} \rangle \approx 5.74$ per il campione finale). Parallelamente, per avere maggiore statistica, le stesse misure sono state condotte anche su spettri risultanti da *stacking*. Volendo studiare come i valori degli indici variano sia con il redshift che con la massa degli oggetti in questione, il campione è stato suddiviso prima tra galassie *high-mass* ($\log(M_{\star}/M_{\text{sun}}) > 10.86$) e *low mass* ($\log(M_{\star}/M_{\text{sun}}) \leq 10.86$), usando la mediana di $\log(M_{\star})$ come valore di soglia, e poi in quattro intervalli di redshift. Questi sono stati scelti in modo tale che il primo comprendesse tutte le galassie fino a $z=1.07$, e che gli altri tre comprendessero circa lo stesso numero di oggetti. Le ragioni di questa scelta verranno spiegate a fine capitolo. In ciascuno degli 8 sottocampioni così ottenuti è stato realizzato uno spettro composito mediano, su cui poi sono stati misurati gli indici con PyLick, come nel caso delle galassie singole.

Tabella 2.4 Lista delle definizioni degli indici misurati.

Indice	Unità	Pseudocontinuo blu	Banda centrale	Pseudocontinuo rosso
MgII	Å	2762.00-2782.00	2784.00-2814.00	2818.00-2838.00
MgI	Å	2818.00-2838.00	2839.00-2865.00	2906.00-2936.00
Mg _{wide}	Å	2470.00-2670.00	2670.00-2870.00	2930.00-3130.00
FeI	Å	2906.00-2936.00	2965.00-3025.00	3031.00-3051.00
BL ₃₀₉₆	Å	3031.00-3051.00	3086.00-3106.00	3115.00-3155.00
CaII _K	Å	3845.00-3880.00	3925.65-3945.00	3950.00-3954.00
CaII _H	Å	3950.00-3954.00	3959.40-3975.00	3983.00-3993.00
H δ _A	Å	4041.60-4079.75	4083.50-4122.25	4128.50-4161.00

**Figura 2.8** Spettro di esempio in cui sono state evidenziate alcune delle feature misurate con PyLick. Lo spettro è riportato in viola, in grigio l'errore sul flusso.

A partire dai risultati di PyLick risulta però necessario fare un ulteriore passaggio per ottenere le misurazioni finali perché finora non si è tenuto conto degli effetti che la dispersione di velocità della galassia ha sullo spettro. È noto come la distribuzione delle velocità lungo la linea di vista vada ad allargare le righe in assorbimento causando, in generale, una diminuzione della loro profondità rispetto al valore intrinseco. Per confrontare i risultati delle misurazioni con le previsioni dei modelli, quindi, è necessario riportarli a una dispersione di velocità nulla.

Come suggerito da Carson & Nichol (2010), un indice misurato può essere espresso come il prodotto tra un indice intrinseco e un fattore di correzione dipendente dalla dispersione di velocità σ . Questo fattore di correzione si può stimare a partire da spettri teorici di popolazioni stellari semplici (*simple stellar population*, SPS), che modellano l'emissione

come se fosse prodotta da una popolazione di stelle nate in un'unico e istantaneo episodio di formazione, generandoli con diversi valori di dispersione di velocità. Così facendo si può modellare la deviazione di questi spettri teorici dallo spettro a $\sigma=0$ attraverso una funzione della dispersione di velocità, come un polinomio. In questo lavoro è stato utilizzato un polinomio di terzo grado in σ , per cui i fattori correttivi C_I sono stati calcolati come:

$$C_I = b_0\sigma + b_1\sigma + b_2\sigma^2 + b_3\sigma^3 \quad (2.4)$$

dove i coefficienti b_i , diversi per ciascun indice, sono stati stimati in Huchet et al. *in prep.* Nel caso di quantità che misurano discontinuità nello spettro (D4000, D_n4000 e BL_{3096}), e non righe di assorbimento, questa correzione è trascurabile e non è stata applicata. La σ per ogni galassia non è fornita da catalogo ma è stata stimata fittando spettro e fotometria con BagPipes. I dettagli relativi alla loro derivazione saranno forniti nel capitolo 3.2, mentre per le dispersioni di velocità associate agli spettri composti si può fare riferimento al capitolo 3.3.2.

I risultati finali per ciascun indice spettrale sono riportati in funzione del redshift in figura 2.9. In grigio vengono riportate le misurazioni fatte sugli spettri singoli, mentre i punti blu e rossi si riferiscono ai valori mediani $\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$ calcolati dividendo il campione negli 8 sottocampioni in cui sono stati ottenuti gli spettri composti, in blu per gli oggetti *low-mass* e in rosso per quelli *high-mass*. I valori ottenuti per gli spettri stacked sono invece rappresentati con il simbolo \star . Le misure relative al campione vengono confrontate con valori estratti da modelli teorici assumendo diversi redshift di formazione, rappresentati come linee sullo sfondo. Per D4000, D_n4000 e H_δ sono stati utilizzati i modelli da Bruzual & Charlot (2003) mentre per le restanti feature UV sono riportati i modelli di Le Cras et al. (2016) con metallicità solare.

Già da questa prima analisi spettroscopica del campione emergono due trend importanti. Il primo è l'invecchiamento progressivo degli oggetti muovendosi da alto a basso redshift, testimoniato dal fatto che i valori delle quantità sensibili all'età aumentano al diminuire del redshift. Tra questi in particolare si nota nel D4000, nel D_n4000 e nel FeI (rispettivamente in 2.9a, 2.9b e 2.9h). Nel caso particolare del D4000 è una conseguenza del fatto che con l'età aumenta la quantità di metalli nelle atmosfere stellari, andando ad incrementare gli effetti di assorbimento a lunghezze d'onda minori di 4000 Å. Questo è chiaramente un primo risultato in linea con le ipotesi che stanno alla base di questo lavoro, ovvero che all'aumentare del redshift la popolazione di oggetti è mediamente più giovane. Il secondo trend si inserisce invece nel contesto del *mass-downsizing scenario*, ovvero l'idea che le galassie più massive si siano formate ed evolute prima di quelle meno massive, per cui dovranno risultare più vecchie a parità di tempo cosmico. Nei grafici citati sopra si nota effettivamente come i

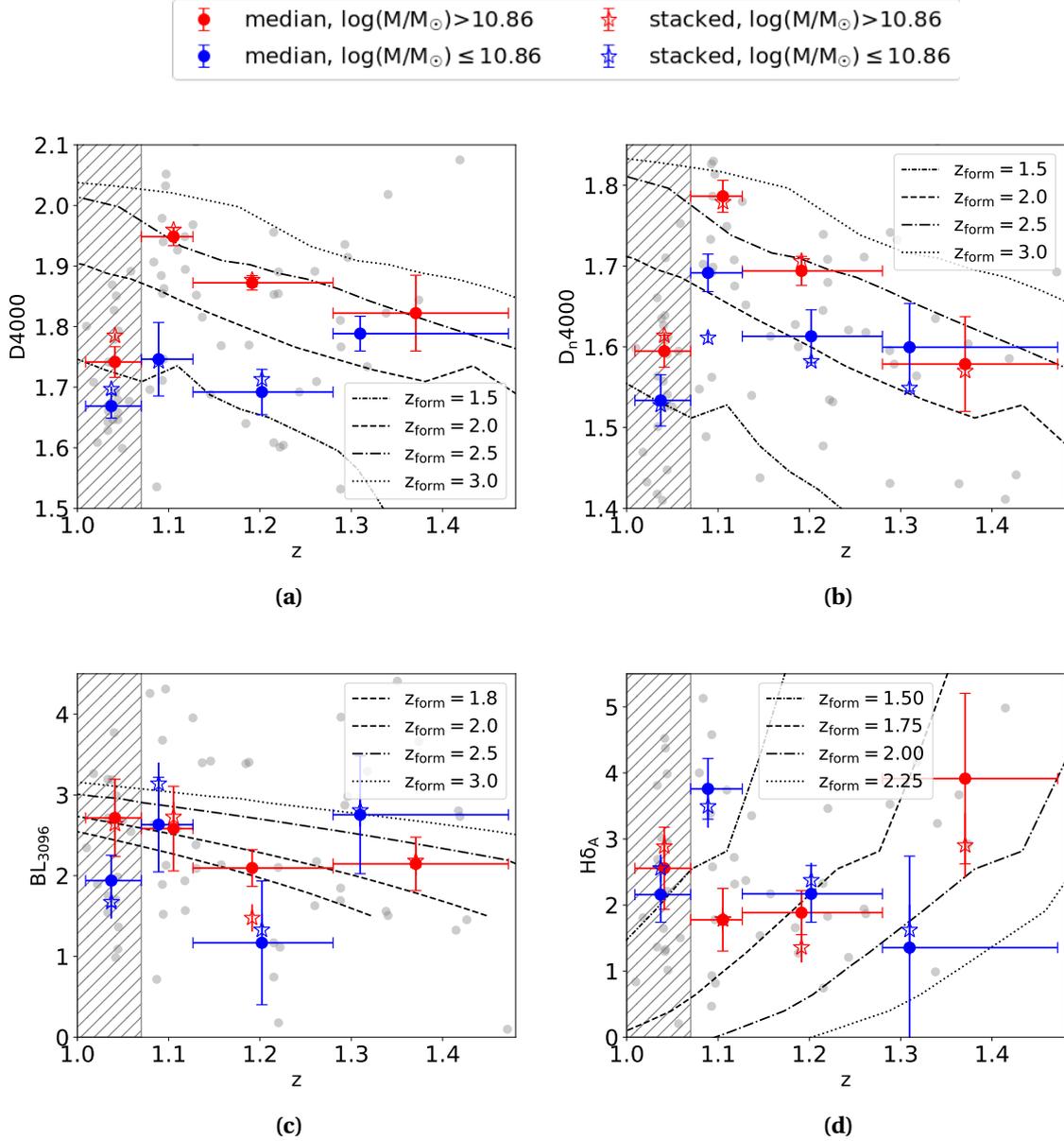


Figura 2.9 Evoluzione di alcune feature spettrali con il redshift. In grigio i valori relativi ai 72 oggetti del campione finale, i punti con barre d'errore indicano i valori mediani in ciascun bin ($\pm \text{MAD}\sqrt{N}$) mentre le stelle riguardano le misure fatte sugli spettri stacked. Modelli da Bruzual & Charlot (2003) per D4000, D_n4000 e $H\delta$, da Le Cras et al. (2016) per BL_{3096} .

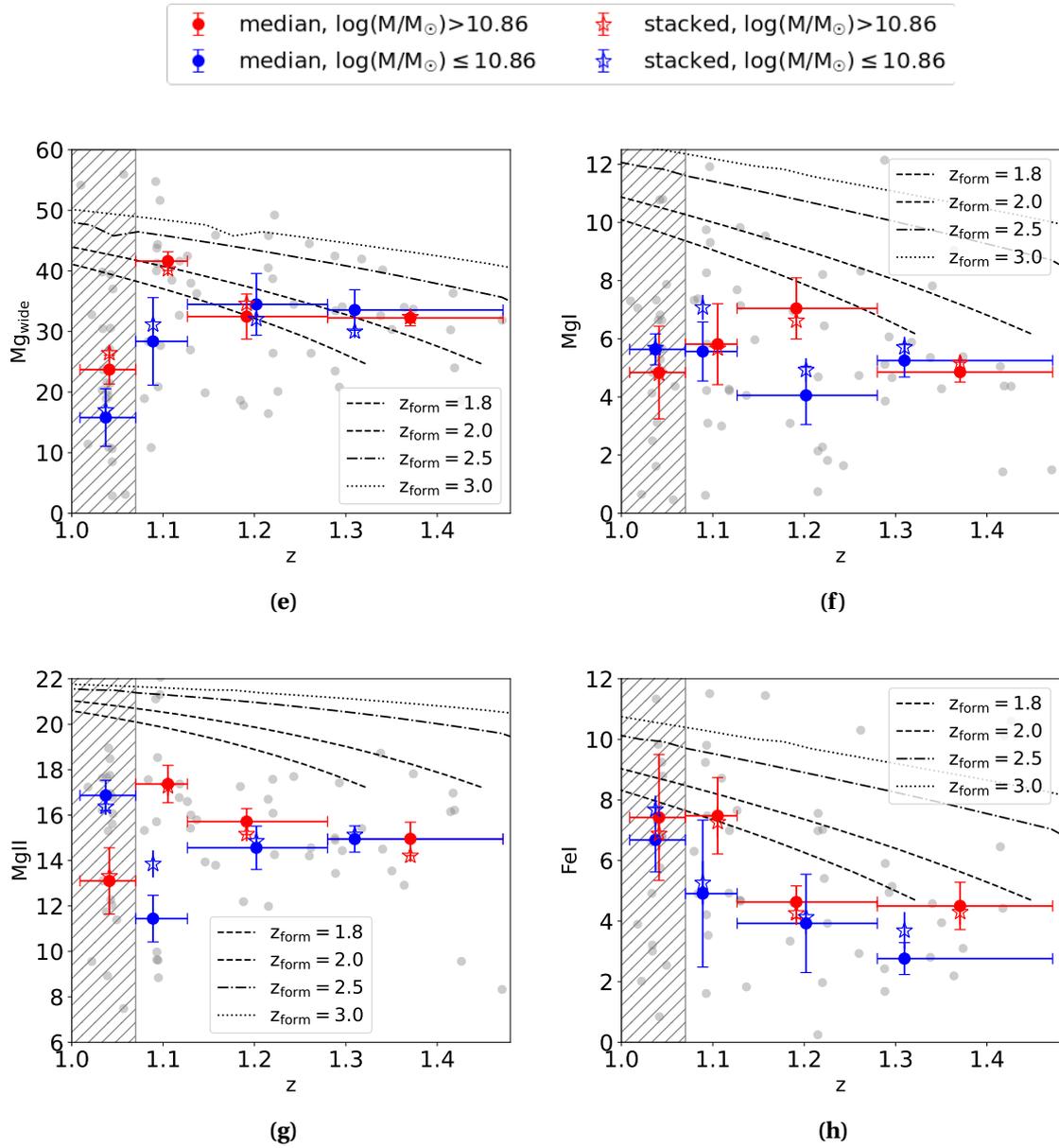


Figura 2.9 Evoluzione di alcune feature spettrali con il redshift. In grigio i valori relativi ai 72 oggetti del campione finale, i punti con barre d'errore indicano i valori mediani in ciascun bin ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$) mentre le stelle riguardano le misure fatte sugli spettri stacked. Modelli da [Le Cras et al. \(2016\)](#).

punti rossi, valori mediani per il sottocampione *high-mass*, si trovino sistematicamente più in alto rispetto agli omologhi *low-mass* in blu, testimoniando che il campione ad alta massa risulta avere un'età maggiore rispetto a quello a bassa massa. Entrambi questi risultati si osservano anche guardando ai valori ottenuti per gli spettri compositi mediani.

Se quelli appena elencati sono risultati attesi, questa prima fase di analisi spettroscopica ha però anche portato alla luce un'anomalia non prevista. Si può notare infatti come nel caso del D4000 (2.9a), del D_n4000 (2.9b) e dell' Mg_{wide} (2.9e) essi mostrino una significativa diminuzione a redshift $z \leq 1.07$, anomala e non attesa dai modelli, che è stata quindi ombreggiata nei grafici. Questo problema ha richiesto un'analisi approfondita, che verrà discussa nella prossima sezione.

2.3 L'anomalia a $z < 1.07$

Il trend atteso per quantità come il D4000 o l' Mg_{wide} con il redshift è un andamento decrescente pressoché lineare (Moresco et al., 2012a), come mostrato anche dai modelli nei grafici di figura 2.9, a testimoniare l'invecchiamento della popolazione di galassie. Il fatto che per il campione in analisi misuriamo una diminuzione significativa di queste feature al di sotto di $z \approx 1.07$ rappresenta un'anomalia inattesa, che abbiamo indagato su diversi fronti.

La prima ipotesi considerata è che siano stati commessi **errori nella misurazione** di queste feature. Per verificare se fosse questo il caso sono stati analizzati nel dettaglio gli otto spettri stacked, in modo da capire se il l'anomalia osservata nelle misurazioni fosse presente anche studiando la forma dello spettro. Come riferimento, vengono riportati in figura 2.10 i quattro spettri stacked del sottocampione *high-mass*, normalizzati al loro valore mediano nell'intervallo 3850-3950 Å (corrispondente alla banda blu utilizzata nella misura del D_n4000), in modo da rendere evidente anche ad occhio una possibile differenza in D4000 nella banda rossa del D_n4000 . Le due bande corrispondono alle regioni ombreggiate, mentre le righe orizzontali rappresentano i valori mediani dei quattro spettri nei due intervalli. Tanto più la linea orizzontale nel range 4000-4100 Å si trova in alto, tanto maggiore è il valore del D_n4000 per quello spettro. Osservando questo grafico diventa chiaro che l'anomalia osservata nelle misurazioni è effettivamente presente nello spettro. Soffermandosi sul flusso in banda rossa, si può infatti notare che lo spettro corrispondente al bin $z < 1.07$ (in rosso) interrompe il trend crescente al diminuire di z , poiché assume valore praticamente comparabile allo spettro ad alto redshift (in verde). Lo stesso effetto risulta presente anche eseguendo il test con gli spettri compositi mediani del campione *low-mass*. Alla luce di questi risultati l'ipotesi che si tratti di un errore di misurazione dell'indice viene esclusa.

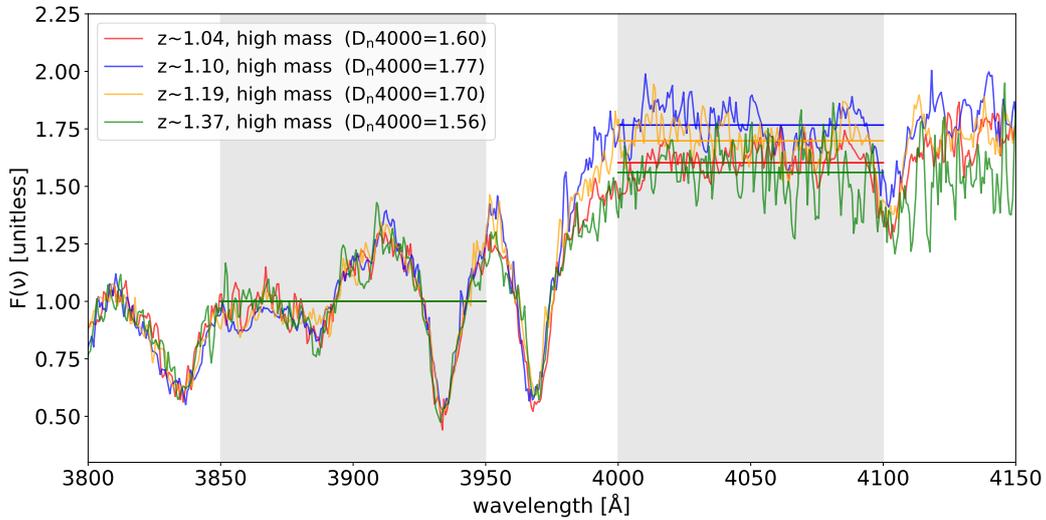


Figura 2.10 Spettri stacked del sottocampione *high-mass* nei primi quattro intervalli di redshift, normalizzati al loro valore mediano calcolato nella banda blu del D_n4000 . Le zone ombreggiate rappresentano gli intervalli in cui è definito il D_n4000 e con gli stessi colori degli spettri vengono riportati come segmenti orizzontali anche i loro valori mediani in questi due range.

Trattandosi di una caratteristica effettivamente presente negli spettri a $z < 1.07$, è stata considerata l'ipotesi di un **problema di calibrazione**. L'anomalia riguarda infatti un intervallo di redshift specifico, coinvolge tutti gli spettri al suo interno e si nota particolarmente nelle misurazioni "wide" (ossia che coinvolgono medie nello spettro osservato su finestre con $\Delta\lambda \gtrsim 200\text{\AA}$) quindi sembra plausibile collegarla a un effetto di calibrazione. Si tratta infatti di correzioni eseguite sugli spettri osservati che variano in funzione della lunghezza d'onda, per cui giustificerebbero il fatto che l'anomalia si osserva solo in un intervallo di redshift: negli altri bin la modifica in questione coinvolgerebbe altre caratteristiche spettrali (per quanto rimarrebbe il fatto che questa differenza si osserva allo stesso redshift anche per Mg_{wide} , che ha lunghezza d'onda rest-frame differente).

Per osservare un effetto di questo genere, in particolare, la calibrazione avrebbe dovuto aumentare il flusso osservato a $\lambda \lesssim 8300\text{\AA}$ del $\sim 10\%$ o, analogamente, diminuirlo del $\sim 10\%$ a $\lambda \gtrsim 8300\text{\AA}$. Come descritto in [Garilli et al. \(2021\)](#), è stata effettivamente applicata una correzione agli spettri, denominata *blue-end correction*, ma è dell'ordine del 5% e risulta apprezzabile solo a $\lambda \lesssim 5500\text{\AA}$ mentre è nulla a $\lambda \gtrsim 6500\text{\AA}$, dunque non è significativa nell'intervallo di lunghezza d'onda di interesse. Presentando il problema all'interno del team VANDELS non sono emerse altre possibili correzioni applicate in fase di calibrazione degli spettri e di conseguenza anche questa strada sembra non risolvere l'anomalia.

Se non è un problema degli spettri deve trattarsi di un **effetto reale**, per cui le galassie in questione dovrebbero distinguersi dalle altre per qualche proprietà intrinseca che modifica lo spettro in questo modo. Ad esempio un'età effettivamente più bassa, una minore metallicità o un minore arrossamento da polvere potrebbero causare un effetto simile, anche se andrebbe spiegata l'origine di una differenza così significativa in questo intervallo. Come analisi preliminare in figura 2.11 vengono riportate alcune quantità presenti nel catalogo in funzione del redshift e divise per campo di osservazione. A parte un arrossamento da polvere e uno sSFR leggermente più alte, nel primo bin non si notano differenze significative. Rimane comunque la possibilità che questi oggetti siano più giovani o che abbiano subito

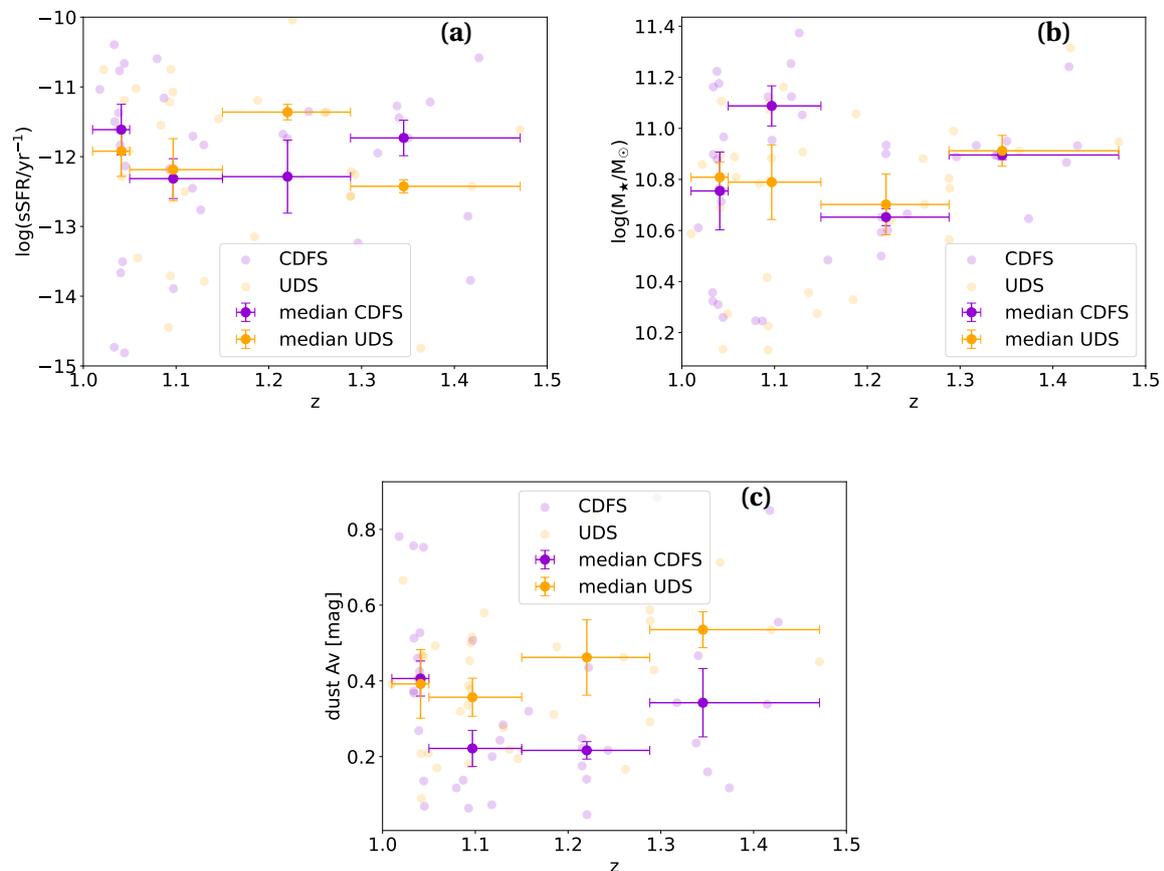


Figura 2.11 A partire da sinistra, in senso orario: sSFR, massa stellare e arrossamento da polvere in funzione del redshift per i 72 oggetti del campione finale. In viola le galassie appartenenti a CDFS e in giallo quelle in UDS, con gli stessi colori sono riportati i valori mediani in ogni bin per ciascun campo.

effetti di ringiovanimento. Questa ipotesi apre due strade. La prima è che si tratti di un comportamento legato allo specifico campione di oggetti, magari dovuto alle condizioni

ambientali in cui esso si colloca. La seconda è che si tratti di un qualche effetto di selezione non previsto.

Per approfondire la prima possibilità è stata indagata la presenza di sovradensità intorno a $z \sim 1.04$, nell'ipotesi che l'effetto potesse essere dovuto a una condizione particolare che interessa un gruppo o ammasso di galassie. Ricordando che i dati provengono da due campi di osservazione diversi, è necessario studiare la loro distribuzione in redshift separatamente, come mostrato in figura 2.12. Come si vede negli istogrammi, al redshift in questione è presente una sovradensità in entrambi i campi, in particolare in CDFS. Se da una parte il

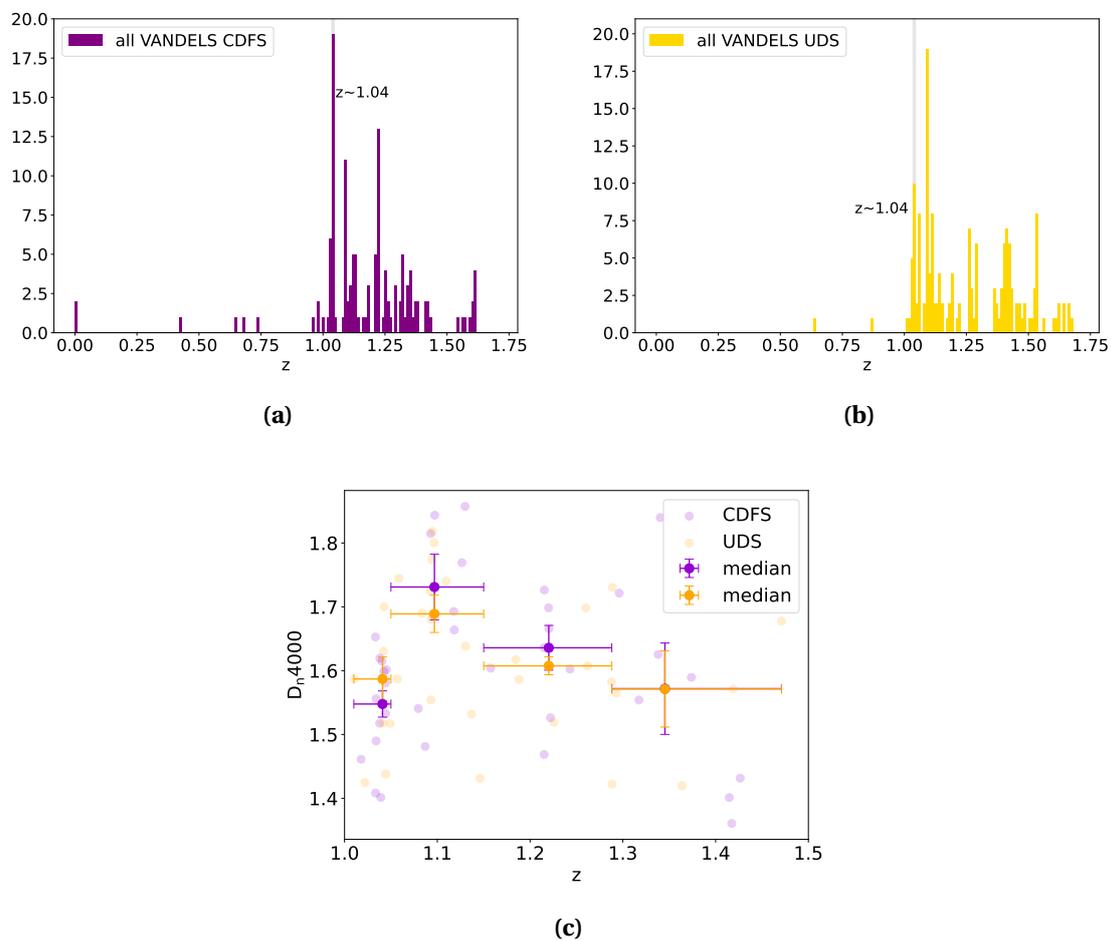


Figura 2.12 In alto gli istogrammi della distribuzione in redshift dell'intero campione VANDELS nel range $0 < z < 1.75$, a sinistra nel campo CDFS e a destra nel campo UDS. La larghezza di ogni bin è $\Delta z = 0.01$. In basso il $D_{n,4000} - z$ per il campione finale, in cui i valori mediani in ogni bin sono stati calcolati separatamente per gli oggetti in UDS (in giallo) e quelli in CDFS (in viola).

fattore ambientale potrebbe essere responsabile di effetti di ringiovanimento, dovuti ad esempio ad un'intensa attività di merger, è da sottolineare che questo, per giustificare le

nostre osservazioni, dovrebbe avvenire allo stesso modo in due campi di osservazione distanti e indipendenti poiché l'effetto è della stessa entità in entrambi, come si vede anche in figura 2.12c. Inoltre, si può notare che nel campo UDS è presente anche un'altra importante sovradensità a $z \sim 1.09$ ma in corrispondenza di questa non si osserva alcuna anomalia. Per quanto discusso, l'ipotesi del ringiovanimento sembra poco plausibile. Anche l'idea che siano invecchiate più lentamente per via dell'ambiente non sembra verosimile perché comunemente le galassie in ammassi e gruppi invecchiano più rapidamente proprio a causa della loro interazione.

La seconda ipotesi, che prende in considerazione possibili effetti di selezione, è stata sottoposta al team VANDELS ma, di nuovo, non sono emerse ragioni particolari da giustificare un comportamento come questo. Per cui questa strada rimane aperta, ma per ora non ha argomentazioni a supporto.

In conclusione, dal momento che nessuna delle ipotesi avanzate è in grado di giustificare completamente l'anomalia osservata a $z < 1.07$, è stato scelto di escludere dall'analisi successiva questa regione. Il campione di cronometri cosmici risultante conta 49 galassie.

Riassumendo, in questo capitolo è stato descritto come, a partire dall'intera survey VANDELS, è stato estratto un campione di cronometri cosmici che, a valle dell'intero processo, conta 49 galassie. Tali galassie mostrano un continuo rosso, non hanno emissioni di riga connesse a processi di formazione stellare e non mostrano inversione H/K, con valori mediani di $\langle \text{EW}[\text{OII}] \rangle = 3.3 \pm 0.2 \text{ \AA}$ e $\langle \text{H/K} \rangle = 0.93 \pm 0.02$. Sono galassie massive e in evoluzione passiva, con mediane di $\langle \log(M_\star / M_\odot) \rangle = 10.86 \pm 0.03$ e $\langle \log(\text{sSFR}/\text{yr}^{-1}) \rangle = -11.9 \pm 0.1$. Lo studio delle loro proprietà spettrali ha permesso di ottenere risultati in accordo con le ipotesi assunte. Il D4000, il D_n4000 e FeI, tutti indici sensibili all'età, hanno un andamento decrescente con il redshift, indicando che la popolazione di galassie selezionate invecchia con il passare del tempo cosmico. Inoltre, a parità di redshift, le galassie a massa maggiore risultano più vecchie rispetto a quelle a massa minore, in linea con quanto previsto del mass-downsizing.

Capitolo 3

Analisi dati

Una volta selezionato il campione finale di cronometri cosmici, il passo successivo è stato quello di ricavare stime affidabili delle proprietà fisiche (età, metallicità, star formation history) di ciascun oggetto del campione, in modo da poter proseguire con la successiva analisi cosmologica. Esistono diversi metodi che consentono di fare questo tipo di analisi (e.g. SED fitting, indici di Lick) ma, come accennato nel capitolo 1.3, il full-spectral fitting è quello che consente di sfruttare al meglio la totalità dell'informazione spettrale. Dal momento che i dati VANDELS offrono sia dati spettroscopici che fotometrici, la stima delle proprietà fisiche delle galassie selezionate è stata condotta via full-spectral fitting combinando insieme spettro e fotometria di ciascun oggetto.

Nella prima parte del capitolo verranno descritti la tecnica e il codice utilizzati per l'analisi, nella seconda parte i risultati ottenuti.

3.1 Il codice Bagpipes

A partire dagli anni 2000 sono stati sviluppati numerosi codici per eseguire full-spectral fitting, tra i più recenti troviamo FIREFLY (Wilkinson et al., 2017), pPXF (Cappellari, 2017) e Bagpipes (Carnall et al., 2018). In questo caso si è scelto di utilizzare Bagpipes, poiché è stato già testato e ottimizzato per i dati della survey VANDELS.

Bagpipes (*Bayesian Analysis of Galaxies for Physical Inference and Parameter Estimation*) è un codice Python progettato da Carnall et al. (2018) per modellare l'emissione di galassie potenzialmente dall'ultravioletto alle microonde e fittare i dati spettro-fotometrici con modelli di sintesi di popolazioni stellari (*stellar population synthesis*, SPS) in modo da risalire alle loro proprietà fisiche, come età, metallicità e massa stellare.

Il codice è costruito con un approccio Bayesiano. Ciò significa che, scelto un modello \mathcal{M} dipendente da un set di parametri θ che si ipotizza possa descrivere la fisica del sistema, lo

spettro osservato f_λ viene modellato massimizzando la probabilità dei parametri θ noti i dati e il modello \mathcal{M} . Questa quantità prende il nome di distribuzione di probabilità a posteriori, o *posterior probability*, e viene definita dal teorema di Bayes come:

$$\mathcal{P}(\theta|f_\lambda, \mathcal{M}) = \frac{\mathcal{L}(f_\lambda|\theta, \mathcal{M}) \mathcal{P}(\theta|\mathcal{M})}{\mathcal{P}(f_\lambda, \mathcal{M})} = \frac{\mathcal{L}(f_\lambda|\theta, \mathcal{M}) \mathcal{P}(\theta|\mathcal{M})}{\sum_{\theta} \mathcal{L}(f_\lambda|\theta, \mathcal{M}) \mathcal{P}(\theta|\mathcal{M})}, \quad (3.1)$$

$\mathcal{L}(f_\lambda|\theta, \mathcal{M})$ prende il nome di verosimiglianza, o *likelihood* e rappresenta la probabilità di ottenere i dati a disposizione se il modello e i parametri scelti sono corretti. $\mathcal{P}(\theta|\mathcal{M})$ è la distribuzione di probabilità a priori, o *prior probability* ovvero la probabilità dei parametri dato il modello, sulla base di conoscenze precedenti all'acquisizione dei dati. Infine $\mathcal{P}(f_\lambda, \mathcal{M})$ è detta evidenza, o *likelihood marginalizzata*, e quantifica la bontà del modello nel descrivere i dati indipendentemente dai valori dei parametri sui quali, infatti, è marginalizzata. Noti *likelihood* e *prior*, l'evidenza rappresenta solo un fattore di normalizzazione. Nelle sezioni successive verrà descritto come ciascuno di questi ingredienti viene costruito e poi utilizzato all'interno del codice.

3.1.1 Costruzione del modello

Per riprodurre lo spettro f_λ , il modello \mathcal{M} comprende quattro componenti principali:

- SSP(λ , age, Z), modello di *simple stellar population* dipendente da λ , dall'età della popolazione stellare *age*, dalla metallicità Z e dalla funzione di massa iniziale (IMF). Questa componente modella l'emissione di una popolazione stellare semplice, ovvero costituita da stelle nate nello stesso evento di formazione stellare;
- SFH, *star formation history* della galassia, descrive il tasso di formazione stellare in funzione del tempo (SFR(t)) e può avere più componenti, a seconda di quante popolazioni stellari semplici sono incluse nel modello e della forma funzionale con cui è modellata;
- T^+ (age, λ), funzione di trasmissione del mezzo interstellare ionizzato come descritta in [Charlot & Longhetti \(2001\)](#). Questa comprende effetti di assorbimento, emissione di riga, di continuo ionizzato ed emissione da polvere calda nelle regioni HII. Si farà riferimento a questa componente come *nebular*;
- T^0 (age, λ), funzione di trasmissione del mezzo interstellare neutro, dovuto sia all'emissione che all'assorbimento della polvere. Nel codice sono implementati diversi modelli, i principali sono quelli descritti in [Calzetti et al. \(2000\)](#), [Cardelli et al. \(1989\)](#) e [Charlot & Fall \(2000\)](#). Si farà riferimento a questa componente come *dust*.

A partire da queste quattro componenti la luminosità per unità di lunghezza d'onda rest-frame viene calcolata come:

$$L_\lambda(\lambda) = \sum_{j=1}^{N_c} \sum_{i=1}^{N_a} SFR_j(t_i) SSP(age_i, \lambda, Z_j) T^+(age_i, \lambda) T^0(age_i, \lambda) \Delta age_i, \quad (3.2)$$

dove N_c è il numero di componenti e N_a è il numero di bin di età in cui viene scomposta la storia di formazione ed evoluzione della galassia. Qui con t_i ci si riferisce alla quantità $t_i = t(z_{obs}) - age_i$ dove z_{obs} è il redshift a cui viene osservato l'oggetto, e rappresenta l'età dell'Universo al momento della formazione della galassia. Nota la luminosità rest-frame, questa viene convertita da Bagpipes in un flusso osservato attraverso l'equazione:

$$f_{\lambda_{obs}}(\lambda_{obs}) = \frac{L_\lambda(\lambda)}{4\pi D_L(z_{obs})^2 (1+z_{obs})} T_{IGM}(\lambda, z_{obs}) \quad (3.3)$$

dove $D_L(z_{obs})$ è la distanza di luminosità a redshift z_{obs} mentre $T_{IGM}(\lambda, z_{obs})$ è la curva di trasmissione del mezzo intergalattico.

Andando a costruire il modello da utilizzare per il fitting dei dati, una delle scelte principali riguarda sicuramente la forma funzionale della SFH. Tra quelle che il codice consente di scegliere le più note e utilizzate sono:

- **single burst**, SFH descritta da una delta di Dirac (è il caso delle SSP). È la più semplice perché la formazione di un'intera popolazione stellare viene descritta come istantanea. Per questo è anche la meno realistica ma può comunque modellare efficacemente l'emissione di una galassia, specialmente quando la formazione stellare è concentrata in un singolo episodio di durata molto inferiore all'età dell'oggetto;
- **delayed**, SFH dettata dalla seguente equazione:

$$SFR(t) \propto \begin{cases} (t - T_0) e^{-\frac{t-T_0}{\tau}}, & t > T_0 \\ 0, & t < T_0 \end{cases} \quad (3.4)$$

dove T_0 è l'età dell'Universo al momento dell'inizio della formazione stellare e τ è il parametro che ne determina la durata. In figura 3.1 sono riportati alcuni esempi di SFH delayed al variare dei due parametri. È un tipo di SFH frequentemente utilizzata (Citro et al. 2017, Carnall et al. 2018) perché riesce a riprodurre il processo di formazione stellare in modo più realistico rispetto alla single burst e con due soli parametri (T_0 e τ), quindi risulta una scelta efficace anche dal punto di vista computazionale.

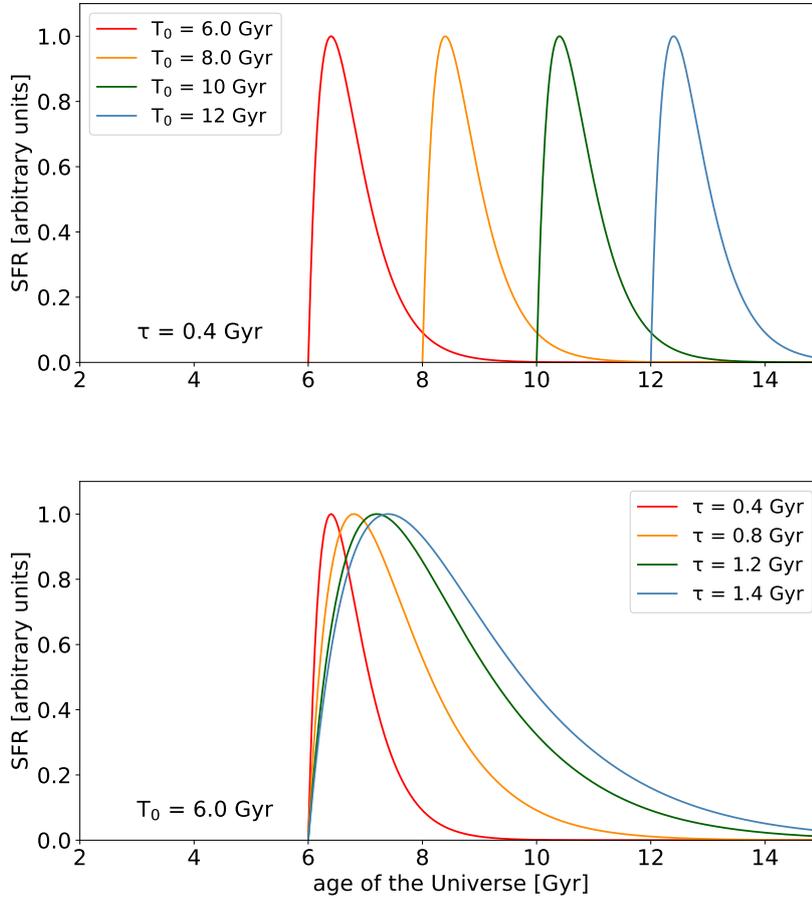


Figura 3.1 Alcuni esempi di SFH delayed. In alto quattro curve con τ fissato a 0.4 Gyr e T_0 variabile, in basso altrettante curve con T_0 fissato a 6 Gyr e τ variabile.

- **double-power-law**, SFH con la seguente forma funzionale:

$$\text{SFR}(t) \propto \left[\left(\frac{t}{\tau} \right)^\alpha + \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-\beta} \right]^{-1} \quad (3.5)$$

dove α e β descrivono rispettivamente la parte decrescente e crescente della curva, mentre il parametro τ risulta correlare con la posizione del picco della SFH. In figura 3.2 viene mostrato come ciascuno di questi parametri modella la curva. Utilizzare una SFH di questo tipo dà il vantaggio di poter separare le due fasi, crescente e decrescente, del processo di formazione stellare ma è, ovviamente, più dispendiosa in termini computazionali per via della presenza di tre parametri (τ, α e β).

È importante sottolineare che, rispetto alla versione originale, il codice usato in questo lavoro presenta una modifica relativa alla stima delle età, descritta, testata e validata in

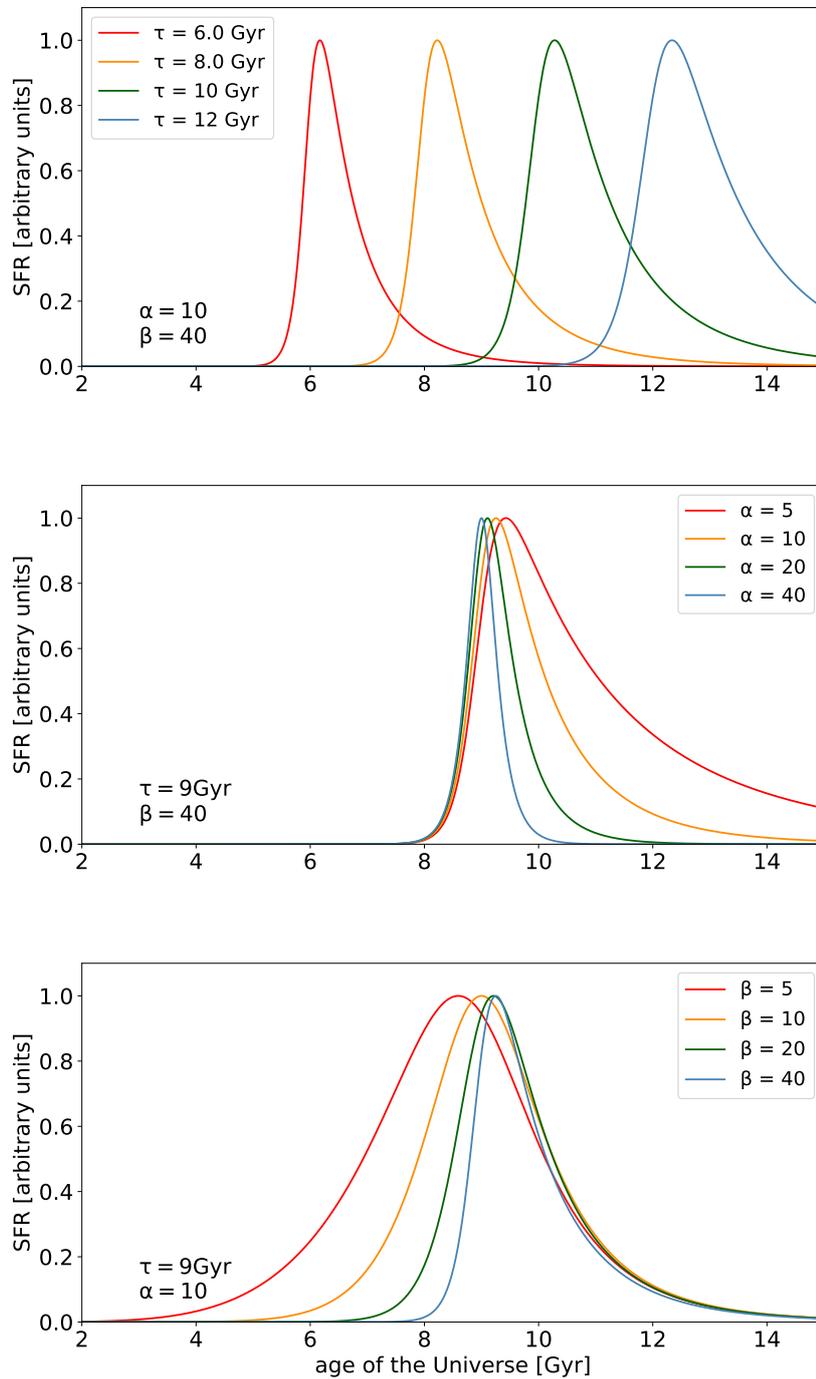


Figura 3.2 Alcuni esempi di SFH double-power-law. A partire da una configurazione base con $\alpha = 10$, $\beta = 40$ e $\tau = 9$ Gyr, ciascuno di essi viene fatto variare: in alto quattro curve con τ variabile, al centro con α variabile e in basso al variare di β .

Jiao et al. (2022). L'età di una popolazione stellare è per definizione la differenza tra l'età dell'Universo al tempo dell'osservazione $t_U(z_{\text{obs}})$ e l'età dell'Universo all'inizio del processo di formazione stellare $t_U(z_{\text{form}})$:

$$age = t_U(z_{\text{obs}}) - t_U(z_{\text{form}}) \quad (3.6)$$

La prima quantità dipende essenzialmente dal modello cosmologico scelto che, in Bagpipes, è il Λ CDM con parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc. In linea teorica l'età che si ottiene dal processo di full-spectral-fitting dovrebbe essere inferiore a $t_U(z_{\text{obs}})$ ma può accadere, per varie ragioni, che il fit converga su un'età maggiore dell'età dell'Universo. In questi casi Bagpipes azzerava lo SFR per il tempo necessario a riportare l'età nei limiti della cosmologia. Questo fatto è spesso ignorato in studi di evoluzione e formazione delle galassie in quanto il modello cosmologico Λ CDM è ben confermato da diverse sonde cosmologiche indipendenti, tuttavia, non può essere trascurato in analisi di tipo cosmologico, come quella che si vuole portare avanti in questo progetto. Infatti, imporre un limite superiore all'età delle galassie osservate per poi fare stime di parametri cosmologici sulla base di queste significherebbe ritrovare, con tutta probabilità, i parametri della cosmologia scelta a priori solo a causa della ricorsività del ragionamento. Quindi, per evitare di introdurre bias sulla stima delle età, il limite sull'età dell'Universo viene settato a 20 Gyr indipendentemente dal redshift. Così facendo non si impone alcun vincolo sulla base di un particolare modello cosmologico e, in linea teorica, le età potrebbero anche risultare maggiori dell'età dell'Universo ad un dato redshift. Per questo motivo un test aggiuntivo sarà quello di verificare la compatibilità dei risultati ottenuti con la cosmologia.

Nella modellizzazione dello spettro, oltre alle componenti fisiche che descrivono l'emissione della galassia, Bagpipes consente di includere due ulteriori componenti che vanno a modellare possibili effetti sistematici di natura non fisica ma prevalentemente strumentale o osservativa. In generale questi perturbano lo spettro o in maniera additiva oppure moltiplicativa, si farà riferimento ai primi come a degli offset di rumore, o *noise*, e ai secondi come a degli offset di calibrazione. Nel primo caso l'includere il parametro di rumore consente di modificare l'errore sullo spettro, rilassando l'ipotesi che le incertezze sui dati osservativi siano indipendenti, ben note e distribuite gaussianamente. Esistono infatti diverse ragioni per cui questa ipotesi potrebbe non essere vera, come ad esempio una sottrazione del cielo non troppo accurata. Nel secondo caso, invece, lo spettro viene perturbato attraverso una funzione polinomiale della lunghezza d'onda, in particolare attraverso polinomi di Chebyshev del secondo ordine. L'introduzione di questo parametro permette di correggere eventuali problematiche connesse alla calibrazione degli spettri, come disallineamenti tra

Tabella 3.1 Schema riassuntivo delle componenti con le quali viene costruito il modello dello spettro in Bagpipes, in corsivo quelle opzionali.

Componente	Descrizione	Opzioni
SFH	Variazione dello SFR in funzione del tempo cosmico.	single burst, delayed, double-power-law...
<i>dust</i>	Emissione e assorbimento da polvere nell'ISM neutro.	Calzetti et al. (2000) , Cardelli et al. (1989) ...
<i>nebular</i>	Assorbimento, emissione di riga e di continuo da ISM ionizzato.	Charlot & Longhetti (2001)
<i>noise</i>	Modifica all'errore sullo spettro, tiene conto di possibili sottostime dell'errore.	Rumore bianco o rumore covariante tra i pixel Carnall et al. (2019)
<i>calib</i>	Perturbazione dello spettro con una funzione della lunghezza d'onda, tiene conto di possibili problemi di calibrazione.	polinomi di Chebyshev

i dati di spettroscopia e quelli di fotometria. Nella sezione successiva si descriverà più approfonditamente come queste correzioni vengono incluse nel processo di fitting.

In tabella 3.1 vengono riassunte schematicamente tutte le componenti presentate in questo capitolo e cosa rappresentano. Per ciascuna di esse in Bagpipes sono implementati diversi modelli, alcuni dei quali sono stati citati in questo capitolo, e per i quali si trovano maggiori dettagli in [Carnall et al. \(2018\)](#). Inoltre, ognuna delle componenti indicate, eccetto la SFH, è opzionale: vale a dire che si può decidere di includerla o escluderla nella modellizzazione dello spettro, così da poter testare l'effetto che ciascuna di esse ha sul risultato del fit.

In questo lavoro sono stati condotti diversi test con i tre diversi tipi di SFH presentati sopra e con diverse combinazioni di parametri inclusi o esclusi dal modello, che verranno descritti nel capitolo 3.2.

3.1.2 Fit del modello ai dati

Una volta scelto il modello, per procedere con l'effettivo fit dei dati è necessario scegliere i prior sui parametri del modello e definire la likelihood. Come accennato sopra, i prior rappresentano le distribuzioni di probabilità sui parametri a monte dell'osservazione e possono essere di diverso tipo:

- **prior uniforme**, è il tipo di prior più utilizzato perché impone semplicemente dei limiti al parametro in questione senza preferire un valore rispetto ad un altro nel range di validità. Quindi il prior sarà costante all'intero di questo intervallo e nullo altrove;

- **prior gaussiano**, è un tipo di prior che si utilizza principalmente quando il parametro è già stato vincolato in analisi precedenti e quindi si associa ad esso una distribuzione di probabilità gaussiana con media e deviazione standard pari rispettivamente al valore e all'errore stimati. Spesso si tratta del posterior ottenuto nello studio precedente che, per essere aggiornato a nuovi dati, viene utilizzato come prior nella nuova analisi;
- **prior logaritmico**, è fondamentalmente un prior uniforme ma in scala logaritmica e viene solitamente adottato quando il parametro considerato è un parametro di scala, quindi non si andrà a vincolare direttamente il suo valore ma il suo logaritmo, usualmente in base 10.

In questo lavoro verranno utilizzati prevalentemente i prior di tipo uniforme e logaritmico. La likelihood è invece la funzione in cui i dati acquisiti vengono confrontati con il modello scelto e il suo logaritmo naturale assume la seguente forma:

$$\ln(\mathcal{L}) = -0.5 \sum_i \ln(2\pi\sigma_i^2) - 0.5 \sum_i \left(\frac{f_{\lambda,i} - \mathcal{M}_i(\theta)}{\sigma_i^2} \right)^2 \quad (3.7)$$

In presenza di dati sia spettroscopici che fotometrici la likelihood verrà calcolata per entrambi, ma nel caso della \mathcal{L}_{spec} la sommatoria nell'equazione 3.7 conterà N_{pix} elementi, pari al numero di pixel nello spettro, mentre per \mathcal{L}_{phot} conterrà gli N_{phot} dati di fotometria. La likelihood totale sarà data dal prodotto delle due likelihood o, equivalentemente, dalla somma dei loro logaritmi:

$$\ln(\mathcal{L}_{tot}) = \ln(\mathcal{L}_{spec}) + \ln(\mathcal{L}_{phot}) \quad (3.8)$$

É nel contesto della definizione della likelihood che si tiene conto dei due effetti sistematici di rumore e calibrazione citati nella sezione precedente. Per prima cosa la likelihood spettroscopica viene modificata includendo i parametri di rumore ϕ nel modello \mathcal{M} come:

$$\mathcal{M}_i(\theta, \phi) = \frac{\mathcal{M}_i(\theta)}{P_i(\phi)} \quad (3.9)$$

dove $P_i(\phi)$ ha la forma di un polinomio di Chebyshev del secondo ordine. Poi, rilassando l'ipotesi che gli errori sul flusso siano indipendenti, viene introdotta una matrice di covarianza $\mathbf{C}(\phi)$ in cui vengono parametrizzati sia la componente di rumore indipendente, sia quella additiva di rumore covariante tra i pixel dello spettro. La likelihood dello spettro diventa quindi:

$$\ln(\mathcal{L}_{spec}) = K - \ln(|\mathbf{C}(\phi)|) - \Delta^T \mathbf{C}(\phi)^{-1} \Delta \quad (3.10)$$

Tabella 3.2 Descrizione di alcuni dei test condotti, con le caratteristiche di ciascuna configurazione. In particolare: se il fit è stato condotto solo sullo spettro o sulla combinazione di spettro e fotometria, che tipo di SFH è stata utilizzata, e quali componenti sono incluse (ON) o escluse (OFF) dal modello.

Configurazione	Dati inclusi nel fit	SFH	dust	nebular	noise	calib
baseline	spettro+fotometria	delayed	ON	ON	ON	ON
modello 1	spettro+fotometria	double-power-law	ON	ON	ON	ON
modello 2	spettro	delayed	ON	ON	ON	ON
modello 3	spettro	delayed	ON	ON	OFF	OFF
...

dove $\Delta = f_{\lambda,i} - \mathcal{M}_i(\theta, \phi)$ è il vettore dei residui tra spettro osservato e modello mentre K è una costante. A questo punto, per costruire la distribuzione di probabilità a posteriori, prior e likelihood devono essere combinati come nell'equazione 3.1. All'atto pratico Bagpipes ricava i posterior sui parametri e il valore dell'evidenza utilizzando un algoritmo di *nested sampling* descritto in Skilling (2006) e implementato tramite MultiNest (Feroz & Hobson, 2008).

3.2 Full-spectral-fitting sul campione VANDELS

Per ricavare le proprietà fisiche del campione di cronometri cosmici selezionato, sono stati svolti numerosi test con diverse configurazioni, in maniera tale da riprodurre nel modo migliore i dati spettroscopici e fotometrici a disposizione. In tabella 3.2 vengono riassunti i principali con le relative caratteristiche. A valle dei test svolti è stata scelta una configurazione, a cui si farà riferimento come *baseline*, che verrà discussa in questo capitolo. La sezione 3.3 verrà dedicata invece all'esplorazione delle altre configurazioni e a come ciascuna di esse impatta sui risultati.

Prima del fit, sia sugli spettri che sulla fotometria è stato condotto un *sanity check* per correggere possibili anomalie. Per ogni spettro è stato ispezionato il rapporto segnale-rumore in funzione della lunghezza d'onda e sono stati eliminati i punti, spesso agli estremi, con evidenti outlier, come si osserva in figura 3.3, in alto. In basso, invece, viene mostrato il rapporto segnale rumore dei punti fotometrici, riportato rest-frame. Si nota come per alcuni di essi esso sia stato riportato a valori costanti, in particolare per la fotometria dei telescopi Subaru (SNR=20) e Spitzer/IRAC (SNR=10). Confrontando i valori di SNR fotometrico con i valori mediani di SNR spettroscopico riportati in tabella 2.3, risulta evidente che la fotometria ha un SNR fino a due ordini di grandezza maggiore rispetto alla spettroscopia, specialmente nel rosso. Questo si ripercuote ovviamente sul fit, che finisce per vincolare

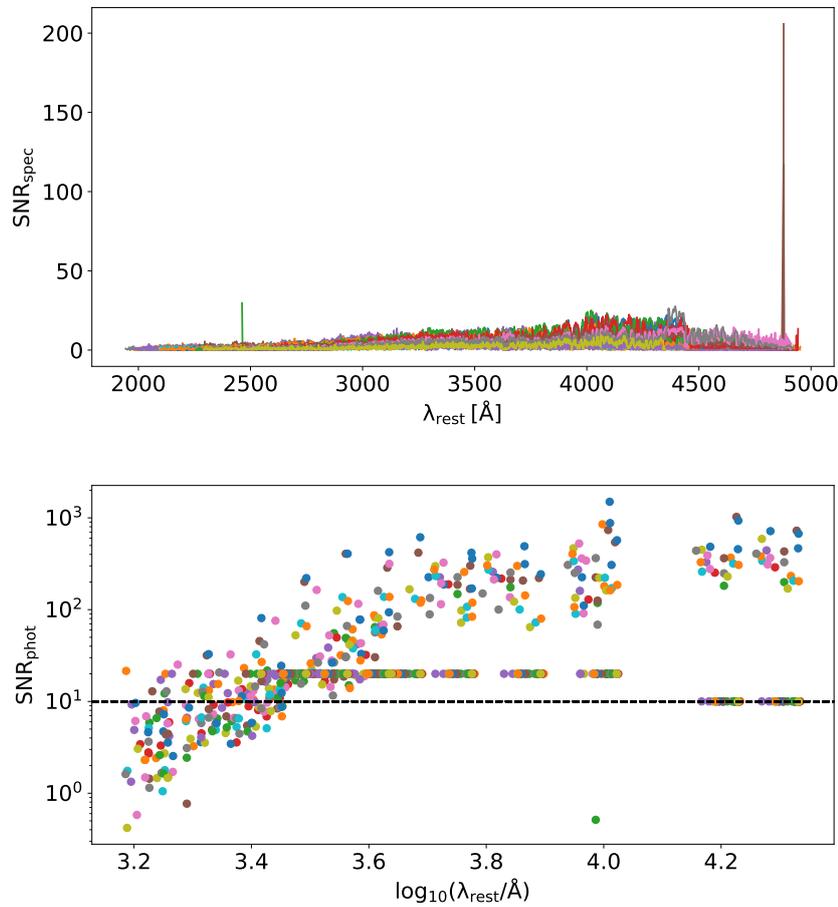


Figura 3.3 Rapporto segnale-rumore in funzione della lunghezza d'onda rest-frame per l'intero campione di 49 cronometri cosmici, in alto per la spettroscopia, in basso per la fotometria, prima della correzione delle anomalie. Si notano quindi i picchi di SNR in alcuni spettri e le differenze significative in SNR tra i punti fotometrici.

lo spettro a passare per i punti fotometrici con SNR più alto indipendentemente dal resto della fotometria e, soprattutto, dallo spettro osservato, come si osserva in figura 3.4. Se questo dislivello tra blu e rosso non venisse modificato, ne risulterebbe un fit dedicato praticamente alla fotometria rossa, che non terrebbe conto di tutte le caratteristiche nel blu, sia fotometriche che spettroscopiche, fondamentali per risalire alle proprietà fisiche di questi oggetti connesse ai processi di formazione stellare. Di conseguenza si è scelto di limitare la discrepanza in SNR tra i punti fotometrici e gli stessi spettri entro un ordine di grandezza, imponendo un limite superiore al rapporto segnale-rumore pari a 10.

Effettuate queste correzioni, spettro e fotometria sono stati fittati contemporaneamente con la configurazione di baseline, avente le seguenti caratteristiche:

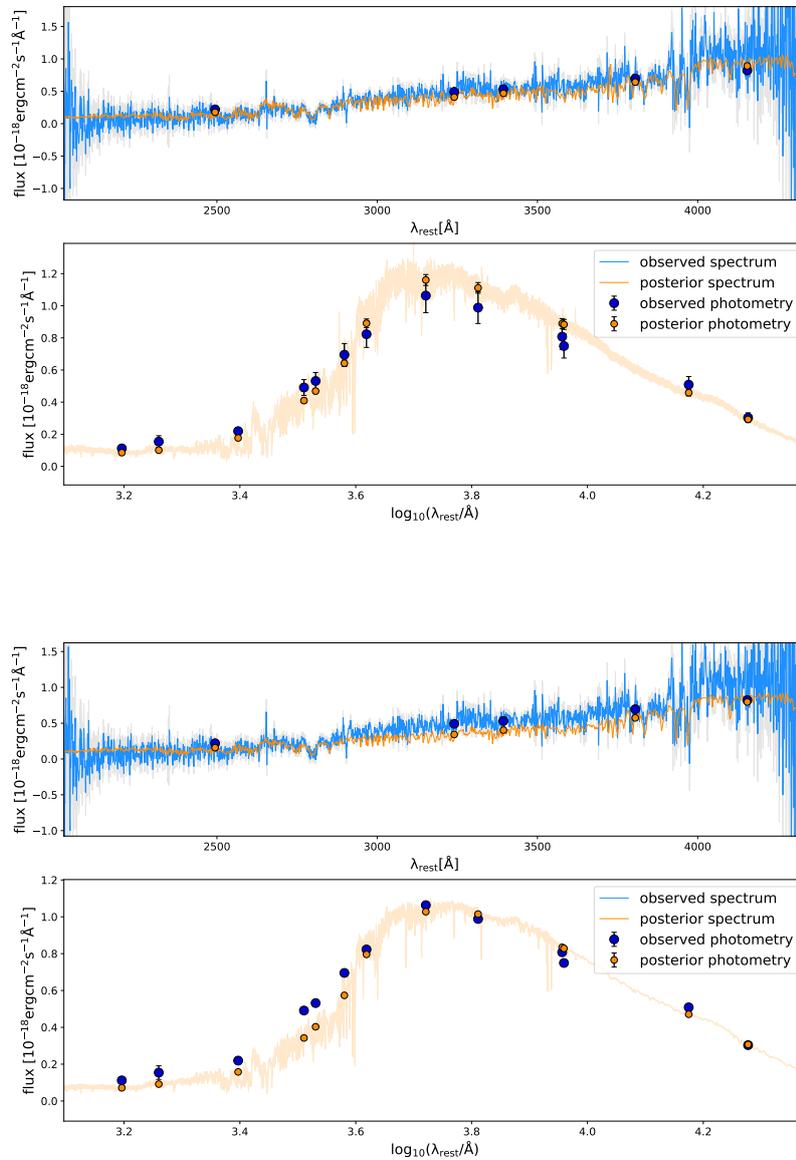


Figura 3.4 Esempio di fit in cui spettro e fotometria blu vengono mal riprodotti a causa dell'elevato SNR dei punti fotometrici più rossi (sopra) e il miglioramento che si ottiene imponendo il limite superiore all'SNR (sotto).

- SFH di tipo delayed, descritta dall'equazione 3.1.1;
- componente di attenuazione da polvere (*dust*) descritta in Salim et al. (2018). Si tratta di una legge di potenza come in Calzetti et al. (2000) ma con una deviazione della pendenza parametrizzata dalla quantità δ ;

Tabella 3.3 Tabella riassuntiva dell'insieme di parametri e prior della configurazione di baseline. A partire da sinistra: il tipo di componente, il parametro, il suo simbolo ed unità di misura, l'intervallo di validità del parametro, il tipo di prior e infine, quando presenti, gli iper-parametri.

Componente	Parametro	Simbolo [unità]	Intervallo	Prior	Iper-parametri
Globale	dispersione di velocità	σ_{vel} [km/s]	(10, 500)	logaritmico	
	età	age [Gyr]	(0, 20)	uniforme	
SFH	massa stellare formata	$M_{\text{formed}}/M_{\odot}$	(1, 10^{13})	logaritmico	
	metallicità	Z/Z_{\odot}	(0.14, 1.75)	logaritmico	
	durata della SF	τ	(0, 1)	uniforme	
dust	attenuazione in banda V	A_V [mag]	(0, 4)	uniforme	
	intensità del bump a 2175 Å	B	(0, 5)	uniforme	
	deviazione dalla slope in Calzetti et al. (2000)	δ	(-0.3, 0.3)	gaussiano	$\mu = 0, \sigma = 0.1$
calib	primo ordine	P_0	(0.75, 1.25)	gaussiano	$\mu = 1, \sigma = 0.1$
	secondo ordine	P_1	(-0.25, 0.25)	gaussiano	$\mu = 0, \sigma = 0.1$
	terzo ordine	P_2	(-0.25, 0.25)	gaussiano	$\mu = 0, \sigma = 0.1$
noise	rumore bianco	n	(1, 10)	logaritmico	

- componente *nebular*, implementata in Bagpipes utilizzando il codice Cloudy (Ferland et al., 2017), e descritta nel dettaglio in Carnall et al. (2018);
- redshift fissato ai valori di redshift spettroscopico individuati in VANDELS;
- parametri e prior come elencati in tabella 3.3.

Bagpipes fornisce in output la distribuzione di probabilità a posteriori per ogni parametro fittato, le relative stime al 16°, 50° e 84° percentile e lo spettro e la fotometria risultanti. Un esempio di fit estratto da questo run è riportato in figura 3.5. In figura 3.6 è mostrato invece il corrispondente *corner plot*, dove è possibile osservare sia le distribuzioni di probabilità a posteriori per ciascun parametro (posterior marginali), sia le distribuzioni di probabilità congiunte. Questo permette di analizzare visivamente se e come i parametri si influenzano tra di loro e verificare eventuali degenerazioni. Da questo grafico, ad esempio, si nota la presenza di degenerazione tra il parametro τ , stima indicativa della durata della SFH, e l'età della galassia. Si tratta di una caratteristica ritrovata nella maggior parte degli oggetti studiati utilizzando una SFH di tipo delayed.

Non sempre il processo di full-spectral-fitting va a buon fine, può capitare infatti che l'analisi dei parametri non raggiunga la convergenza o che dia come risultato spettri e/o fotometria che non riproducono i dati osservati. In questi casi, ovviamente, i risultati ottenuti non possono essere considerati come validi, quindi alla fine di ogni run è stato eseguito un controllo, galassia per galassia, sia dei corner plot che della spettrofotometria risultante, in modo da eliminare i *bad fit*. In generale sono stati catalogati come bad fit i casi in cui:

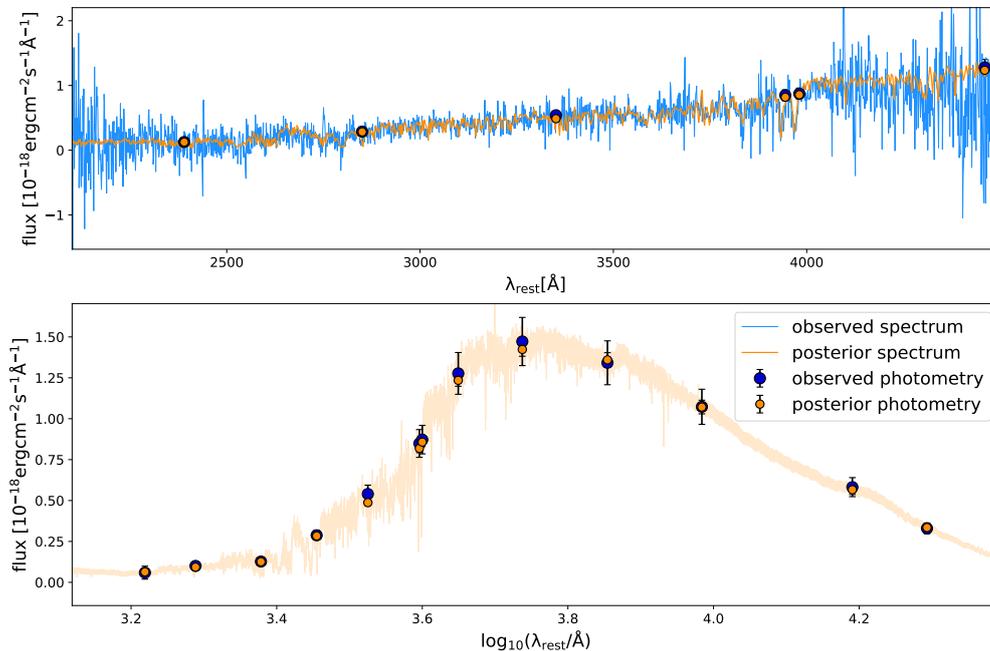


Figura 3.5 Esempio di fit a spettro e fotometria con la configurazione di baseline. In alto è riportato in blu lo spettro originale, in grigio l'errore associato e in arancione lo spettro modellato da Bagpipes. In basso l'analogo per la fotometria, quindi in blu i valori osservati e in arancione il risultato del fit.

- la distribuzione di probabilità a posteriori di uno o più parametri mostrano anomalie, come un profilo multi-piccato o un campionamento dello spazio dei parametri che non consente di individuare un valore di best-fit;
- il posterior di uno o più parametri converge ai limiti dell'intervallo di validità. In questo caso è stata fatta la sola eccezione per il parametro n di rumore, che per definizione è un fattore non negativo che riscalda l'errore sullo spettro. In molti casi esso converge a 1, il suo limite inferiore, semplicemente perché non risulta necessario applicarlo, quindi in queste situazioni il fit viene comunque considerato buono;
- lo spettro e/o la fotometria risultante mostrano evidenti discrepanze rispetto ai dati osservativi. Nel caso degli spettri questo può verificarsi sia in termini di continuo, sia in termini di emissioni di riga. In alcuni casi, ad esempio, il fit riproduce caratteristiche non esistenti nello spettro (come la riga dell'[OII]).

Un esempio di corner plot per un bad fit viene mostrato in figura 3.7.

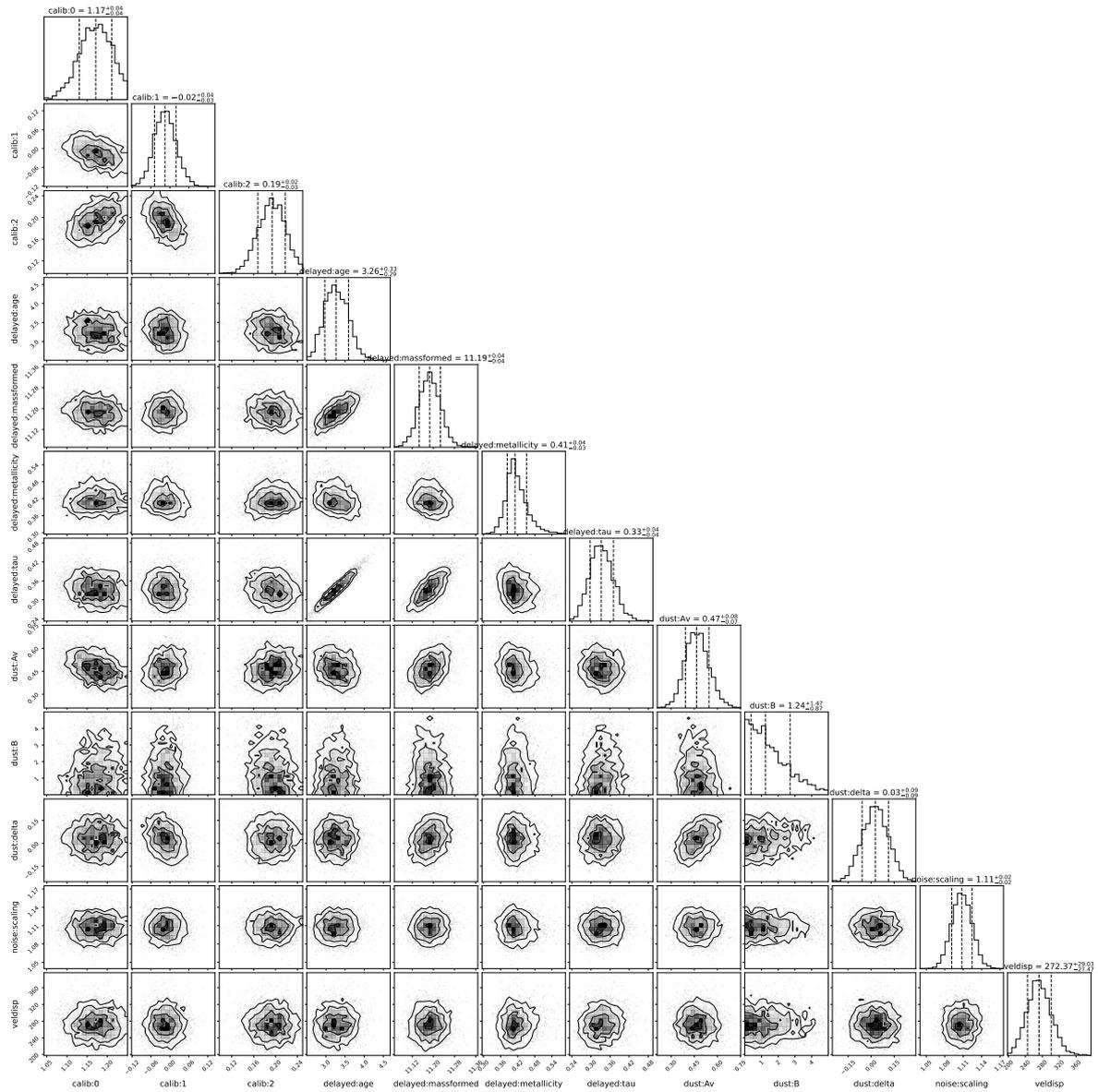


Figura 3.6 Corner plot di esempio, relativo al fit presentato in figura 3.5. Le curve nei posterior congiunti e le rette tratteggiate nei posterior marginali indicano i valori al 16°, 50° e 84° percentile.

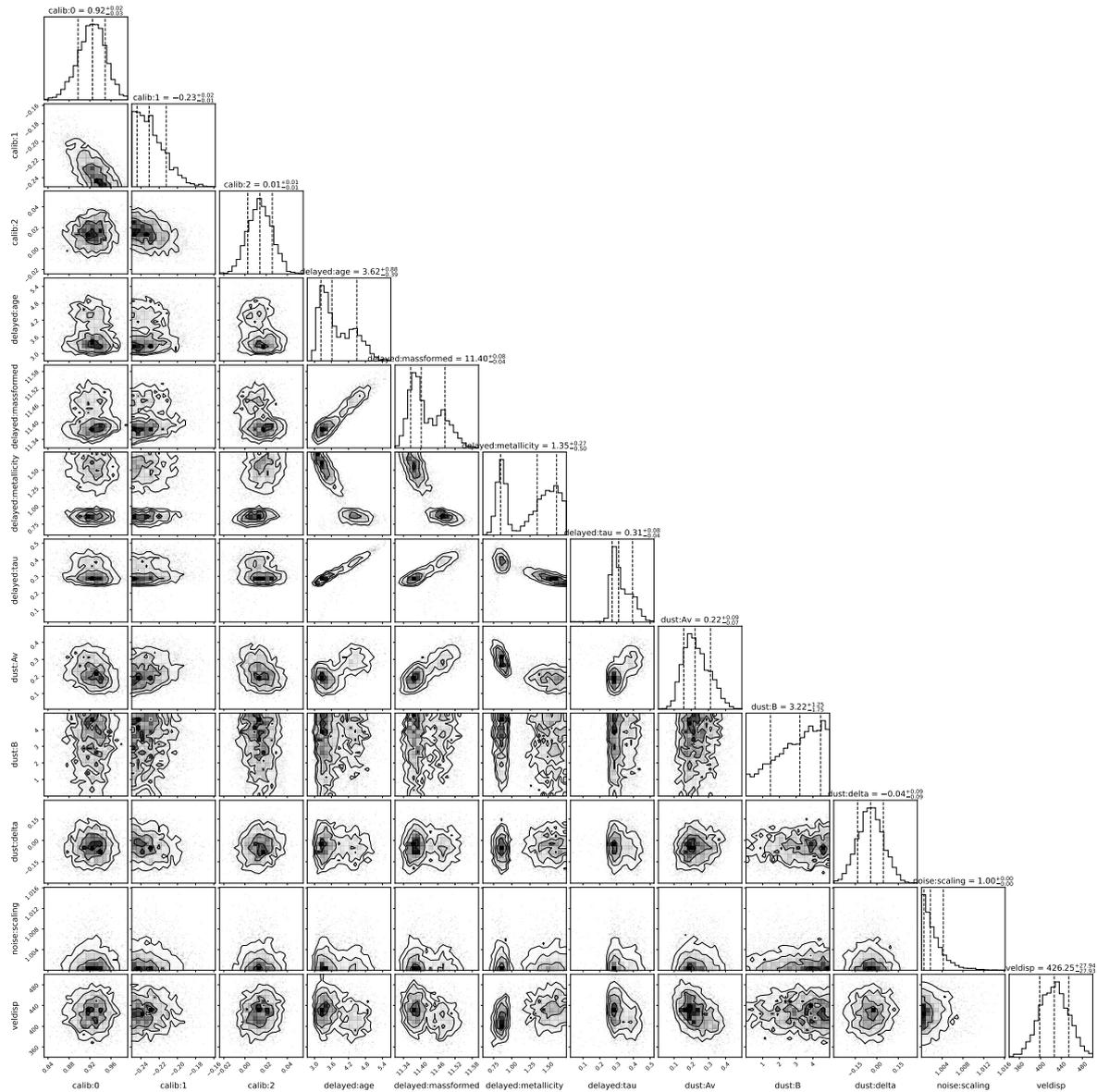


Figura 3.7 Esempio di corner plot per un bad fit che non ha raggiunto la convergenza di tutti i parametri. Si nota come età, massa e metallicità abbiano una distribuzione di probabilità a posteriori con due picchi, che non consente di individuare un valore di best fit.

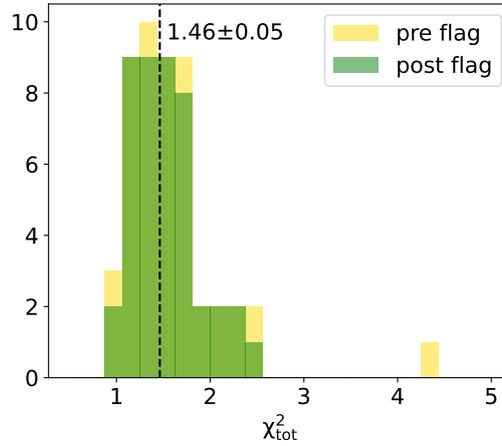


Figura 3.8 Distribuzione del chi-quadro ridotto prima (giallo) e dopo (verde) il flag dei bad fit per il run con configurazione di baseline. È riportato anche il valore mediano $\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$, indicato dalla linea tratteggiata verticale.

Nel caso specifico di questo run il processo ha portato ad eliminare cinque bad fit, per cui il campione ottenuto è di 44 galassie. In figura 3.8 è riportato l'istogramma del chi-quadro ridotto, calcolato contemporaneamente sui dati spettroscopici e fotometrici, prima e dopo il flag, da cui si evince che il processo di fitting riesce a riprodurre accuratamente i dati, con un chi-quadro ridotto mediano pari a $\tilde{\chi}_{tot}^2 = 1.46$.

Delle 44 galassie per le quali si è ottenuto un buon fit sono state studiate anche le proprietà fisiche, ricordando che *Bagpipes*, per ciascuna galassia, ne fornisce stime al 16°, 50° e 84° percentile. Da qui in avanti si farà riferimento ai valori al 50° percentile come ai best fit, e a questi si assoceranno un errore superiore e inferiore calcolati come differenze, in modulo, tra i valori al 50° con quelli all'84° e al 16° percentile. In figura 3.9 sono riportati gli istogrammi di alcune quantità rilevanti, sia prima che dopo il processo di pulizia. I valori riportati sono le mediane calcolate sul campione già ripulito.

Le distribuzioni mostrano che il campione di cronometri cosmici che abbiamo selezionato, in accordo con il processo di selezione, è costituito da oggetti:

- molto massivi, come si riscontra nella maggior parte delle galassie in evoluzione passiva, con massa stellare formata mediana pari a $\langle M_{\text{formed}} \rangle = 11.21 \pm 0.05$. Questo parametro è definito in modo leggermente diverso rispetto alla massa stellare, ma le due quantità sono strettamente correlate. In particolare, in [Carnall et al. \(2018\)](#) si definisce

$$M_{\text{formed}} = \int_0^t \text{SFR}(t') dt', \quad (3.11)$$

ovvero l'intera massa di stelle formata dalla galassia dalla sua formazione fino al tempo

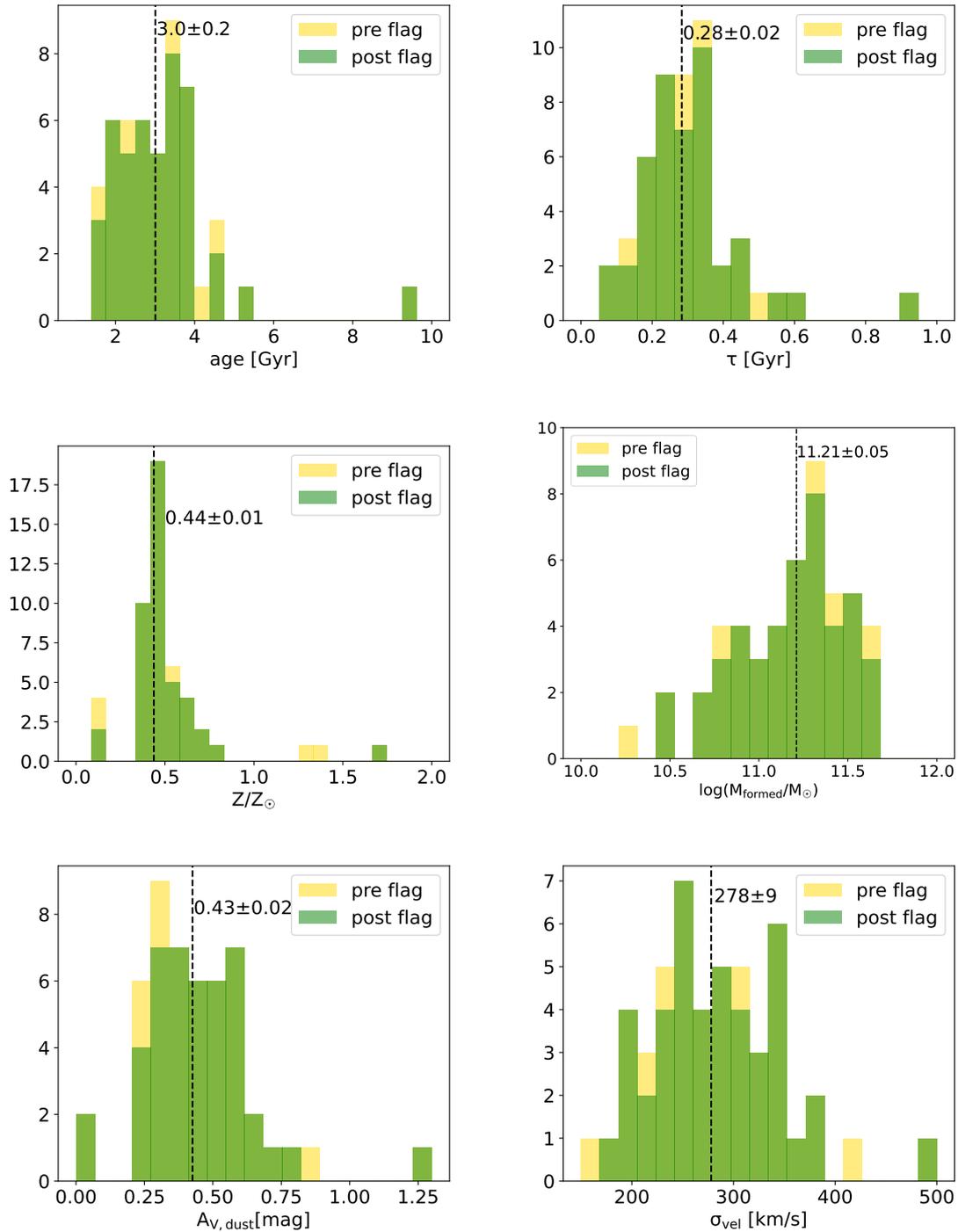


Figura 3.9 Istogrammi delle quantità ricavate via full-spectral-fitting, includendo sia spettri che fotometria e adottando la configurazione di baseline. In giallo il campione di totale di 49 oggetti, in verde il campione ripulito dai bad fit che conta 44 galassie. Per ogni quantità si riporta il valore mediano $\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$, indicato anche con una linea tratteggiata, calcolato sul campione pulito.

in cui viene osservata. È il parametro che *Bagpipes* utilizza per parametrizzare la massa della galassia e che verrà quindi utilizzato in questa analisi;

- con metallicità mediamente sotto-solare, in accordo con i risultati presentati in [Carnall et al. \(2021\)](#) relativi a un campione di galassie passive in VANDELS nel range $1.0 < z < 1.3$. Fa eccezione un solo oggetto con $Z \approx 1.7 Z_{\odot}$;
- con una fase di formazione stellare molto breve, testimoniata da un τ mediano sotto 0.3 Gyr. Anche questo risultato è in accordo con le aspettative perché, assumendo uno scenario di formazione delle galassie di tipo gerarchico (come descritto nel capitolo 1.2.2), gli oggetti più massivi sono quelli ad essersi formati per primi, in un episodio di formazione stellare molto breve ([Thomas et al. 2010](#), [Citro et al. 2017](#)). Queste stesse galassie dovrebbero essere quelle che poi, nelle epoche cosmiche successive, osserviamo in evoluzione passiva;
- estinzione da polvere non troppo pronunciata, con un'attenuazione in banda V mediana di 0.4 mag;

Adottando un approccio *look-back*, possiamo andare a studiare anche come queste quantità variano con il redshift. In particolare, per gli scopi di questa tesi, siamo interessati alla relazione età-redshift che sarà oggetto di studio approfondito nel capitolo successivo. In figura 3.10, a sinistra, è riportato il grafico età-redshift per l'intero campione con applicata una colorazione per massa stellare formata. Per completezza vengono riportati anche i valori relativi al campione a $z < 1.07$, che però non verranno utilizzati, nella zona ombreggiata del grafico. Osservando questo grafico si notano due risultati importanti. Il primo riguarda le stime ottenute sulle età che, nonostante siano libere di variare tra 0 e 20 Gyr indipendentemente dal redshift, risultano per il 95% inferiori all'età dell'Universo prevista da una cosmologia standard $f\Lambda$ CDM con parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc. Inoltre è evidente, come è stato osservato anche nell'analisi delle proprietà spettrali, che l'età diminuisce all'aumentare del redshift, compatibilmente con un modello cosmologico $f\Lambda$ CDM. La seconda riguarda la distribuzione in massa al variare del redshift, perché si nota come le galassie meno massive, ad ogni redshift, siano più giovani rispetto alle contemporanee più massive.

Sempre in figura 3.10 si trova anche il grafico $z_{\text{form}} - \log(M_{\text{formed}})$, dove il redshift di formazione è stato ricavato assumendo lo stesso modello $f\Lambda$ CDM utilizzato negli altri grafici. Esso mette in luce ancora una volta il trend crescente del redshift di formazione in funzione della massa stellare formata, con il campione a massa $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) < 11$ che si colloca mediamente nell'intervallo $1.5 \lesssim z_{\text{form}} \lesssim 4$ mentre quello a massa $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \geq 11$ copre

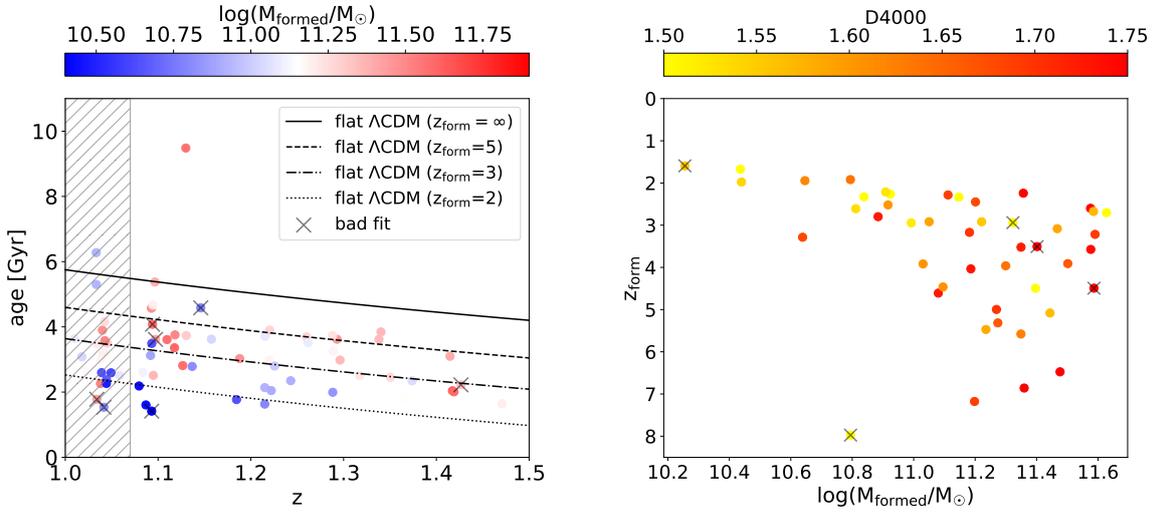


Figura 3.10 A sinistra: grafico età-redshift relativo al run con configurazione di baseline per il campione di 49 oggetti. Nella zona ombreggiata si trovano i valori relativi agli ulteriori 23 oggetti $z < 1.07$. È stata applicata una colorazione per massa stellare formata, anch'essa fornita dal fit, e sono indicati con una X tutti i casi individuati come bad fit. Sullo sfondo, per confronto, sono riportati gli andamenti teorici previsti da un modello flat Λ CDM con diversi redshift di formazione e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc. A destra: redshift di formazione in funzione della massa stellare formata, colorato per D4000.

il range $2 \lesssim z_{\text{form}} \lesssim 7$. Tale risultato si trova in accordo con studi analoghi condotti sullo stesso campione (Carnall et al., 2019) ma anche con i risultati ottenuti in altri lavori, condotti con dati differenti, nello stesso intervallo di redshift osservato (Pacifci et al., 2016). La colorazione per D4000 invece rimarca la relazione tra questa proprietà spettrale e l'età della galassia, in quanto gli oggetti con i D4000 più bassi si collocano anche a minori redshift di formazione, e sono quindi più giovani. Quanto detto finora porta ancora una volta a confermare un accordo dei risultati con il paradigma del mass-downsizing.

Per quanto riguarda invece gli altri grafici di figura 3.11 si può affermare che per il campione a massa maggiore non si notano particolari variazioni di queste proprietà con il redshift, mentre nel caso del campione a massa minore sia la massa stellare formata che la dispersione di velocità aumentano andando a redshift più alti. Si tratta di un effetto ben noto e atteso quando si studiano gli oggetti di una stessa survey a redshift differenti: muovendoci verso l'Universo lontano riusciremo ad osservare solo quelli intrinsecamente più luminosi, perché la luminosità di soglia sarà la stessa che si ha a basso redshift ma la loro distanza sarà maggiore. Dato che sia la massa che la dispersione di velocità sono direttamente proporzionali alla luminosità intrinseca delle galassie, questo effetto si nota in particolare per queste

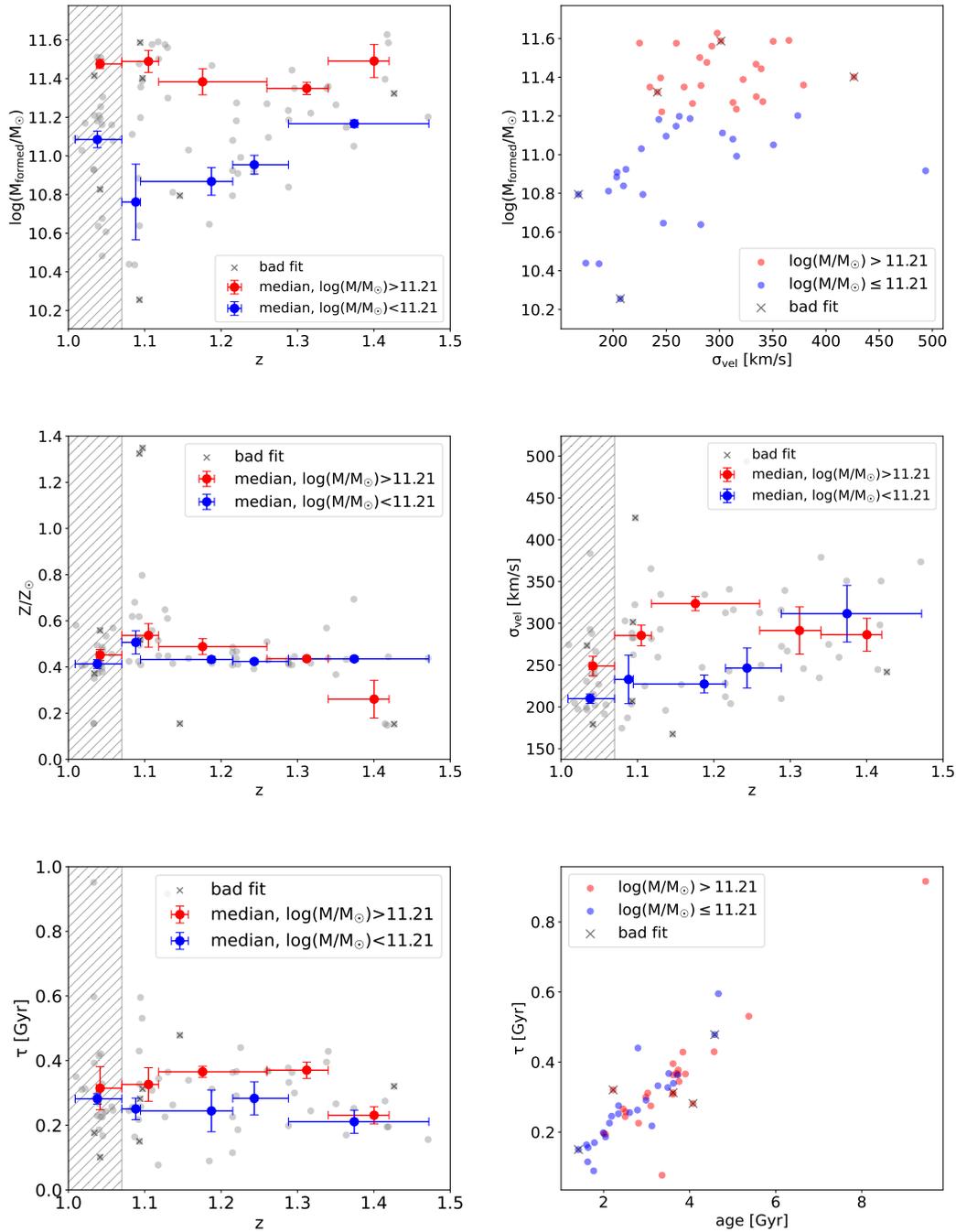


Figura 3.11 Andamento con il redshift di età, massa, metallicità, dispersione di velocità e del parametro τ per il campione finale fittato con configurazione di baseline. Nella zona ombreggiata i risultati del fit sul campione a $z < 1.07$. In rosso e in blu sono indicati i valori mediiani relativi al campione con massa stellare formata rispettivamente maggiore e minore di $10^{11.21} M_{\odot}$, calcolati in bin equipopolati (~ 6 galassie ognuno). Per il grafico età-redshift sono riportati anche gli andamenti teorici con diversi redshift di formazione basati sul modello Λ CDM e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ e $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$.

due quantità, mentre la metallicità, ad esempio, non ne è affetta. Da queste osservazioni si evince però che, per avere un campione consistente a tutti i redshift, sarà necessario operare un taglio in massa stellare ed eliminare la coda a masse più basse. Si ritornerà su questo punto nel capitolo successivo.

Un'osservazione ulteriore riguarda il grafico τ - z di figura 3.11, in cui si nota che sia per il campione high-mass che per quello low-mass il valore di τ rimane circa costante a tutti i redshift, con un valore mediano che si colloca intorno a 0.3 Gyr, consistente con altri risultati di letteratura (Thomas et al. 2010, Citro et al. 2017). Tuttavia, il trend in massa qui sembra invertito: galassie con masse più alte hanno una durata della formazione stellare mediamente più lunga rispetto ai contemporanei a massa inferiore, al contrario rispetto a quanto suggerito dal mass-downsizing. Il problema, in questo caso, è la degenerazione esistente tra l'età degli oggetti e il parametro τ , la quale implica una proporzionalità diretta tra queste due quantità, come si può osservare nel grafico in basso a destra in figura 3.11. Si tratta di un effetto noto in letteratura (Gavazzi et al., 2002), che si verifica quando viene utilizzata una SFH di tipo delayed, poiché risulta complesso separare il contributo delle due variabili sulla forma dello spettro. Tuttavia, per quanto presente ed evidente, questa degenerazione non è tale da invalidare i risultati: i valori di τ spaziano in un intervallo limitato, lontano dal limite del prior, e non mostrano un trend con il redshift, mentre le età diminuiscono con il redshift in modo consistente con la cosmologia e, soprattutto, mantenendosi inferiori all'età dell'Universo prevista da una cosmologia standard.

Alla luce della bontà dei fit e dei risultati ottenuti, la configurazione descritta in questa sezione sarà quella utilizzata per gli studi cosmologici successivi. Nella prossima sezione verranno descritti invece, per confronto, i risultati ottenuti per alcuni dei test citati in tabella 3.2.

3.3 Variazioni della baseline e impatto sui risultati

Uno degli aspetti più importanti da considerare nella stima di parametri fisici è quello di tenere sotto controllo possibili effetti sistematici, potenziali sorgenti di bias per le analisi cosmologiche successive. Tali effetti possono essere legati anche alla scelta che viene fatta circa il modello con cui eseguire il fit dei dati, quindi è necessario indagare se e come i risultati variano al variare del modello scelto. In questo capitolo verranno dunque presentati i risultati di due test rappresentativi, in cui il fit è stato eseguito con due configurazioni diverse dalla configurazione di baseline: il primo variando il tipo di SFH e il secondo fittando solamente i dati di spettroscopia.

Tabella 3.4 Tabella riassuntiva dell'insieme di parametri e prior relativi alla sola componente di SFH di tipo double-power-law. A partire da sinistra: il tipo di componente, il parametro, il suo simbolo ed unità di misura, l'intervallo di validità del parametro e il tipo di prior.

Componente	Parametro	Simbolo [unità]	Intervallo	Prior
SFH	massa stellare formata	$M_{\text{formed}}/M_{\odot}$	(1, 10^{13})	logaritmico
	metallicità	Z/Z_{\odot}	(0.14, 1.75)	logaritmico
	pendenza decrescente	α	(0.01, 1000)	logaritmico
	pendenza crescente	β	(0.01, 1000)	logaritmico
	età dell'Universo al picco	τ [Gyr]	(0.1, 20)	uniforme

3.3.1 Modello 1 - effetto della variazione della SFH

Nella costruzione del modello per il full-spectral-fitting la scelta della storia di formazione stellare è sicuramente una delle più impattanti. Questa andrà a descrivere come il tasso di formazione stellare è variato nel tempo, e quindi detterà anche la storia di arricchimento chimico della galassia come anche la massa complessiva formata. Per la configurazione di baseline è stata utilizzata la SFH di tipo *delayed*, i cui risultati sono stati appena discussi, ma è interessante osservare come cambiano i risultati adottando un'altra SFH molto utilizzata, quella di tipo *double-power-law*. Si farà riferimento alla configurazione di questo test come *modello 1*, il quale avrà settaggi uguali alla configurazione di baseline, eccetto che per la SFH.

Come accennato in sezione 3.1.1, sia la SFH *delayed* che la *double-power-law* sono caratterizzate da una fase crescente e una decrescente ma nel primo caso le due pendenze non sono indipendenti perché dettate fondamentalmente dal parametro τ , mentre per la *double-power-law* una è descritta dalla variabile α e l'altra dalla variabile β . Questo aggiunge un parametro libero al fit, per cui il set di parametri relativo alla SFH per il modello 1 diventa quello descritto in tabella 3.4. Per tutte le altre componenti i parametri e i prior sono gli stessi della configurazione di baseline descritti in tabella 3.3.

Per quanto riguarda l'età, oltre alla definizione principale data nell'equazione 3.6, Bagp ipes fornisce anche un'altra definizione, detta *mass-weighted*, che diventa importante nel caso di una SFH *double-power-law*. Tale quantità viene calcolata come:

$$age_{MW} = t_U(z_{obs}) - t_{U,MW}(z_{form}) = t_U(z_{obs}) - \frac{\int_0^{t_{obs}} t \text{SFR}(t) dt}{\int_0^{t_{obs}} \text{SFR}(t) dt}. \quad (3.12)$$

È molto simile alla definizione precedente (eq. 3.6) ma in questo caso l'età dell'Universo al redshift di formazione della galassia viene pesato sullo SFR dell'oggetto, nell'altro cor-

risponde all'età dell'Universo in cui ha avuto inizio la formazione stellare. La differenza tra queste due definizioni può diventare significativa nel caso della SFH double-power-law se la fase crescente è lenta, ovvero se il parametro β è piccolo. Per la SFH di tipo delayed, invece, utilizzare la prima o la seconda non è di particolare impatto perché la fase crescente è sempre molto ripida.

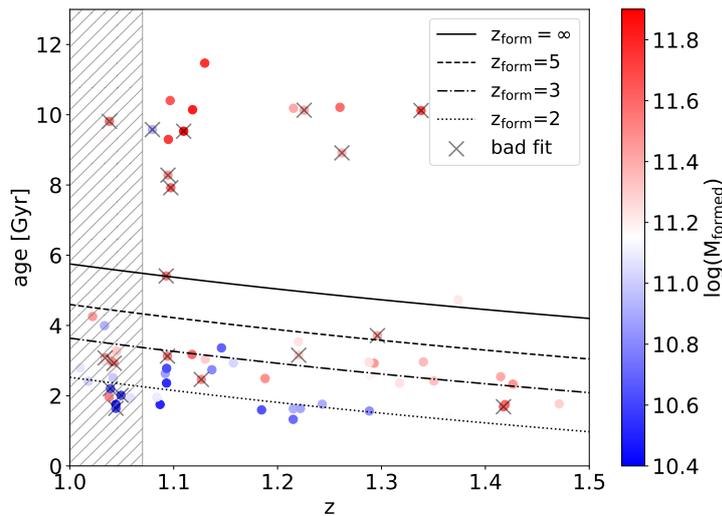


Figura 3.12 Grafico età-redshift relativo al run con modello 1 per il campione di 49 oggetti. Nella zona ombreggiata si trovano i valori relativi agli ulteriori 23 oggetti a $z < 1.07$. È stata applicata una colorazione per massa stellare formata, anch'essa fornita dal fit, e sono indicati con una X tutti i casi individuati come bad fit. Sullo sfondo, per confronto, sono riportati gli andamenti teorici previsti da un modello flat Λ CDM con diversi redshift di formazione e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc.

In figura 3.12 è riportato il grafico età-redshift per il run con SFH double-power-law, dove le età sono appunto definite come in equazione 3.12. Si nota immediatamente che, rispetto al run con configurazione di baseline, in questo c'è un numero significativo di oggetti con età molto più alta rispetto a quella prevista dalla cosmologia e anche che il numero di bad fit è maggiore rispetto al caso precedente. Ben 13 galassie, infatti, mostrano problemi di convergenza nello spazio dei parametri con profili a doppio picco o massimi in prossimità degli estremi dei prior, lasciando un campione finale di 36 oggetti. Dal punto di vista della colorazione in massa, invece, ritroviamo l'atteso trend di mass-downsizing. Esclusi i bad fit, l'accordo tra spettri e fotometria fittati con quelli osservati è ugualmente buono, con un $\tilde{\chi}_{\text{tot}}^2 = 1.46 \pm 0.06$, ma le stime dei parametri fisici, come le età appena osservate, mostrano alcune differenze rispetto alla configurazione di baseline. Per comprendere meglio i risultati ottenuti e confrontarli con quelli descritti nella sezione precedente, è stato ricavato un

sottocampione che comprendesse tutti gli oggetti catalogati come fit buoni sia nel run con configurazione di baseline che nel run con modello 1 (33 in totale) e per queste galassie sono state confrontate le diverse proprietà fisiche risultanti dai due run. In figura 3.13 vengono riportati i grafici di confronto per le variabili di maggiore interesse, sulle ascisse i risultati per la baseline e sulle ordinate quelli per modello 1. Le età riportate sono in entrambi i casi di tipo mass-weighted.

Ciò che si evidenzia da questi grafici è che per la maggior parte degli oggetti i risultati ottenuti per i vari parametri sono molto simili tra i due run, se non identici. Si riscontrano delle differenze principalmente per il gruppo di galassie con età superiori a 5 Gyr, le stesse che nel grafico di figura 3.12 mostrano età incompatibili con l'età dell'Universo prevista dalla cosmologia. Si evidenzia anche come, applicando una colorazione a seconda del valore di $\log(\beta)$, queste mostrino tutte valori di $\log(\beta)$ negativi (ovvero $\beta < 1$), indicando che il fit converge verso una SFH con una fase crescente molto lenta. Queste stesse galassie hanno anche una massa stellare formata e una metallicità maggiori rispetto al run precedente. In figura 3.15, in alto, sono mostrate due SFH normalizzate al loro valore di picco ottenute utilizzando la configurazione di baseline (in verde) e il modello 1 (in viola) per una galassia in cui il fit con SFH double-power-law converge a $\beta < 1$. Si nota immediatamente che la soluzione individuata da modello 1 non è una soluzione fisica, sia nella forma della SFH che nella sua durata. Quando β è compreso tra 0 e 1, la fase crescente è rappresentata da una funzione concava che costringe la SFH a crescere molto lentamente, e quindi a prolungarsi per un tempo che può superare l'età dell'Universo.

Dato che questo tipo di soluzioni non sono realistiche, si decide di ripetere il fit per le 13 galassie con $\beta \leq 1$ modificando il prior logaritmico su β da $[0.01, 1000]$ a $[1, 1000]$, nell'ipotesi che esista una soluzione fisicamente accettabile in un'altra zona dello spazio dei parametri, e che quella ottenuta prima corrisponda semplicemente ad un picco secondario verso cui il fit finisce per convergere. Si farà riferimento a questa configurazione come *modello 1a*. In figura 3.16, a sinistra, viene mostrato il grafico età-redshift ottenuto con il nuovo prior su β , sovrapposto ai valori ottenuti con modello 1. Si nota un miglioramento generale, poiché le età diminuiscono per tutte le galassie e per 5 di esse tornano ad essere compatibili con l'età dell'Universo, ma per le restanti 8 il problema non appare del tutto risolto. In figura 3.15, al centro, è mostrata la nuova forma della SFH double-power-law in uno di questi casi. Si nota che la fase crescente non è più concava ma ha ancora una durata incompatibile con l'età dell'Universo, come se il fit stesse ancora convergendo verso la soluzione precedente.

Per verificare questa ipotesi si ripete nuovamente il test alzando il limite inferiore del prior a 10 e coinvolgendo quindi tutti gli oggetti per cui $\beta \leq 10$ nel primo fit (17 in tutto). Questa seconda configurazione viene identificata come *modello 1b* e in figura 3.16, a destra, se ne

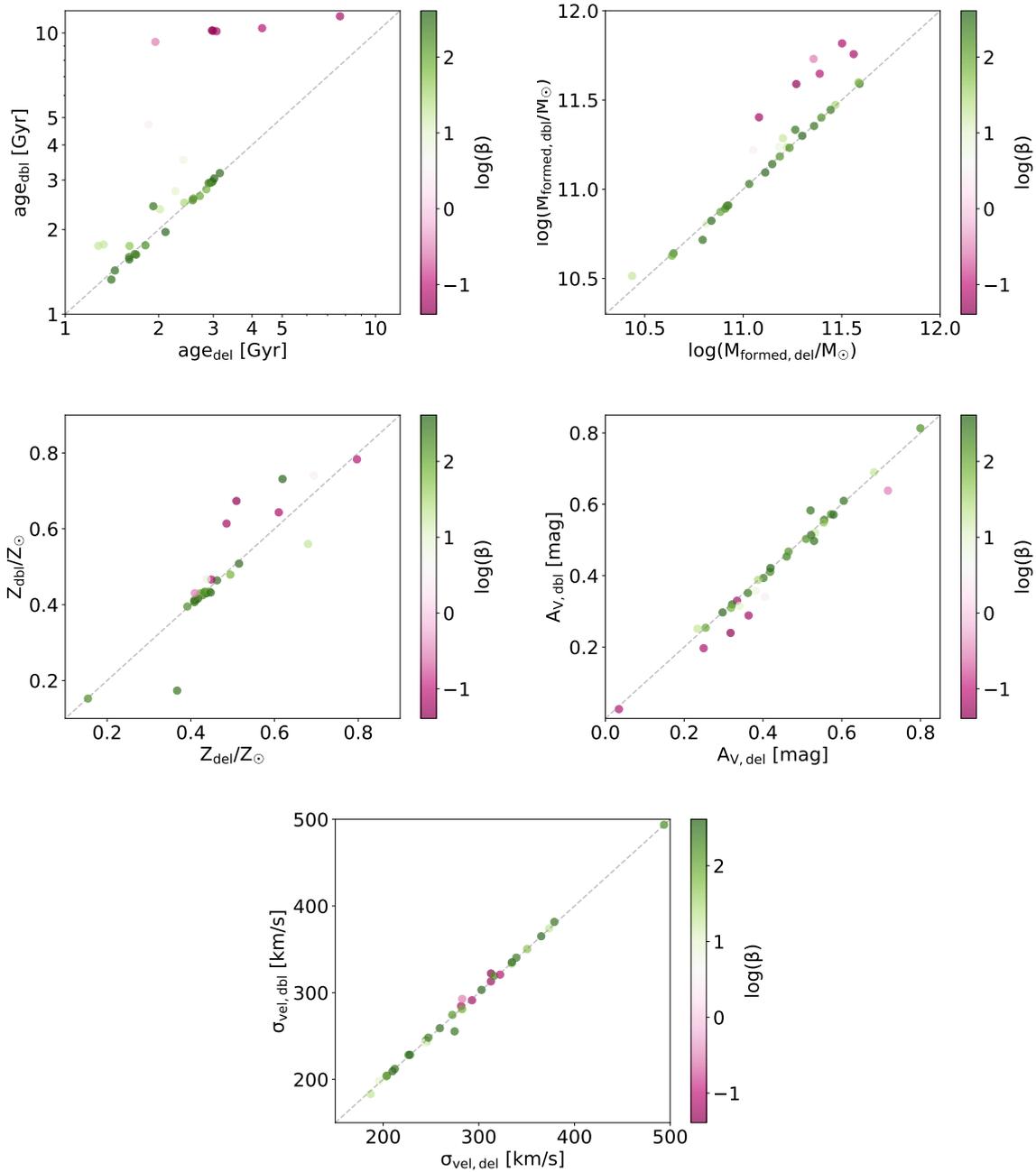


Figura 3.13 Confronto tra i risultati del run con SFH delayed (baseline) e double-power-law (model1), rispettivamente sulle ascisse e sulle ordinate di ogni grafico. È stata applicata una colorazione a seconda del valore di β , parametro che detta la pendenza della fase crescente per la SFH double-power-law.

mostrano i risultati. Per 15 galassie l'adozione del nuovo prior sembra risolutiva, poiché è in grado di riportare il risultato a soluzioni fisicamente accettabili. Soprattutto, in questi casi, il fit converge verso valori di β ben lontani dal limite inferiore del prior, confermando la presenza di un altro picco di probabilità nello spazio dei parametri corrispondente a soluzioni realistiche. Un chiaro esempio di questo fatto si ha in figura 3.15, in cui, dall'alto verso il basso, è mostrata l'evoluzione della forma della SFH e del valore di β per una stessa galassia utilizzando i tre diversi prior. Si può notare anche che la nuova SFH ottenuta con modello 1b assume una forma molto simile a quella della SFH di tipo delayed relativa al run con configurazione di baseline pur essendone indipendente, a conferma che questa forma di SFH sembra essere quella rappresentativa per questo campione di oggetti

In figura 3.14 è invece mostrata, per la stessa galassia di figura 3.15, la differenza tra lo spettro risultante da modello 1b e quello ottenuto in modello 1. Sebbene sembrano quasi identici, la sottrazione dei flussi in funzione della lunghezza d'onda (pannello in basso) mette in luce delle sottili differenze: lo spettro di modello 1 risulta il più rosso tra i due, mostrando un flusso inferiore a $\lambda \lesssim 4000 \text{ \AA}$ e invece un flusso più intenso a $\lambda \gtrsim 4000 \text{ \AA}$; modello 1b invece mostra righe della serie di Balmer meno intense ma contemporaneamente un'emissione [OII] più pronunciata, seppur contenuta. Queste caratteristiche sono in linea con le relative età e SFH: in modello 1 la galassia si è formata prima, quindi ha un'età più alta e un continuo più rosso, ma la formazione stellare è perdurata nel tempo, il che spiega la serie di Balmer più intensa; in modello 1b invece la SFH è più recente, quindi l'età è più bassa e lo spettro più blu, ma è anche più compatta e quindi risente meno di episodi di formazione stellare che approfondirebbero le righe di Balmer. La presenza dell'emissione OII, invece, non è una caratteristica presente nello spettro osservato, e quindi sembra un artefatto del fit che però, per come è costruito il codice, non ha nessun impatto sulla SFH dell'oggetto fittato.

In tabella 3.5 sono riportati i valori mediani di alcune proprietà fisiche ottenute con i diversi modelli e le rispettive differenze percentuali medie con i risultati ottenuti nel run di baseline per gli stessi oggetti. Da qui si può apprezzare quantitativamente il miglioramento dell'accordo tra i risultati del fit con SFH delayed e del fit con SFH double-powerlaw per il gruppo di oggetti con $\beta \leq 1$, passando da modello 1 a modello 1a e poi modello 1b. In particolare, la differenza percentuale media in età passa dal 213% al 34% e quella in massa dal 2.6% allo 0.5%.

Il quadro che sembra delinarsi da quanto osservato fin qui è che lasciando completamente liberi i parametri β e α che descrivono come il tasso di formazione stellare cresce e decresce nel tempo, e contemporaneamente rimuovendo i vincoli sull'età dati dalla cosmologia, questo può portare ad ottenere SFH non realistiche e soluzioni non fisiche. Resta da comprendere il motivo per cui in alcuni oggetti si ottengono soluzioni realistiche già con

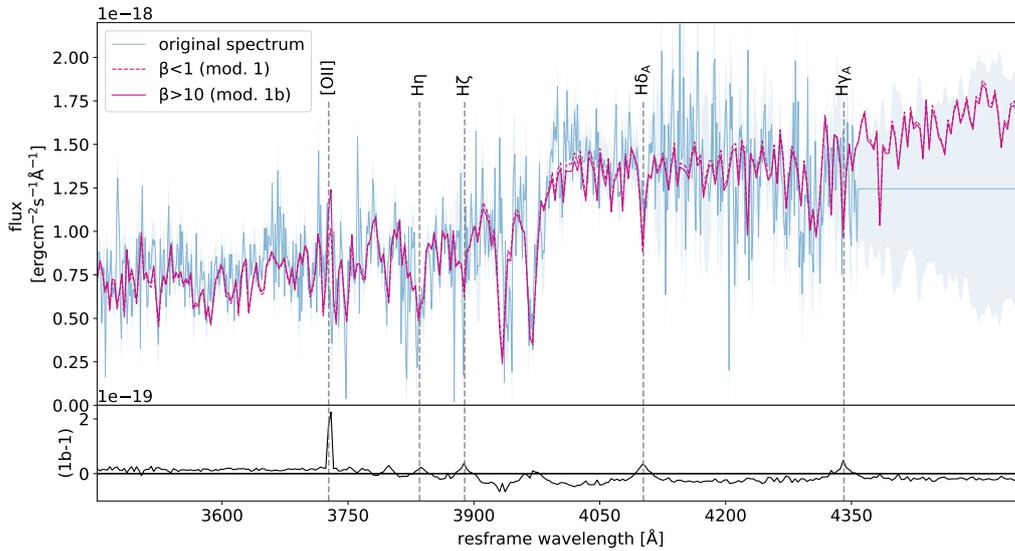


Figura 3.14 Confronto tra gli spettri risultanti dal fit con modello 1 (linea tratteggiata) e modello 1b (linea continua) per la galassia UDS141008. Sullo sfondo è mostrato anche lo spettro osservato e il relativo errore, in azzurro. In basso è mostrata la differenza in flusso tra lo spettro da modello 1b e lo spettro da modello 1.

modello 1, senza dover restringere il prior su β , mentre per altri sia necessario imporre il prior di modello 1b.

Dal momento che la trattazione di questi aspetti è ancora preliminare, si decide di prendere come riferimento per il fit con SFH double-power-law i risultati ottenuti in modello 1 rimuovendo dal campione gli oggetti con $\beta \leq 10$, riducendolo così a 27 galassie. Per queste vengono mostrati i grafici età-redshift e metallicità-redshift mediani in figura 3.17, in cui si evidenziano i comportamenti già osservati per i risultati di baseline: invecchiamento progressivo della popolazione al diminuire del redshift, mass-downsizing e metallicità costante. Come risulta evidente dall'ultimo blocco di righe in tabella 3.5, infatti, per questo gruppo di galassie i risultati sono quasi identici a quelli del run con configurazione di baseline, con una differenza percentuale media in età pari al 4.5%, e inferiore al 2% per gli altri parametri. In conclusione, la scelta di utilizzare i risultati della configurazione di baseline piuttosto che quelli del modello 1, tralasciando le problematiche legate alla SFH, è data dal fatto che comunque, a parità di risultati, è preferibile portare avanti l'analisi con il modello avente il numero minore di parametri liberi.

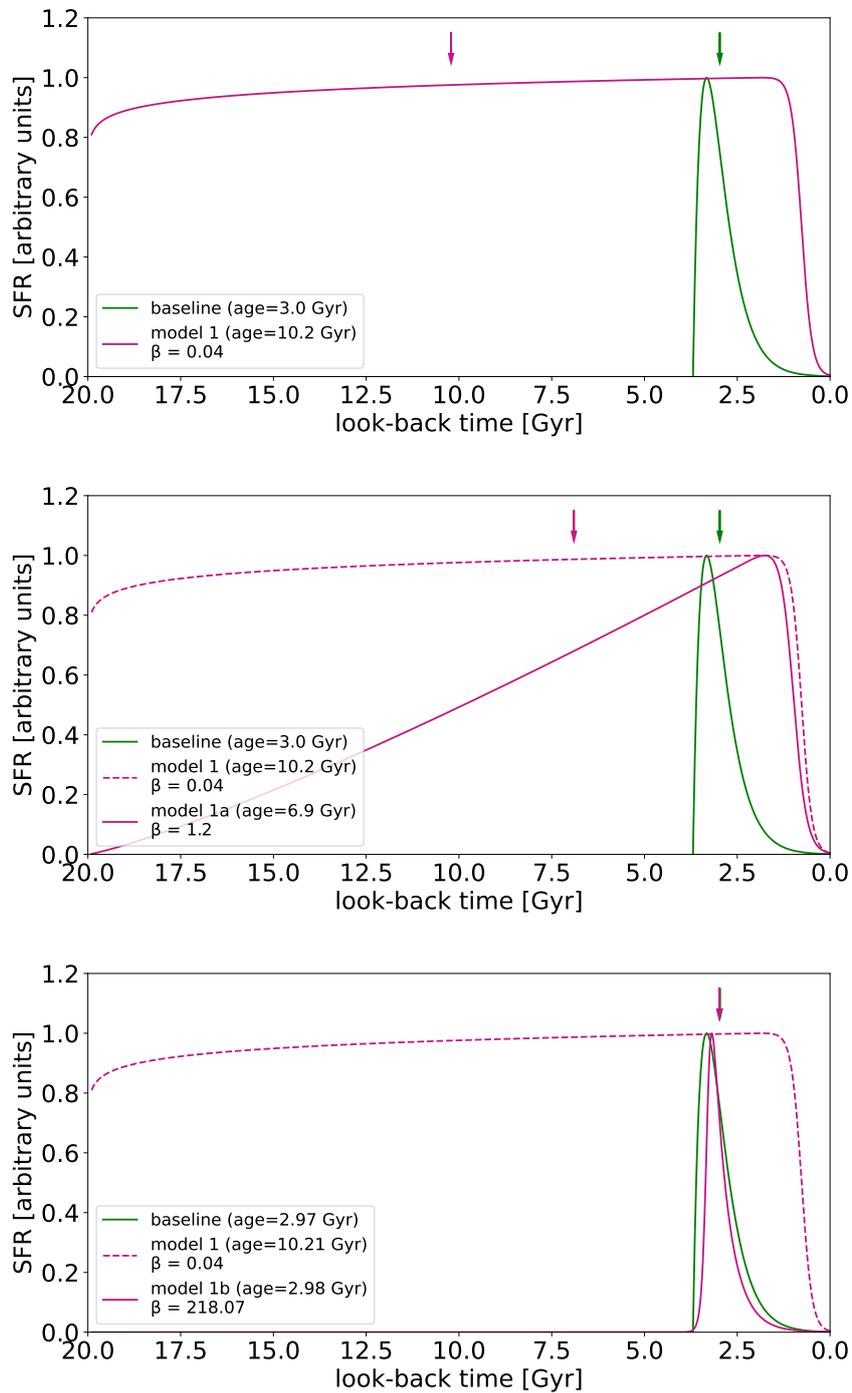


Figura 3.15 Rappresentazione della SFH (double-power-law) risultante dal fit della galassia UDS141008 per modello 1 (in alto), modello 1a (al centro) e modello 1b (in basso) a confronto con la SFH (delayed) risultante dal fit di baseline. In ciascun caso la linea continua viola corrisponde alla SFH double-power-law e quella verde alla SFH delayed e le frecce dello stesso colore indicano le rispettive età mass-weighted. Per modello 1a e 1b è mostrata, per riferimento, anche la SFH di modello 1 con linea tratteggiata.

Tabella 3.5 Valori mediani ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$) di alcune quantità rilevanti per la configurazione di baseline a confronto con i risultati dei fit con modello 1, modello 1a e modello 1b. Per ciascuno di essi, i valori mediani vengono calcolati sul campione di fit buoni in comune tra la baseline e il modello in questione. Sotto ciascun valore viene riportata tra parentesi la differenza percentuale media rispetto ai valori corrispondenti nella configurazione di baseline, calcolata come $\langle [(x - x_{\text{baseline}})/x_{\text{baseline}}] \rangle$. Per modello 1 sono riportate le mediane e le differenze percentuali anche per i sottocampioni con $\beta > 1$, $\beta \leq 1$ e $\beta > 10$.

Configurazione	age _{MW} [Gyr]	log(M _{formed} /M _⊙)	Z/Z _⊙	A _{V,dust} [mag]	σ _{vel} [km/s]	n° gal
baseline	2.4 ± 0.1	11.19 ± 0.05	0.437 ± 0.007	0.42 ± 0.03	282 ± 14	33
modello 1	2.6 ± 0.2 (+48%)	11.24 ± 0.08 (+0.6%)	0.432 ± 0.005 (+0.7%)	0.41 ± 0.03 (-4%)	285 ± 13 (<0.1%)	33
modello 1 (β>1)	2.5 ± 0.2 (+11%)	11.18 ± 0.07 (<0.1%)	0.430 ± 0.005 (-1.7%)	0.45 ± 0.03 (-1.2%)	259 ± 13 (-0.2%)	27
modello 1 (β≤1)	10.20 ± 0.08 (+213%)	11.69 ± 0.05 (+2.6%)	0.63 ± 0.06 (+12%)	0.26 ± 0.04 (-17%)	303 ± 9 (+1.1%)	6
baseline (β≤1)	2.97 ± 0.09	11.35 ± 0.09	0.51 ± 0.03	0.33 ± 0.05	282 ± 15	11
modello 1a	6.1 ± 0.6 (+102%)	11.46 ± 0.03 (+1.2%)	0.48 ± 0.06 (+7%)	0.31 ± 0.02 (+57%)	289 ± 13 (-1%)	11
baseline (β≤10)	2.9 ± 0.2	11.35 ± 0.06	0.51 ± 0.03	0.37 ± 0.03	282 ± 13	15
modello 1b	3.0 ± 0.1 (+34%)	11.34 ± 0.06 (+0.5%)	0.48 ± 0.02 (-13%)	0.37 ± 0.03 (+22%)	284 ± 11 (+0.3%)	15
baseline (β>10)	2.1 ± 0.1	11.15 ± 0.07	0.428 ± 0.005	0.47 ± 0.03	272 ± 18	25
modello 1 (β>10)	2.4 ± 0.2 (+4.5%)	11.14 ± 0.07 (<0.1%)	0.430 ± 0.004 (-2%)	0.47 ± 0.03 (-0.4%)	259 ± 16 (-0.2%)	25

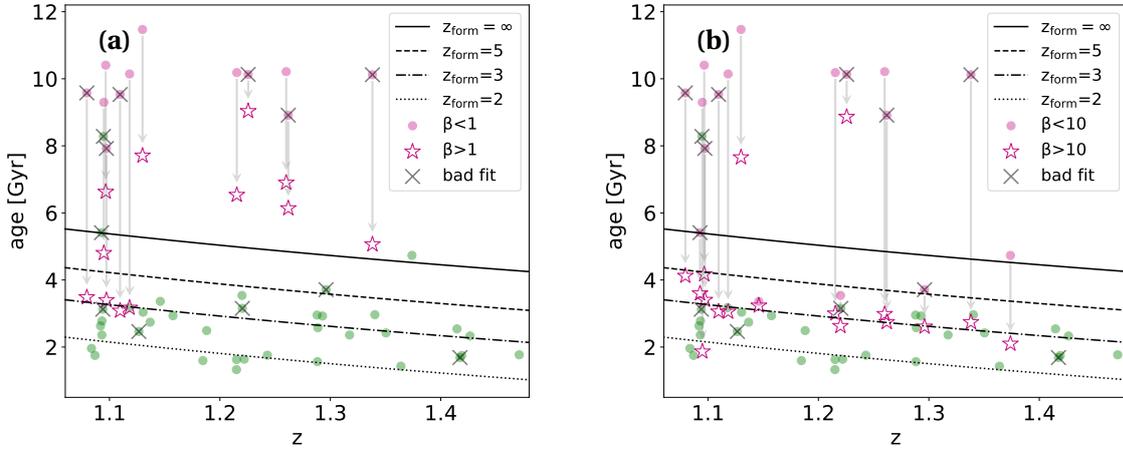


Figura 3.16 Grafici età-redshift per modello 1a (a sinistra) e modello 1b (a destra) a confronto con i risultati di modello 1. In ciascuno, i punti rappresentano i risultati di modello 1 e le stelle quelli di modello 1a o 1b. Le frecce connettono i punti di modello 1 coinvolti nei nuovi fit (colorati di viola) con i corrispondenti risultati in modello 1a o 1b. Sullo sfondo, per confronto, sono riportati gli andamenti teorici previsti da un modello flat Λ CDM con diversi redshift di formazione e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc.

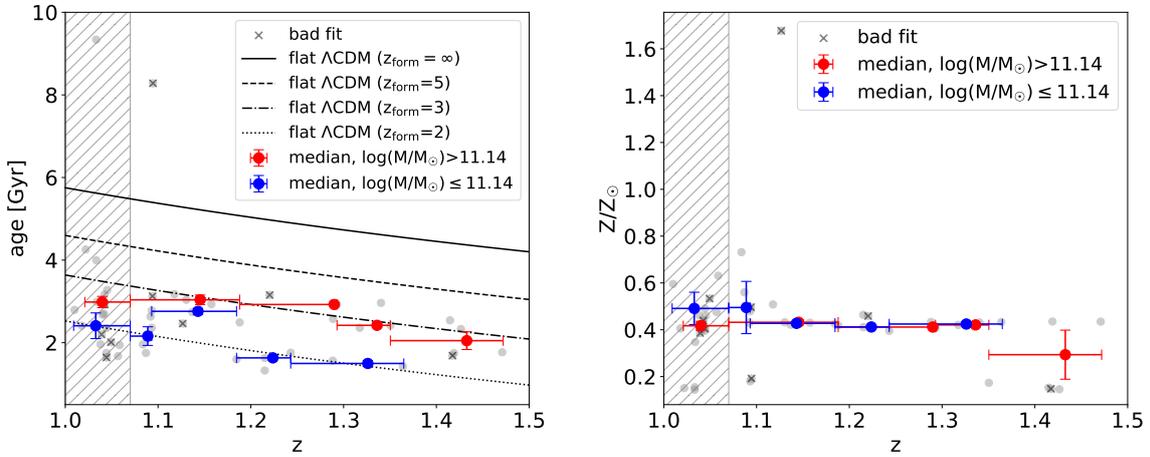


Figura 3.17 Andamento con il redshift di età e metallicità per il campione finale fittato con SFH di tipo double-power-law, togliendo dal campione gli oggetti con $\log(\beta) < 0$. Nella zona ombreggiata i risultati del fit sul campione a $z < 1.07$. In rosso e in blu sono indicati i valori mediani relativi al campione con massa stellare formata rispettivamente maggiore e minore di $10^{11.19} M_\odot$, calcolati in bin equipopolati (~ 5 galassie ognuno). Per il grafico età-redshift sono riportati anche gli andamenti teorici con diversi redshift di formazione basati sul modello Λ CDM e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc.

3.3.2 Modello 2 - fit alla sola spettroscopia

Dal momento che spettri e fotometria sono dati di natura diversa, ottenuti con strumenti diversi e a cui vengono applicate calibrizioni e correzioni differenti, si è ritenuto opportuno andare ad analizzare l'impatto che ha sui risultati il fatto di escludere i punti fotometrici dal fit. La configurazione a cui è stato dato il nome di *modello 2* in tabella 3.2 ha la stessa SFH, parametri e prior della configurazione di baseline, elencati in tabella 3.3 ma per ciascuna galassia è stato fornito a Bagpipes solamente lo spettro.

Il numero di bad fit diminuisce rispetto a modello 1 ma è comunque più alto rispetto al run di baseline, con 7 galassie su 49 che mostrano problemi di convergenza nello spazio dei parametri. In figura 3.18 sono riportati i grafici età-redshift e metallicità-redshift ottenuti con i risultati di questo secondo test, dove si può notare che la maggior parte dei bad fit sono stati individuati perché la metallicità stimata andava a convergere verso il limite superiore del prior imposto, in prossimità di $Z \approx 1.6Z_{\odot}$. Per le altre galassie invece si ritrovano i valori sotto-solari ottenuti anche nelle altre configurazioni. Nel grafico età-redshift si osserva che anche in questo caso, per diversi oggetti, le età stimate superano l'età dell'Universo prevista dalla cosmologia, sebbene in misura minore rispetto ai risultati del modello 1. Ancora una volta, invece, viene confermato l'invecchiamento della popolazione muovendosi dall'alto al basso redshift, come anche l'evidenza del mass-downsizing.

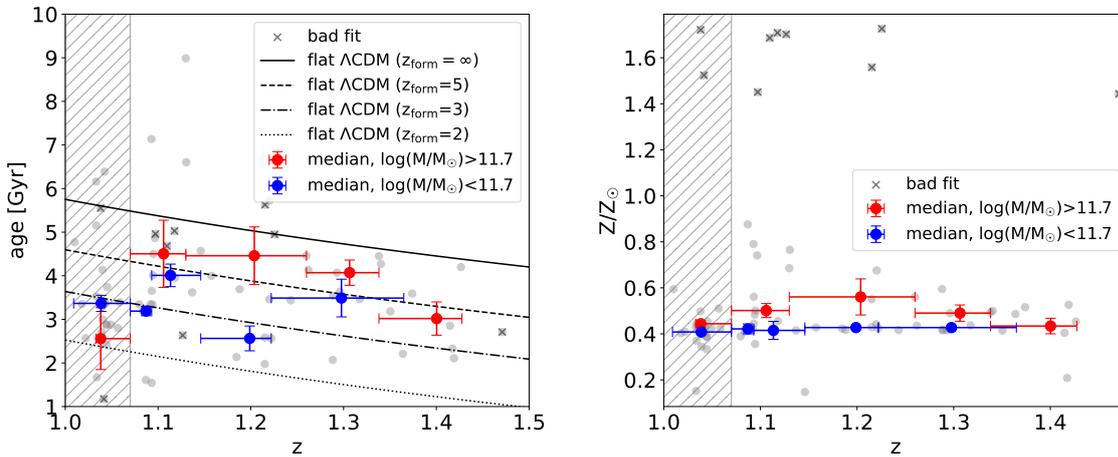


Figura 3.18 Andamento con il redshift di età e metallicità per il campione finale ottenuto fittando solamente i dati di spettroscopia (modello 2). Nella zona ombreggiata i risultati del fit sul campione a $z < 1.07$. In rosso e in blu sono indicati i valori medi relativi al campione con massa stellare formata rispettivamente maggiore e minore di $10^{11.7} M_{\odot}$, calcolati in bin equipopolati (~ 5 galassie ognuno). Per il grafico età-redshift sono riportati anche gli andamenti teorici con diversi redshift di formazione basati sul modello Λ CDM e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc.

Per un confronto più efficace tra i risultati della configurazione di baseline con quelli di modello 2, viene estratto un sottocampione che escluda i bad fit di entrambi i run così da confrontare le quantità stimate oggetto per oggetto. Con questo sottocampione, che conta 38 galassie, sono stati costruiti i grafici di figura 3.19 dove sulle ascisse sono riportati i valori ottenuti nel run di baseline e sulle ordinate quelli ricavati in modello 2 per le quantità di maggiore interesse. Si nota subito che la correlazione non è netta come quella che si ottiene tra baseline e modello 1, ma è comunque presente, con un certo scatter. In particolare, le quantità per cui si osserva il maggior accordo sono la dispersione di velocità, l'età e la massa stellare formata, anche se per queste ultime due sembra essere presente un certo offset, con i valori di modello 2 sistematicamente maggiori rispetto ai valori di baseline. Il disaccordo maggiore si nota nella stima dell'arrossamento da polvere che per modello 2 risulta molto più alto. Come si legge anche nelle prime due righe di tabella 3.6, infatti, la differenza percentuale media per questo parametro è del 257%. Per questo motivo in tutti i grafici è stata applicata una colorazione a seconda del valore di $A_{V,dust}$, che ha messo in evidenza come alcune discrepanze siano legate proprio alla differenza nella stima dell'arrossamento da polvere: le galassie con la maggiore presenza di polvere sono anche quelle in cui la sovrastima di massa, età e τ rispetto ai valori di baseline è più significativa. Nelle ultime due righe di tabella 3.6 lo si può apprezzare anche quantitativamente guardando alle differenze percentuali medie con i valori di baseline per gli oggetti con $A_{V,dust}$ superiore o inferiore al valore mediano di 1.07 mag. Ad esempio, il parametro τ in modello 2 è mediamente più alto rispetto al valore corrispondente in baseline del 50%, ma la differenza percentuale media per gli oggetti con $A_{V,dust} \geq 1.07$ è del 73%, mentre per quelli con $A_{V,dust} < 1.07$ è limitata al 27%.

Tabella 3.6 Valori mediiani ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$) di alcune quantità rilevanti per la configurazione di baseline a confronto con i risultati del fit con modello 2, calcolati sul campione di 38 fit buoni in comune tra la baseline e il modello in questione. Sotto ciascun valore viene riportata tra parentesi la differenza percentuale media rispetto ai valori corrispondenti nella configurazione di baseline, calcolata come $\langle [(x - x_{\text{baseline}})/x_{\text{baseline}}] \rangle$. Per modello 2 sono riportate le mediane e le differenze percentuali anche per i due sottocampioni con $A_{V,dust}$ maggiore o minore di 1.07 mag.

Configurazione	age[Gyr]	τ [Gyr]	$\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot})$	Z/Z_{\odot}	$A_{V,dust}$ [mag]	σ_{vel} [km/s]	n° gal
baseline	3.0 +/- 0.2	0.28 +/- 0.02	11.21 +/- 0.04	0.435 +/- 0.006	0.42 +/- 0.03	274 +/- 10	38
mod. 2	3.6 +/- 0.2 (+23%)	0.43 +/- 0.02 (+50%)	11.70 +/- 0.07 (+4%)	0.439 +/- 0.010 (+11%)	1.07 +/- 0.08 (+257%)	279 +/- 9 (+0.5%)	38
mod. 2 ($A_V < 1.07$)	3.7 +/- 0.2 (+11%)	0.39 +/- 0.03 (+27%)	11.4 +/- 0.1 (+2%)	0.436 +/- 0.007 (+2%)	0.86 +/- 0.04 (+186%)	269 +/- 11 (+0.4%)	19
mod. 2 ($A_V \geq 1.07$)	3.5 +/- 0.3 (+35%)	0.45 +/- 0.03 (+73%)	11.95 +/- 0.06 (+5%)	0.442 +/- 0.016 (+20%)	1.55 +/- 0.08 (+328%)	280 +/- 13 (+0.6%)	19

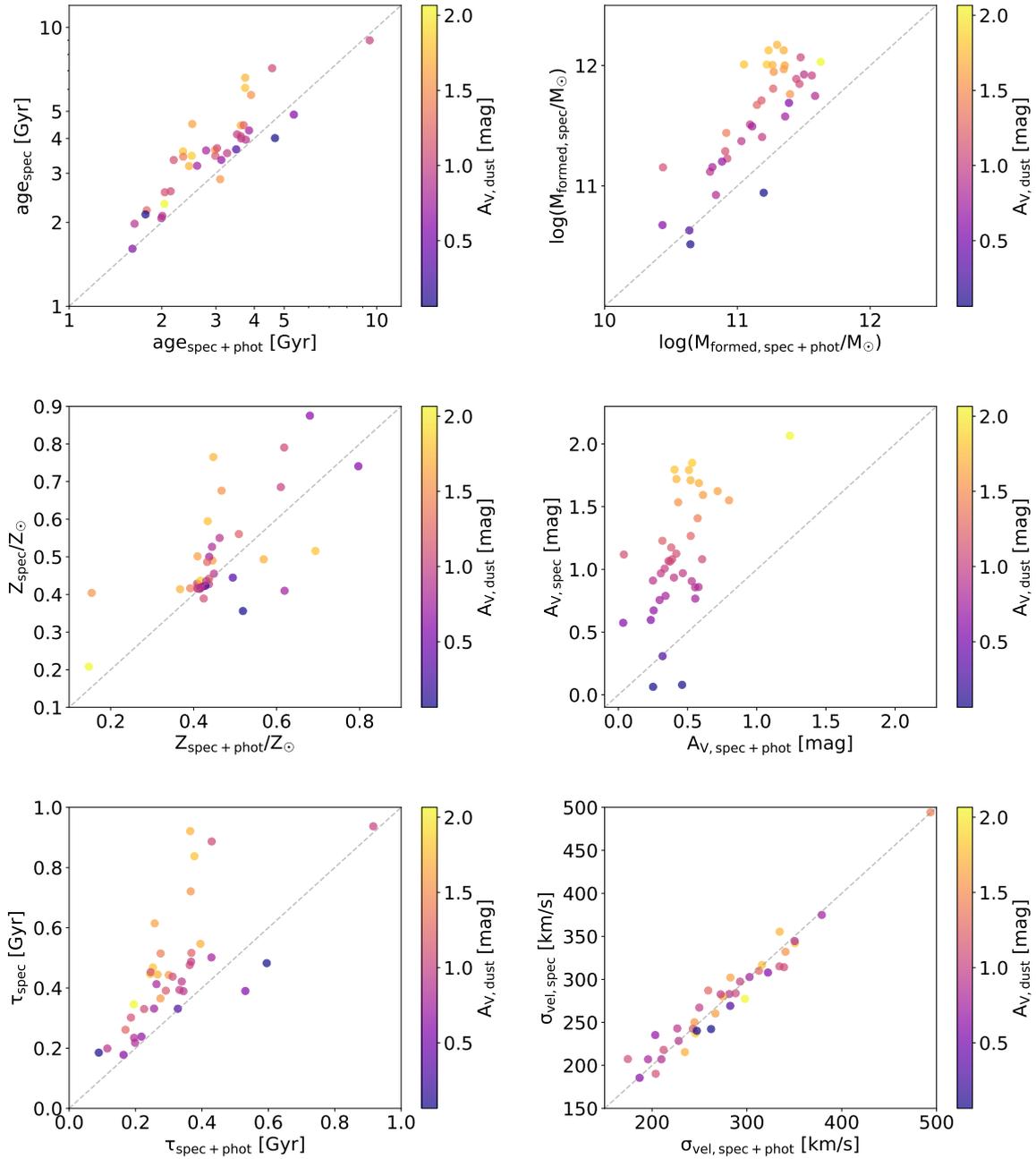


Figura 3.19 Confronto tra i risultati del run di baseline con i risultati del modello 2, rispettivamente sulle ascisse e sulle ordinate di ogni grafico. È stata applicata una colorazione a seconda dell'intensità dell'arrossamento da polvere $A_{V,dust}$.

In conclusione, l'utilizzo della sola spettroscopia consente di ottenere risultati in linea con quelli che si possono ricavare includendo anche la fotometria, ma non permette di rompere alcune degenerazioni esistenti tra i parametri. In particolare, la significativa sovrastima dell'arrossamento da polvere si riflette nella sovrastima di altri parametri come età e τ , degeneri con la presenza di polvere e altrettanto degeneri tra loro.

Riassumendo, in questo capitolo è stato discusso come ricavare stime affidabili di proprietà fisiche rilevanti, come l'età o la massa dell'oggetto, a partire dai dati VANDELS. In particolare, è stata adottata la tecnica del full-spectral-fitting implementata nel codice Bagpipes, adottando un prior uniforme sulla stima delle età che, di conseguenza, non dipenderanno da alcun modello cosmologico. Il modello scelto per il fit è quello che riproduce meglio spettro e fotometria con il minor numero di parametri liberi e include: SFH di tipo delayed, emissione e assorbimento da polvere come in [Salim et al. \(2018\)](#), emissione e assorbimento da ISM ionizzato come in [Charlot & Longhetti \(2001\)](#), componenti *calib* e *noise* per correggere eventuali problemi di calibrazione e di sottostima del rumore.

Per 44 dei 49 cronometri cosmici analizzati il fit ha successo e, per essi, si ottengono i seguenti risultati: età inferiori all'età dell'Universo prevista da una cosmologia standard per il 95% del campione, aventi un trend decrescente in redshift ed evidenza di mass-downsizing; metallicità sotto-solari, compatibili con quelle ottenute in [Carnall et al. \(2021\)](#) nella stessa survey, con valore mediano $\langle Z/Z_{\odot} \rangle = 0.44 \pm 0.01$; valori mediani per massa stellare formata, arrossamento da polvere e parametro τ rispettivamente di $\langle \log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \rangle = 11.21 \pm 0.05$, $\langle A_{V,\text{dust}} \rangle = 0.43 \pm 0.02$ mag e $\langle \tau \rangle = 0.28 \pm 0.02$ Gyr.

Ripetendo il fit con una SFH double-power-law, per verificare l'impatto della SFH sui risultati, è stato osservato che per la maggioranza degli oggetti le stime sui parametri sono molto simili alle precedenti, con variazioni percentuali medie dal -2% al 4.5%. Per alcune galassie, invece, si ottengono soluzioni non fisiche, con età superiori all'età dell'Universo prevista da una cosmologia standard e SFH non realistiche. Un secondo test, eseguito fittando solo i dati di spettroscopia, ha permesso di ottenere risultati in accordo con i precedenti ma ha anche messo in luce l'importanza dei dati fotometrici nel rompere le degenerazioni esistenti tra i parametri.

Capitolo 4

Analisi cosmologica

In questo capitolo verrà presentata l'analisi cosmologica condotta sul campione di cronometri cosmici selezionato ed analizzato nei capitoli precedenti. In primo luogo verrà descritta la relazione età-redshift mediana costruita con la configurazione di baseline e diversi tipi di binning. Quindi verrà condotta una prima analisi vincolata ad un modello cosmologico, fittando la relazione ottenuta con un $f\Lambda$ CDM. Relativamente a questo verranno presentati il metodo utilizzato, i test eseguiti e i risultati ottenuti. Nell'ultima parte verrà invece descritta l'analisi del trend età-redshift indipendente dalla cosmologia, condotta applicando il vero e proprio metodo dei cronometri cosmici, la quale porterà ad una nuova stima del parametro di Hubble a redshift $z \sim 1.25$.

4.1 Il campione di cronometri cosmici

Come descritto nel capitolo 1.3, il metodo dei cronometri cosmici richiede che vengano accuratamente selezionate galassie molto massive e in evoluzione passiva, per le quali sia possibile ricavare stime di età affidabili. Questo tipo di oggetti, infatti, costituirebbe la popolazione di galassie in assoluto più longeva ad ogni redshift e traccerebbe il limite superiore della relazione età-redshift, consentendo di risalire all'evoluzione stessa dell'Universo al variare del tempo cosmico.

Il lavoro presentato nei capitoli 2 e 3 è stato svolto nell'ottica di soddisfare i requisiti richiesti dal metodo. Ricapitolando, a partire dall'intero campione VANDELS (2087 galassie) sono stati selezionati oggetti:

1. catalogati come passivi nella data release e appartenenti all'intervallo $1 \leq z \leq 1.5$, con misurazioni di redshift spettroscopico affidabili almeno al 95%;

2. che rispettano sia il criterio fotometrico che i criteri spettroscopici adottati (cap. 2.1), attraverso i quali viene minimizzata la probabilità di contaminazione da formazione stellare. 72 galassie della survey rispettano i requisiti 1 e 2;
3. non presentano anomalie nei trend delle feature spettrali, che nel caso del campione VANDELS si osservano per gli oggetti a $z \leq 1.07$ (cap. 2.3). 49 galassie della survey soddisfano i punti 1, 2 e 3;
4. per cui il full-spectral-fitting riproduce bene i dati spettro-fotometrici e in cui tutti i parametri del modello sono ben vincolati. Per il run con configurazione di baseline questo, insieme ai punti precedenti, individua 44 galassie (cap. 3.2).

Un altro requisito fondamentale del metodo dei cronometri cosmici, ancora non approfondito, è quello di garantire la massima sincronicità della loro formazione. In uno scenario di mass-downsizing, ritrovato anche in questo lavoro in diversi aspetti, gli oggetti più massivi sono quelli ad essersi formati prima ($z > 2-3$, Citro et al. 2017, Carnall et al. 2018, Estrada-Carpenter et al. 2019, Carnall et al. 2019) e molto rapidamente ($t < 0.3$ Gyr, Thomas et al. 2010, Carnall et al. 2018), quindi rappresentano la popolazione di galassie che meglio può soddisfare il requisito di sincronicità. Per ottenere un'analisi coerente, tuttavia, è importante che gli intervalli di redshift analizzati non solo contengano gli oggetti più massivi (tipicamente si pone un taglio a $\log(M_\star / M_\odot) > 10.8$, Moresco et al., 2022) ma anche che le proprietà siano costanti nel tempo, così da garantire l'omogeneità del campione a tempi diversi e non introdurre bias nell'analisi.

Commentando la figura 3.11 si era già fatto cenno al fatto che per la popolazione a massa più bassa, in blu, sia la massa stellare formata che la dispersione di velocità non risultano costanti nel tempo ma aumentano con il redshift. In figura 4.1 vengono mostrati nuovamente i trend età-redshift e massa-redshift, questa volta colorando in blu le galassie con massa stellare formata inferiore a $10^{10.8} M_\odot$. Questo valore di soglia sembra infatti essere efficace nel rendere omogeneo il campione sia in termini di massa che in termini di redshift di formazione perché caratterizza tutte le galassie con $z_{\text{form}} < 2$. Per proseguire con l'analisi cosmologica, quindi, si decide di escludere i cinque oggetti con massa stellare formata al di sotto delle $10^{10.8} M_\odot$, perciò il campione di cronometri cosmici finale conta 39 galassie.

Per minimizzare gli effetti dovuti alle possibili differenze in termini di storia di formazione da galassia a galassia, prima di procedere con il fit della relazione età-redshift, si vanno ad ottenere le relazioni mediane. Ciò implica suddividere il campione in bin di redshift ed, eventualmente, bin di massa. Per distinguere le diverse combinazioni di binning, ad ognuna verrà associata una terna (a, b, c) in cui ciascun elemento può valere 0 oppure 1 con il seguente significato:

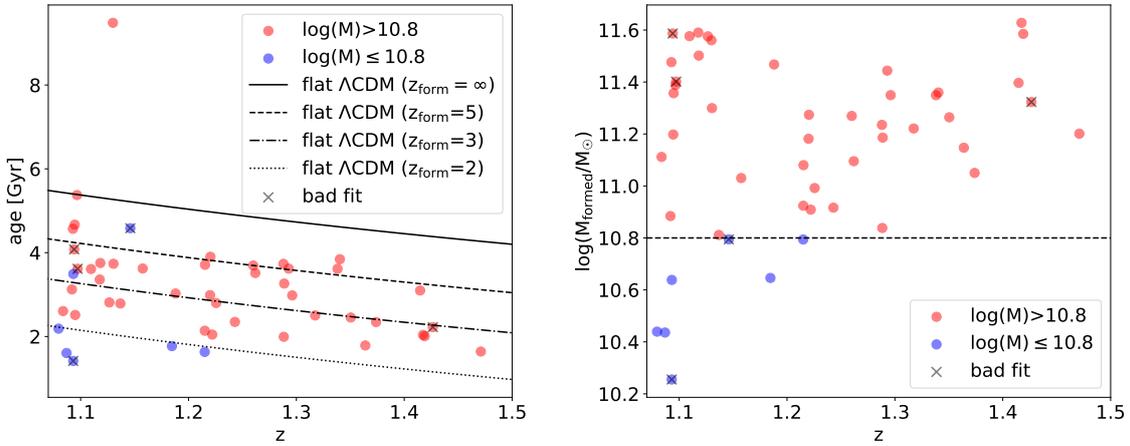


Figura 4.1 Andamento con il redshift di età e massa stellare formata per il campione finale di 49 galassie fittato con configurazione di baseline. In rosso e in blu gli oggetti con massa rispettivamente maggiore e minore di $10^{10.8} M_{\odot}$. Per il grafico età-redshift sono riportati anche gli andamenti teorici con diversi redshift di formazione basati sul modello Λ CDM e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc.

- $a = 0$ se i bin sono equipopolati, $a = 1$ se i bin sono equispaziati in redshift;
- $b = 0$ se i bin in redshift sono 4, $b = 1$ se sono 2;
- $c = 0$ se non viene applicata la divisione in massa, $c = 1$ se il campione è diviso tra oggetti con massa maggiore e minore di $M_{\text{threshold}}$, con $\log(M_{\text{threshold}})$ pari al valore mediano della distribuzione in $\log(M_{\text{formed}})$.

In particolare, quando $c=1$ il campione viene prima diviso in due sottocampioni, uno ad alta e uno a bassa massa, e successivamente ciascuno di essi viene ripartito nei bin di redshift come dettato dal valore di a e di b . In tabella 4.1 è riassunta schematicamente la logica di assegnazione dei nomi alle combinazioni.

Questo dà vita ad otto possibili combinazioni, che vengono presentate in figura 4.2 e 4.3. In particolare, in figura 4.2 si riportano le quattro combinazioni con bin equipopolati, mentre in figura 4.3 i quattro casi con bin equispaziati in redshift. Nelle tabelle 4.2 e 4.3 invece sono riportate le specifiche per ogni bin di ciascuna combinazione, rispettivamente equipopolata o equispaziata.

La scelta della configurazione più adeguata a condurre studi cosmologici deve tenere conto di diversi aspetti. In primis, il numero degli intervalli deve essere adeguato a seguire il trend in redshift, ma aumentando il numero degli intervalli aumenterà lo scatter dei dati. Stessa cosa avviene quando si adotta una divisione in massa: la popolazione di ogni bin è più

Tabella 4.1 Schema riassuntivo del significato delle terne (a,b,c) assegnate ai grafici età-redshift di questo capitolo.

	Valore	Significato
a	0	bin equipopolati in redshift
	1	bin equispaziati in redshift
b	0	4 bin in redshift
	1	2 bin in redshift
c	0	NO divisione per massa
	1	SI divisione per massa

omogenea e si può osservare il mass-downsizing, ma la statistica diminuisce, rendendo il trend più soggetto a fluttuazioni. In questo senso le configurazioni (010) e (110), per quanto stabili data la maggiore statistica, non sono efficaci nel tracciare l'evoluzione in redshift e non consentono di osservare il trend in massa. Dal lato opposto le configurazioni (001) e (101), suddividendo un campione di 39 galassie in otto bin complessivi, finiscono per avere un andamento molto più soggetto alle fluttuazioni presenti in ciascun sottocampione. In entrambi i casi, ad esempio, è presente un punto con errore sull'età mediana molto più piccolo di tutti gli altri nello stesso binning (fino a 13 volte), dovuto al fatto che viene calcolato su pochi punti molto ravvicinati tra loro (5 oggetti nel caso (001) e solamente 3 nel caso (101), come si legge nelle tabelle 4.2 e 4.3).

Dal punto di vista cosmologico la scelta ottimale sembra essere quella data dalla combinazione (111) che, avendo intervalli di larghezza fissata, consente di campionare omogeneamente l'intervallo di redshift e, avendo la divisione in massa, garantisce una maggiore omogeneità della popolazione all'interno di ciascun bin. Inoltre la divisione in quattro bin totali sembra essere la più adeguata allo studio di questo campione, poiché va incontro alla necessità di vincolare la relazione età-redshift senza intaccare eccessivamente la statistica in ogni bin.

4.2 Analisi basata su un modello cosmologico

Nel capitolo 1.1 è già stato descritto come, a partire dall'assumere la metrica FLRW, è possibile legare l'età dell'Universo al redshift attraverso il parametro di Hubble $H(z)$:

$$t(z) = \int_0^z \frac{dz'}{H(z')(1+z')}. \quad (4.1)$$

È stato sottolineato anche come, assumendo un modello Λ CDM e una geometria piatta, $H(z)$ può essere espresso in funzione del suo valore nell'Universo locale H_0 e delle quantità

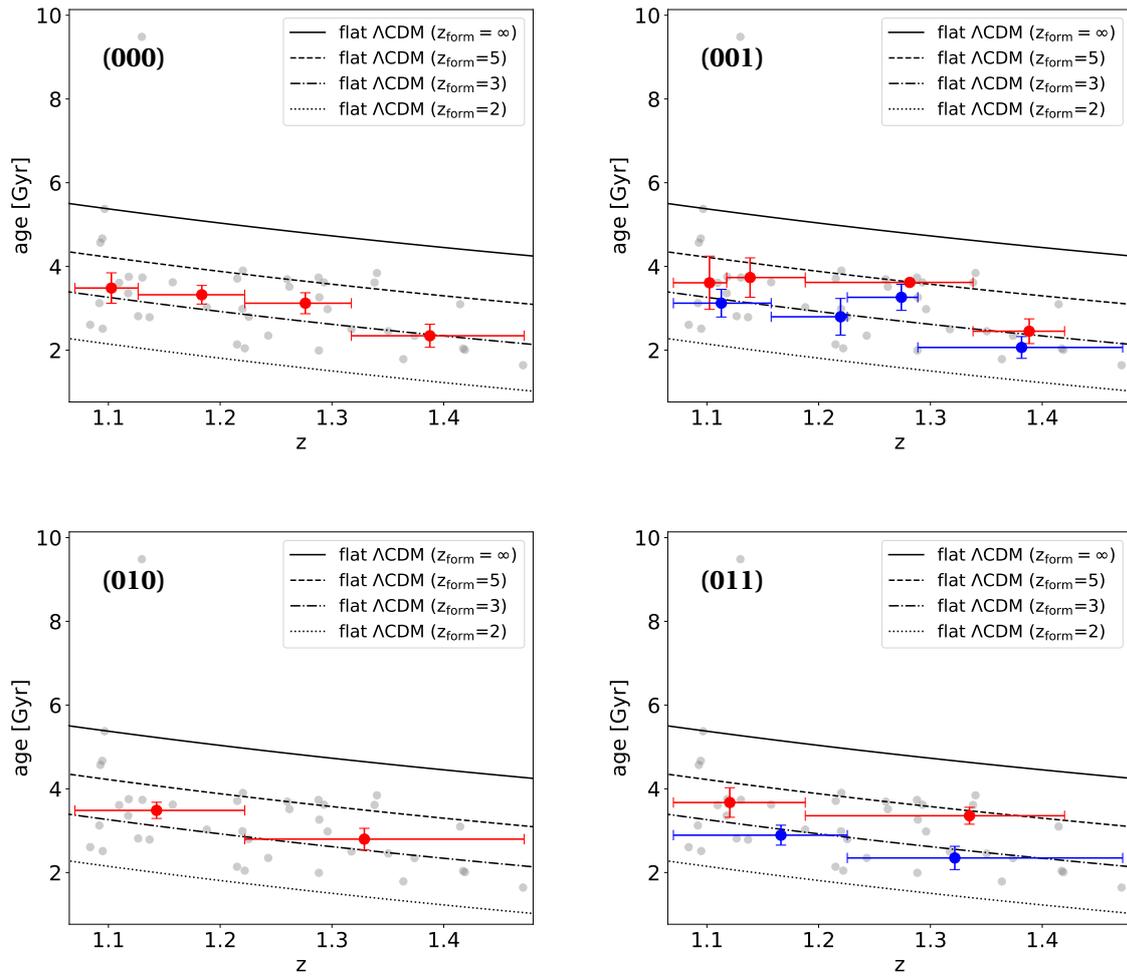


Figura 4.2 Grafici età-redshift per il campione di 39 cronometri cosmici con quattro (in alto) oppure due (in basso) bin equipopolati. I punti rossi e blu sono i valori mediani in ciascun bin, l'errore sulle età è dato da $\pm \text{MAD} \sqrt{N}$. A sinistra non è stata applicata distinzione per massa, nei grafici di destra invece i bin in rosso si riferiscono agli oggetti con $\log(M_F) > 11.26$, in blu a quelli con $\log(M_F) \leq 11.26$. Sullo sfondo gli andamenti teorici con diversi redshift di formazione basati sul modello Λ CDM e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc.

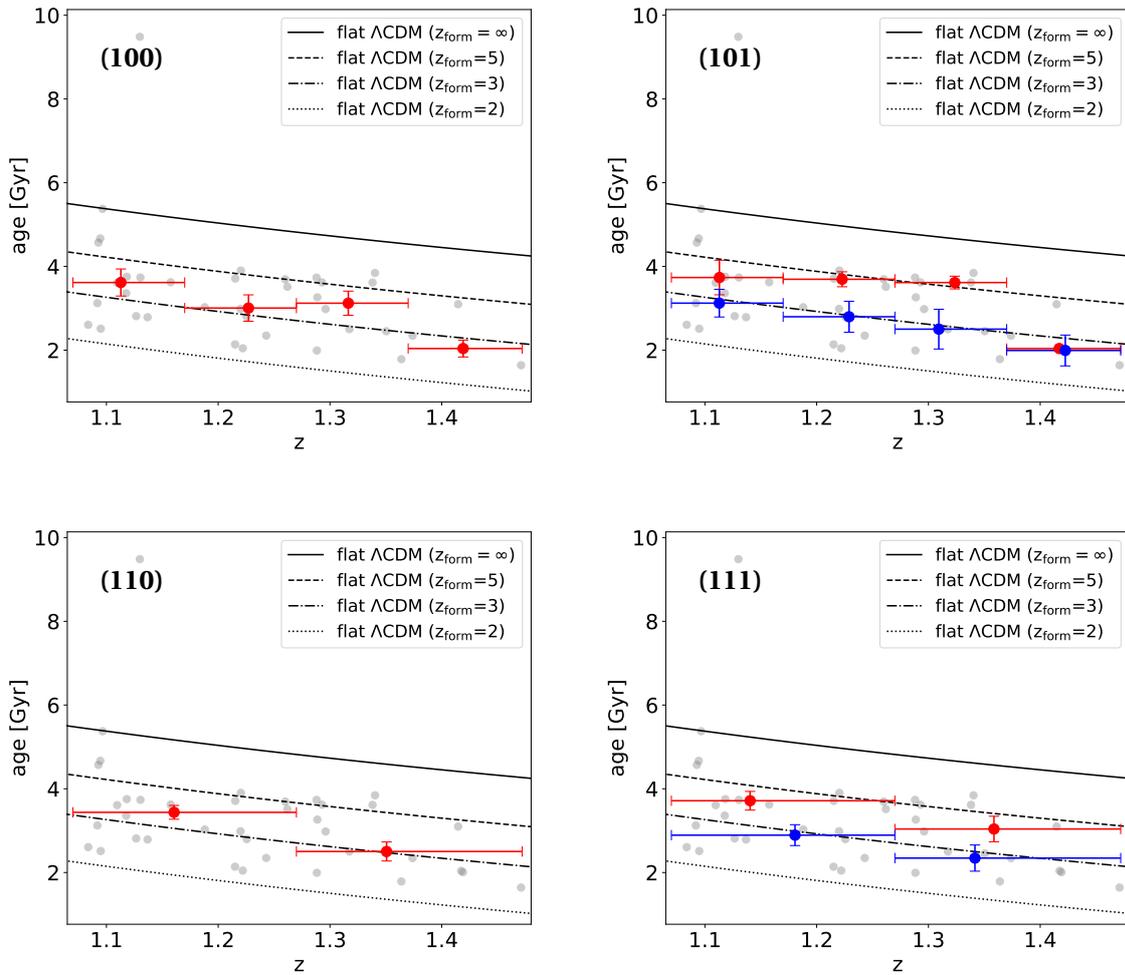


Figura 4.3 Grafici età-redshift per il campione di 39 cronometri cosmici con quattro (in alto) oppure due (in basso) bin equispaziati, con $\Delta z = 0.1$ nel primo caso e $\Delta z = 0.2$ nel secondo. I punti rossi e blu sono i valori medi in ciascun bin, l'errore sulle età è dato da $\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$. A sinistra non è stata applicata distinzione per massa, nei grafici di destra invece i bin in rosso si riferiscono agli oggetti con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) > 11.26$, in blu a quelli con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \leq 11.26$. Sullo sfondo gli andamenti teorici con diversi redshift di formazione basati sul modello ΛCDM e parametri $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ e $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$.

Tabella 4.2 Per ciascuna delle combinazioni che prevedono intervalli equipopolati, mostrate in figura 4.2, vengono riportati, per ciascun bin: il valor medio del redshift, la mediana dell'età ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$), la mediana della massa stellare formata ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$) e infine il numero di oggetti presenti in quel bin. Nelle combinazioni che prevedono una suddivisione in massa si aggiunge la qualifica *high-mass* (HM) per gli oggetti con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) > 11.26$ e *low-mass* (LM) per quelli con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \leq 11.26$.

Configurazione		z	età [Gyr]	$\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot})$	n° galassie
000		1.10	3.5 ± 0.4	11.43 ± 0.07	10
		1.18	3.3 ± 0.2	11.13 ± 0.09	10
		1.28	3.1 ± 0.3	11.20 ± 0.06	10
		1.39	2.3 ± 0.3	11.35 ± 0.07	9
001	HM	1.10	3.6 ± 0.6	11.48 ± 0.07	5
		1.13	3.7 ± 0.5	11.50 ± 0.04	5
		1.28	3.62 ± 0.05	11.35 ± 0.05	5
		1.39	2.5 ± 0.3	11.40 ± 0.09	5
	LM	1.11	3.1 ± 0.3	11.03 ± 0.10	5
		1.22	2.8 ± 0.4	10.99 ± 0.06	5
		1.27	3.3 ± 0.3	11.10 ± 0.09	5
		1.38	2.1 ± 0.3	11.17 ± 0.03	4
010		1.14	3.5 ± 0.2	11.29 ± 0.07	20
		1.33	2.8 ± 0.3	11.23 ± 0.04	19
011	HM	1.12	3.7 ± 0.4	11.49 ± 0.04	10
		1.33	3.4 ± 0.2	11.35 ± 0.04	10
	LM	1.17	2.9 ± 0.2	11.01 ± 0.05	10
		1.32	2.3 ± 0.3	11.15 ± 0.04	9

Tabella 4.3 Per ciascuna delle combinazioni che prevedono intervalli equispaziati, mostrate in figura 4.3, vengono riportati, per ciascun bin: il valor medio del redshift, la mediana dell'età ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$), la mediana della massa stellare formata ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$) e infine il numero di oggetti presenti in quel bin. Nelle combinazioni che prevedono una suddivisione in massa si aggiunge la qualifica *high-mass* (HM) per gli oggetti con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) > 11.26$ e *low-mass* (LM) per quelli con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \leq 11.26$.

Configurazione		z	età [Gyr]	$\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot})$	n° galassie
100		1.11	3.6 ± 0.3	11.37 ± 0.08	14
		1.23	3.0 ± 0.3	11.09 ± 0.08	10
		1.32	3.1 ± 0.3	11.25 ± 0.05	10
		1.42	2.0 ± 0.2	11.40 ± 0.13	5
101	HM	1.11	3.7 ± 0.4	11.50 ± 0.04	9
		1.22	3.7 ± 0.2	11.274 ± 0.004	3
		1.32	3.6 ± 0.2	11.349 ± 0.007	5
		1.42	2.04 ± 0.03	11.59 ± 0.04	3
	LM	1.11	3.1 ± 0.3	11.03 ± 0.10	5
		1.23	2.8 ± 0.4	10.99 ± 0.05	7
		1.31	2.5 ± 0.5	11.18 ± 0.03	5
		1.42	2.0 ± 0.4	11.13 ± 0.08	2
110		1.16	3.4 ± 0.2	11.23 ± 0.07	24
		1.35	2.5 ± 0.2	11.26 ± 0.04	15
111	HM	1.14	3.7 ± 0.2	11.47 ± 0.04	12
		1.36	3.0 ± 0.3	11.38 ± 0.02	8
	LM	1.18	2.9 ± 0.2	11.01 ± 0.04	12
		1.34	2.3 ± 0.3	11.19 ± 0.02	7

$\Omega_{m,0}$ e $\Omega_{\Lambda,0}$:

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4} \quad (4.2)$$

dove $\Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{m,0} + \Omega_{r,0} = 1$. Questo significa che nell'equazione 4.1, se le età e i redshift sono noti, i parametri liberi sono in tutto tre: H_0 , $\Omega_{m,0}$ e $\Omega_{\Lambda,0}$, mentre $\Omega_{r,0}$ si può ricavare a partire dagli altri due. Se ci troviamo nell'Universo locale ($z \approx 0$) si può operare un'ulteriore approssimazione, dovuta al fatto che il contributo da $\Omega_{r,0}$ diventa trascurabile, quindi possiamo scrivere:

$$\Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{m,0} = 1 \implies H(z) = H_0 \sqrt{1 - \Omega_{m,0} + \Omega_{m,0}(1+z)^3} \quad (4.3)$$

Considerando nuovamente i trend età-redshift presentati nella sezione precedente, questi, se fittati in maniera appropriata con la relazione 4.1 dove $H(z)$ si esprime come in 4.3, permettono di ricavare delle stime per i parametri H_0 e $\Omega_{m,0}$. In questo contesto è necessario prestare attenzione al fatto che tra le età ottenute per il campione di cronometri cosmici e l'età dell'Universo vera e propria c'è un offset, che indicheremo con t_0 , dovuto al fatto che la formazione di queste galassie non si verifica immediatamente dopo il Big Bang ma dopo qualche miliardo d'anni. Il parametro t_0 , dunque, sarà pari all'età dell'Universo al tempo della loro formazione. Nell'assunzione che siano oggetti coevi, il valore di t_0 verrà assunto costante ad ogni redshift, ma il suo valore assoluto sarà lasciato libero di variare. Quindi ai due parametri liberi H_0 e $\Omega_{m,0}$ già presenti se ne aggiunge un terzo, con l'equazione 4.1 che diventa infine:

$$t(z) = \int_0^z \frac{dz'}{H_0 \sqrt{1 - \Omega_{m,0} + \Omega_{m,0}(1+z')^3}} - t_0. \quad (4.4)$$

Questi tre parametri sono difficili da vincolare contemporaneamente perché degeneri fra loro. Ad esempio, aumentando t_0 l'età dell'Universo diminuisce, ma questo avviene anche aumentando H_0 oppure $\Omega_{m,0}$, quindi sono numerose le combinazioni $(H_0, \Omega_{m,0}, t_0)$ che descrivono la stessa curva età-redshift. L'entità di questo effetto si può apprezzare nei grafici di figura 4.4, in cui a turno sono stati fissati due parametri lasciando variare il terzo. Come mostrato anche in [Borghi et al. \(2022b\)](#), nonostante la degenerazione sia evidente, si nota anche che i diversi parametri agiscono sulla pendenza della curva in modo differente, al variare della normalizzazione. Quindi, avendo a disposizione dati con errori abbastanza piccoli e adottando prior adeguati, sarà possibile risolvere, almeno parzialmente, tale degenerazione.

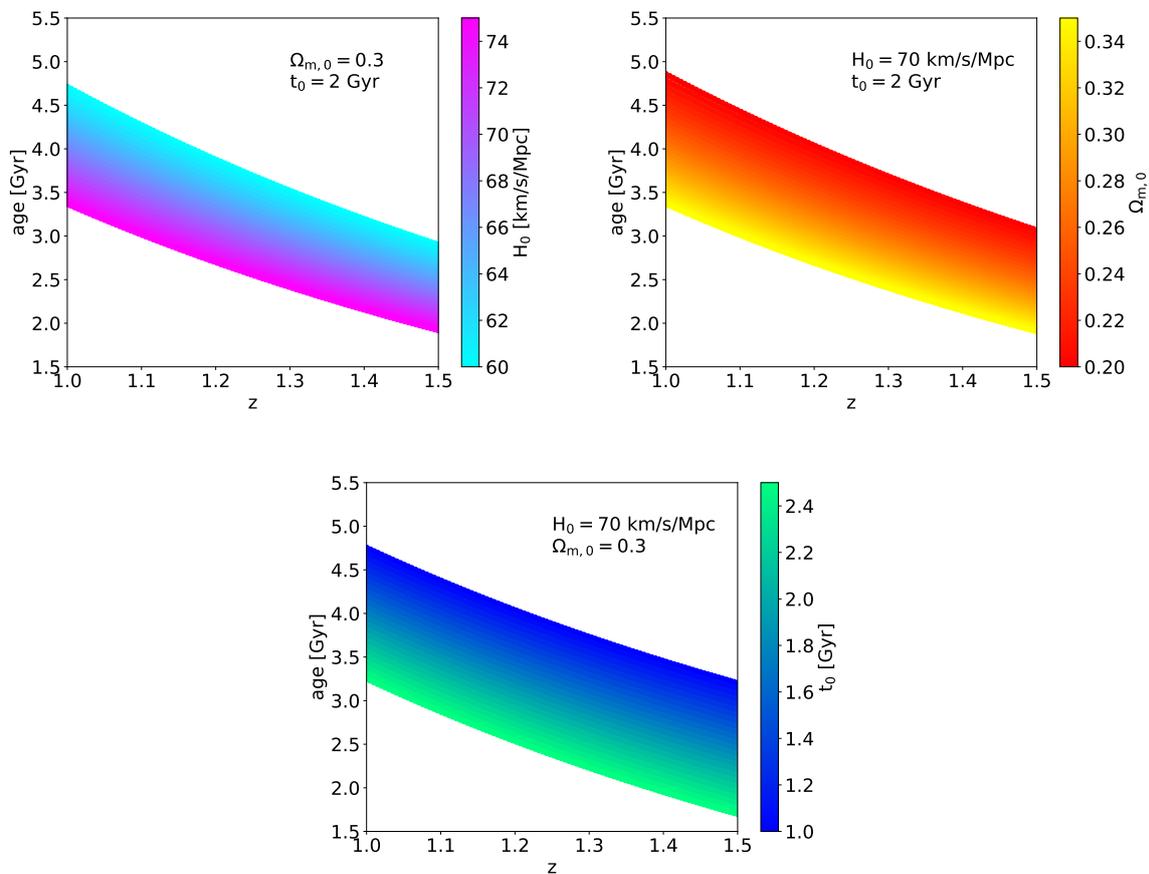


Figura 4.4 Trend teorici della relazione età-redshift per il modello flat Λ CDM con parametri di default pari a $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr. A partire da sinistra, in senso orario, ogni grafico mostra come la relazione cambia fissando due parametri e modificando il terzo, i cui valori sono riportati nella barra di colore a destra.

4.2.1 Fit del modello cosmologico

Per eseguire il fit delle relazioni mediane descritte in sezione 4.1 con il modello descritto in sezione 4.2 è stato scritto un codice Python che, attraverso una tecnica di *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC), consente di fittare le relazioni età-redshift ed estrarre i parametri cosmologici. La tecnica implementata adotta un approccio Bayesiano per cui, nota la distribuzione di probabilità a priori (*prior*) sui parametri e confrontando il modello assunto con i dati a disposizione attraverso la funzione di verosimiglianza (*likelihood*), la distribuzione di probabilità a posteriori (*posterior*) si può ottenere attraverso l'equazione 3.1. La tecnica MCMC citata sopra è un metodo di campionamento dello spazio dei parametri che, in generale, consiste nell'esplorare lo spazio dei *posterior* attraverso una catena di step randomici, prima muovendosi verso il picco di probabilità e poi mappando la distribuzione per

ricostruirne i contorni di confidenza. Questa operazione viene svolta da vettori nello spazio dei parametri che vengono fatti evolvere simultaneamente, detti *walkers*. Nello specifico, la tecnica usata è implementata nel pacchetto *emcee* (Foreman-Mackey et al., 2013), il quale adotta il metodo AIES (Affine Invariant Ensemble Sampler) proposto da Goodman & Weare (2010).

Gli ingredienti principali per eseguire il fit tramite *emcee* sono:

- il numero e la posizione in cui inizializzare gli *walkers*, da cui partire con il campionamento. Sono stati utilizzati 200 walkers, inizializzati nell'intorno di $H_0=100$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr (con una dispersione circa del 10%). Specialmente nel caso di H_0 il valore di partenza è lontano da dove si presuppone che si trovi il massimo, così da evitare che il risultato dipenda dal valore iniziale;
- i dati da fittare, quindi il vettore delle età, dei relativi errori e dei valori di redshift corrispondenti;
- il numero di step della catena, ovvero il numero di passi che ciascun walker compie nello spazio dei parametri. Questo valore è stato settato a 5000.

A valle del campionamento, si eseguono altre tre operazioni sulle catene ottenute. La prima è quella di eliminare il *burn-in*, ovvero la parte iniziale della catena che risente delle condizioni iniziali. In questo caso togliere dalla catena i primi 100 step è risultato sufficiente ad escludere questa fase transitoria, in cui non è ancora stata raggiunta la convergenza della catena. La seconda è quella di "alleggerire" la catena, tenendo solo un punto ogni *thin* step. In questo caso il valore del parametro *thin* è stato settato pari a 15. L'ultima operazione consiste invece nell'unire in un'unica chain le 200 catene indipendenti create da ogni walker. La catena finale è costituita da 65200 step.

4.2.2 Test di validazione del codice

Prima di procedere con il fit ai dati sono stati eseguiti alcuni run su dati artificiali, sia per verificare il buon funzionamento del codice, sia per capire che tipo di vincoli sarebbe stato possibile ottenere sui parametri cosmologici, vista la degenerazione esistente tra di essi. Un altro aspetto che si è ritenuto interessante valutare è quello di osservare se e come i risultati variano eseguendo il fit della relazione età-redshift, a parità di errore sull'età, in un range di redshift differente, dato che la curva diventa più ripida andando verso l'Universo locale.

In primo luogo sono state prese in considerazione le configurazioni (000) e (111) presentate in sezione 4.1 e, mantenendo gli stessi valori di redshift e gli stessi errori sulle età mediane in ciascun bin, sono state calcolate le età corrispondenti previste dal modello $f\Lambda$ CDM

attraverso l'equazione 4.1 con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr. Così facendo sono stati ottenuti due set di 4 punti, collocati sulla cosmologia scelta, aventi errori pari a quelli ottenuti con i dati reali. Per procedere al fit, in prima battuta, sono stati utilizzati prior uniformi su tutti i tre i parametri, in particolare $H_0 \in [25, 125]$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0} \in [0, 1]$ e $t_0 \in [0, 5]$ Gyr. Si farà riferimento al fit con questi prior come *TEST 0*. In figura 4.5 vengono riportati, per entrambe le combinazioni, sia il contour plot che il trend ottenuto dai parametri di best fit. In tabella 4.4, poi, si riportano schematicamente i prior e i risultati ottenuti.

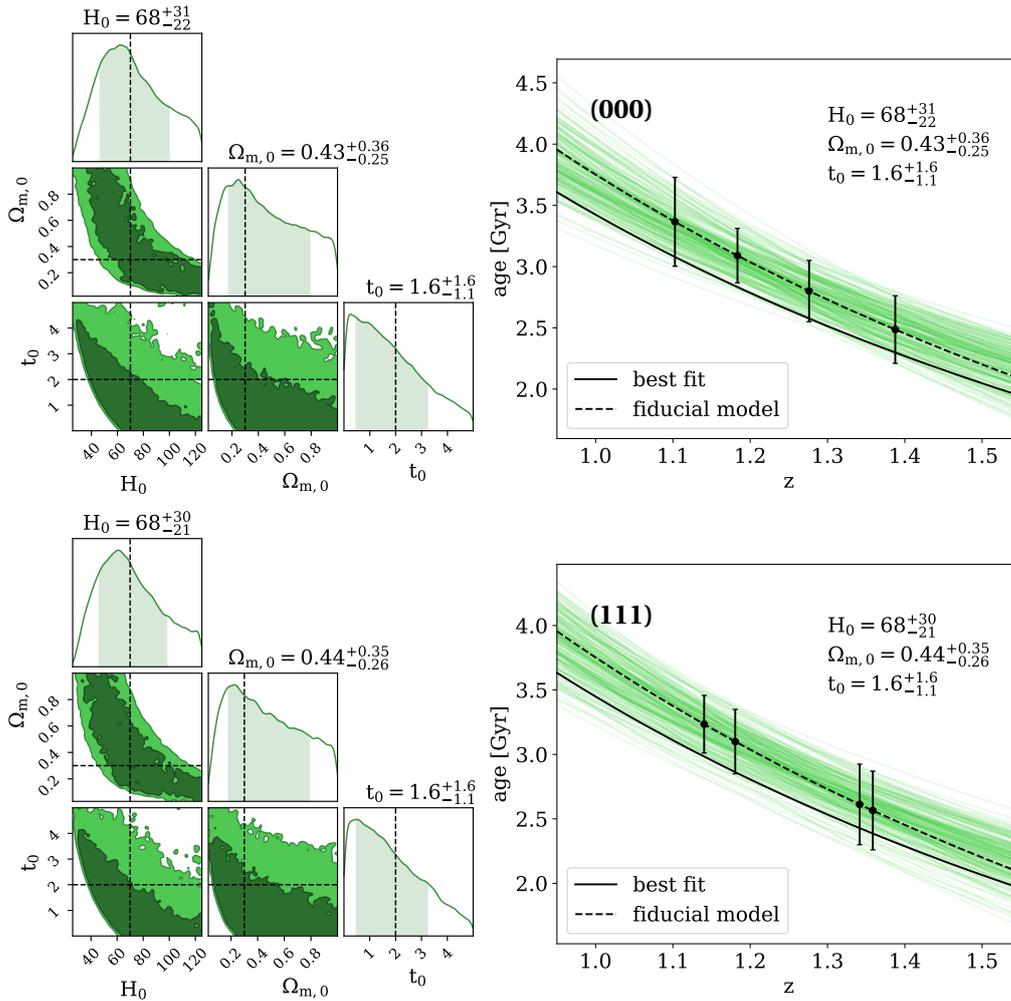


Figura 4.5 TEST 0. Per le configurazioni (000) e (111), con età fissate a quelle previste da una cosmologia $f\Lambda$ CDM con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr, si riportano i risultati del fit con prior uniformi in tabella 4.4: a sinistra il contour plot e a destra il best fit della relazione età-redshift. Nei contour plot le rette tratteggiate individuano i valori fiduciali per i parametri (imposti dalla cosmologia), mentre sopra ogni istogramma è riportato il valore mediano della distribuzione e il relativo errore. Nei grafici età-redshift si riportano i relativi trend, con linea tratteggiata il fiduciale, con linea continua il trend con parametri di best fit. In verde sono riportate 200 curve costruite con parametri estratti casualmente dalla distribuzione dei posterior, compresi tra il 16° e l'84° percentile.

Tabella 4.4 TEST 0. Prior e risultati del primo test di validazione del codice, realizzato sulle combinazioni (000) e (111) con età riportate ai valori previsti da una cosmologia $f\Lambda$ CDM con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr. A partire da sinistra: la configurazione di riferimento, i parametri fittati, i prior adottati, i risultati ottenuti e infine l'errore percentuale sul parametro. Quest'ultimo è stato calcolato mediando errore superiore ed inferiore e poi dividendo per il valore di best fit.

Configurazione	Parametro	Prior	Intervallo	Best fit	errore %
(000)	H_0	uniforme	[25,125]	68^{+31}_{-22}	39%
	$\Omega_{m,0}$	uniforme	[0,1]	$0.43^{+0.36}_{-0.25}$	71%
	t_0	uniforme	[0,5]	$1.6^{+1.6}_{-1.1}$	84%
(111)	H_0	uniforme	[25,125]	68^{+30}_{-21}	38%
	$\Omega_{m,0}$	uniforme	[0,1]	$0.44^{+0.35}_{-0.26}$	69%
	t_0	uniforme	[0,5]	$1.6^{+1.6}_{-1.1}$	84%

A giudicare dai risultati presentati in figura 4.5 e riassunti in tabella 4.4, adottare prior uniformi sui tre parametri, con statistica ed errori di questo tipo, non consente di vincolarli al meglio. In entrambi i casi, infatti, gli errori su $\Omega_{m,0}$ e t_0 sono superiori al 70%, mentre per H_0 sfiorano il 40%. Questo avviene per via della degenerazione esistente tra i tre parametri, che si nota in particolar modo nei contour plot di figura 4.5. Inoltre, si nota come la combinazione di parametri di best fit in realtà non riproduca l'andamento dato dal trend fiduciale, che rimane sistematicamente più in alto del best fit sia in (000) che in (111). Il problema, in questo caso, è il fatto che la distribuzione dei posterior non è gaussiana e quindi il valore del parametro al 50° percentile non individua il picco di probabilità in grado di riprodurre il trend effettivo.

Per limitare l'effetto della degenerazione, e ottenere distribuzioni più simmetriche, una possibilità è quella di assumere un prior gaussiano su uno o più parametri, basandosi su risultati ottenuti in letteratura. Questo consente di vincolare più accuratamente anche i parametri per cui si adotta un prior uniforme. Seguendo quanto fatto in Jimenez et al. (2019), si decide quindi di utilizzare un prior gaussiano sul parametro $\Omega_{m,0}$, pari a 0.30 ± 0.02 . Questo valore e la relativa incertezza derivano dalla combinazione di diverse misurazioni di $\Omega_{m,0}$, tutte indipendenti dalla CMB (ad es. dall'applicazione del test Alcock-Paczyński ai vuoti o dall'analisi delle curve di luce delle SNIa) e consistenti tra loro, come descritto in Jimenez et al. (2019).

Con gli stessi dati considerati precedentemente, ma con il nuovo prior su $\Omega_{m,0}$, si procede nuovamente al fit della relazione età-redshift. Si farà riferimento a questo secondo test come TEST 1. In tabella 4.5 si riportano prior e risultati ottenuti, in figura 4.6 vengono mostrati i nuovi corner plot e i trend ottenuti con i parametri di best fit.

Come si può notare sia nei grafici che in tabella, anche in questo secondo test i risultati

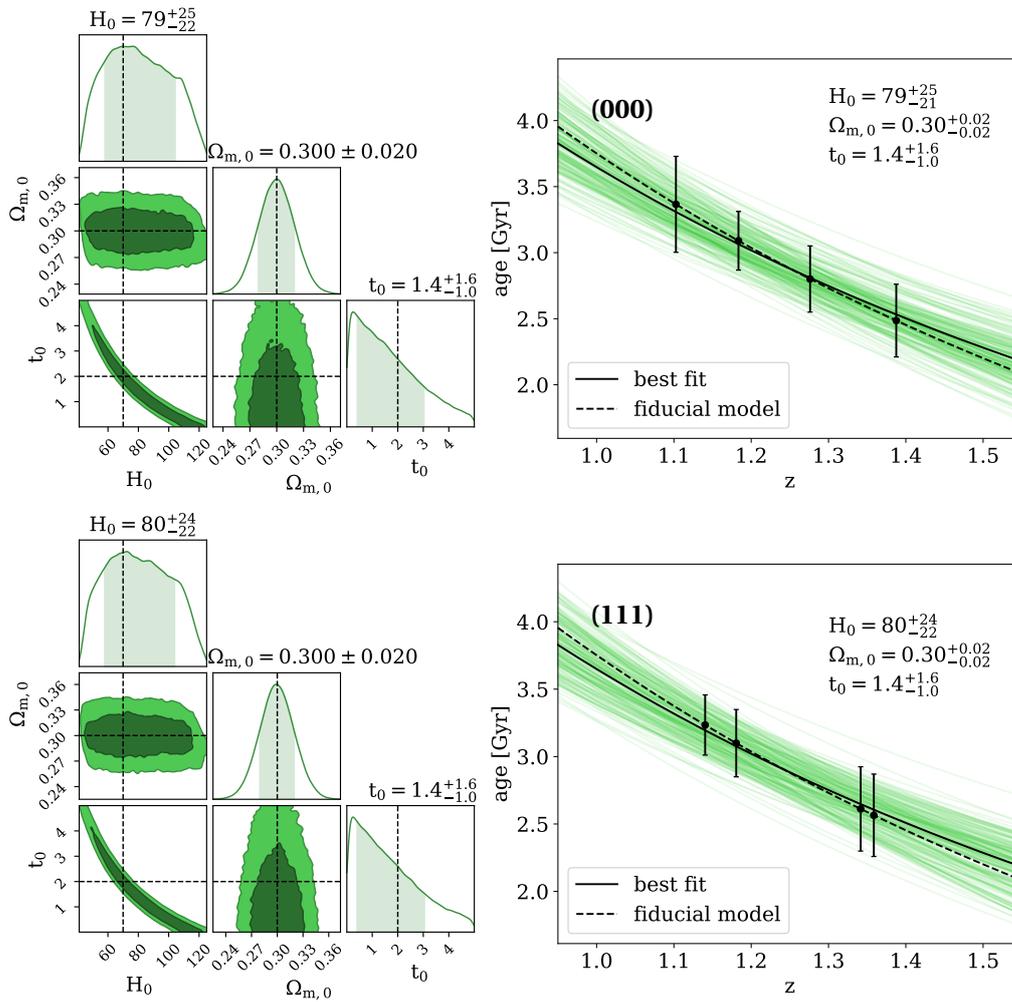


Figura 4.6 TEST 1. Per le configurazioni (000) e (111), con età fissate a quelle previste da una cosmologia Λ CDM con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr, si riportano i risultati del fit con prior gaussiano su $\Omega_{m,0}$ e uniforme sugli altri (tabella 4.5): a sinistra il contour plot e a destra il best fit della relazione età-redshift. Nei contour plot le rette tratteggiate individuano i valori fiduciali per i parametri (imposti dalla cosmologia), mentre sopra ogni istogramma è riportato il valore mediano della distribuzione e il relativo errore. Nei grafici età-redshift si riportano i relativi trend, con linea tratteggiata il fiduciale, con linea continua il trend con parametri di best fit. In verde sono riportate 200 curve costruite con parametri estratti casualmente dalla distribuzione dei posterior, compresi tra il 16° e l'84° percentile.

per le due configurazioni sono molto simili tra loro. Rispetto caso precedente, i trend di best fit riproducono meglio il fiduciale in termini di normalizzazione, mentre la pendenza mostra ancora delle differenze. La distribuzione dei posterior per H_0 , infatti, è diventata più simmetrica ma il valore di best fit è più lontano dal valore fiduciale. Sembra quindi che, limitando la degenerazione con $\Omega_{m,0}$, sia emersa maggiormente quella con t_0 che, al contrario di H_0 , viene sottostimato. Analizzando più approfonditamente l'intervallo di

Tabella 4.5 TEST 1. Prior e risultati del secondo test di validazione del codice, realizzato sulle combinazioni (000) e (111) con età riportate ai valori previsti da una cosmologia $f\Lambda$ CDM con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr, adottando un prior gaussiano su $\Omega_{m,0}$. A partire da sinistra: la configurazione di riferimento, i parametri fittati, i prior adottati, i risultati ottenuti e infine l'errore percentuale sul parametro. Quest'ultimo è stato calcolato mediando errore superiore ed inferiore e poi dividendo per il valore di best fit.

Intervallo	Parametro	Prior	Intervallo	Best fit	errore %
(000)	H_0	uniforme	[25,125]	79^{+25}_{-21}	29%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0,5]	$1.4^{+1.6}_{-1.0}$	93%
(111)	H_0	uniforme	[25,125]	80^{+24}_{-22}	29%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0,5]	$1.4^{+1.6}_{-1.0}$	93%

validità del parametro t_0 , come mostrato in figura 4.7, si osserva che il prior attualmente in uso può essere in realtà ristretto, senza perdita di generalità. In particolare, spostando il limite inferiore a 0.5 Gyr, si va ad imporre un limite superiore al redshift di formazione $z_F \lesssim 7$ ma questo risulta ampiamente in linea con le osservazioni (Thomas et al., 2010). Anche l'estremo superiore del prior ($t_0 \leq 5$) risulta giustificato, in quanto corrisponde ad un'epoca di formazione molto prossima o addirittura sovrapposta a quella in cui osserviamo le galassie in questione ($1 \leq z \leq 1.5$).

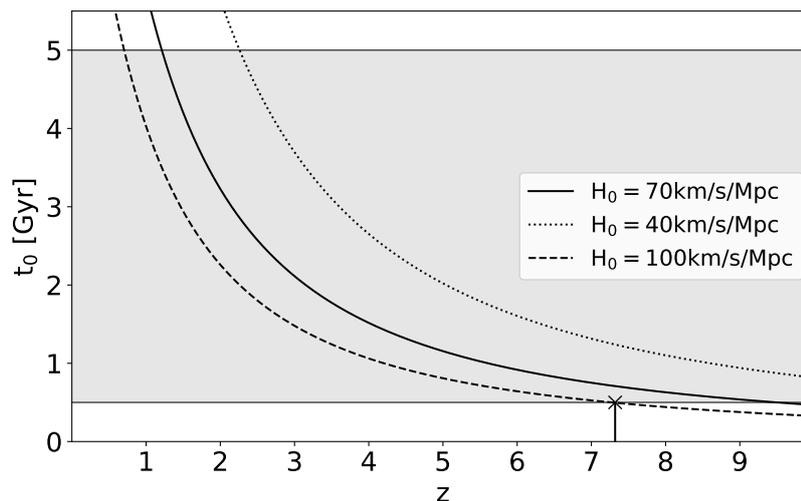


Figura 4.7 Andamento del parametro t_0 , età dell'Universo al momento della formazione delle prime galassie, in funzione del redshift di formazione, come previsto da una cosmologia $f\Lambda$ CDM con diversi valori del parametro H_0 .

Per verificare se e come restringere il prior su t_0 a $[0.5,5]$ Gyr possa aiutare nel contesto della degenerazione $H_0 - t_0$, si procede nuovamente al fit delle combinazioni (000) e (111) con età riportate al $f\Lambda$ CDM, con prior su $\Omega_{m,0}$ sia gaussiano che uniforme. In particolare, in figura 4.8 e in tabella 4.6 vengono presentati i risultati del fit con il nuovo prior su t_0 e prior uniformi sugli altri parametri, che prenderà il nome di *TEST 2*. In figura 4.9 e in tabella 4.7, invece, sono riportati i risultati del fit analogo ma con prior gaussiano su $\Omega_{m,0}$, a cui si farà riferimento come *TEST 3*.

Tabella 4.6 TEST 2. Prior e risultati del terzo test di validazione del codice, realizzato sulle combinazioni (000) e (111) con età riportate ai valori previsti da una cosmologia $f\Lambda$ CDM con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr, adottando il nuovo prior su t_0 . A partire da sinistra: la configurazione di riferimento, i parametri fittati, i prior adottati, i risultati ottenuti e infine l'errore percentuale sul parametro. Quest'ultimo è stato calcolato mediando errore superiore ed inferiore e poi dividendo per il valore di best fit.

Configurazione	Parametro	Prior	Intervallo	Best fit	errore %
(000)	H_0	uniforme	[25,125]	63^{+32}_{-19}	40%
	$\Omega_{m,0}$	uniforme	[0,1]	$0.42^{+0.36}_{-0.26}$	74%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$1.9^{+1.5}_{-1.0}$	67%
(111)	H_0	uniforme	[25,125]	64^{+33}_{-19}	41%
	$\Omega_{m,0}$	uniforme	[0,1]	$0.40^{+0.37}_{-0.25}$	78%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$1.9^{+1.5}_{-1.0}$	66%

Tabella 4.7 TEST 3. Prior e risultati del quarto test di validazione del codice, realizzato sulle combinazioni (000) e (111) con età riportate ai valori previsti da una cosmologia $f\Lambda$ CDM con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr, adottando il nuovo prior su t_0 e un prior gaussiano su $\Omega_{m,0}$. A partire da sinistra: la configurazione di riferimento, i parametri fittati, i prior adottati, i risultati ottenuti e infine l'errore percentuale sul parametro. Quest'ultimo è stato calcolato mediando errore superiore ed inferiore e poi dividendo per il valore di best fit.

Intervallo	Parametro	Prior	Intervallo	Best fit	errore %
(000)	H_0	uniforme	[25,125]	73^{+18}_{-18}	25%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$1.8^{+1.5}_{-1.0}$	70%
(111)	H_0	uniforme	[25,125]	74^{+18}_{-18}	24%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$1.8^{+1.5}_{-0.9}$	67%

Per quanto riguarda TEST 2 si nota che, naturalmente, riemergono le problematiche già viste per TEST 0: una forte degenerazione $H_0 - \Omega_{m,0}$ e un best fit che non riproduce il trend

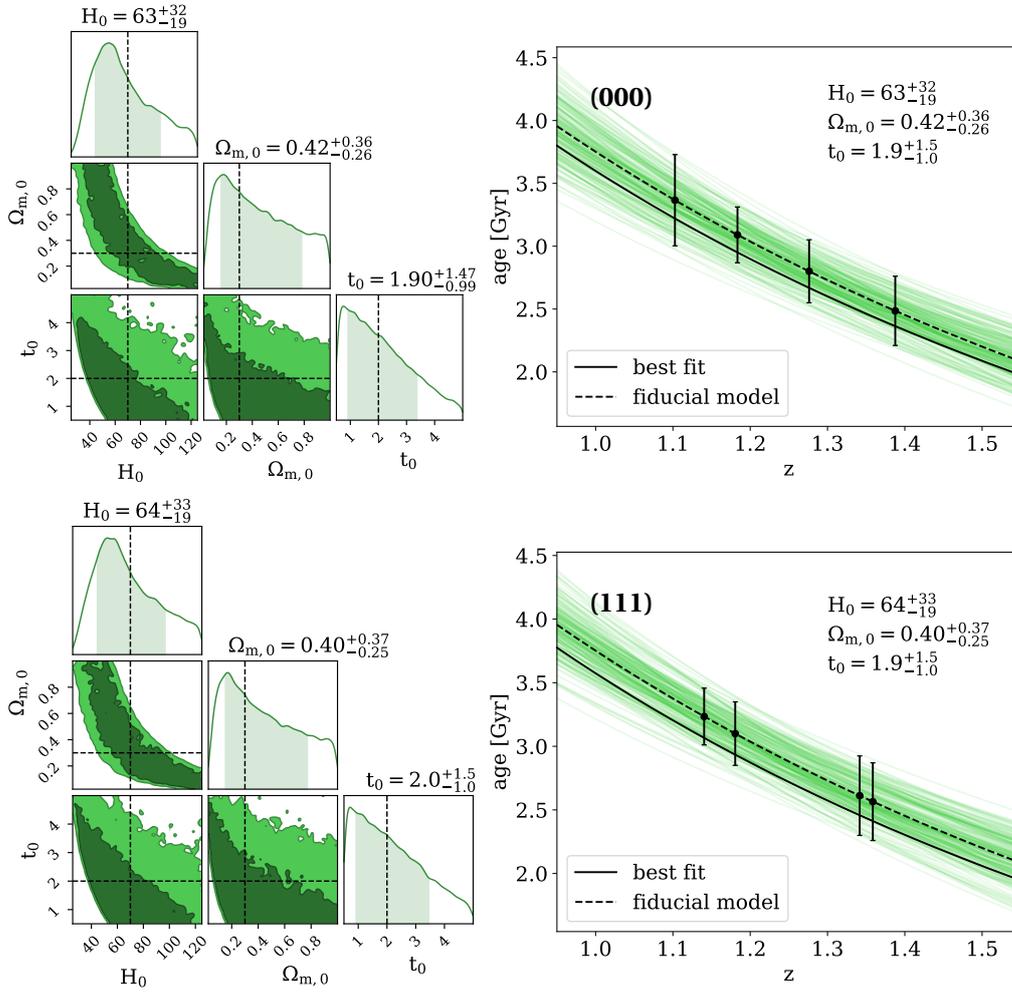


Figura 4.8 TEST 2. Per le configurazioni (000) e (111), con età fissate a quelle previste da una cosmologia $f\Lambda$ CDM con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr, si riportano i risultati del fit con il nuovo prior $[0.5,5]$ Gyr su t_0 (tabella 4.6): a sinistra il contour plot e a destra il best fit della relazione età-redshift. Nei contour plot le rette tratteggiate individuano i valori di riferimento per i parametri (imposti dalla cosmologia), mentre sopra ogni istogramma è riportato il valore mediano della distribuzione e il relativo errore. Nei grafici età-redshift si riportano i relativi trend, con linea tratteggiata quello con parametri di riferimento, con linea continua il trend con parametri di best fit. In verde sono riportate 200 curve costruite con parametri estratti casualmente dalla distribuzione dei posterior, compresi tra il 16° e l'84° percentile.

fiduciale. Si nota però che, per quanto l'utilizzo di tutti prior uniformi non consenta di rompere le degenerazioni presenti, aver ristretto il prior su t_0 consente comunque di ottenere un risultato migliore: il valore di t_0 si avvicina di più al fiduciale e anche la differenza tra il best fit e il trend fiduciale risulta minore rispetto a quanto visto in TEST 0.

Il miglioramento più significativo si osserva però in TEST 3, in cui l'utilizzo del prior gaussiano su $\Omega_{m,0}$ consente di rompere la degenerazione $H_0 - \Omega_{m,0}$ e il nuovo prior su t_0 permette

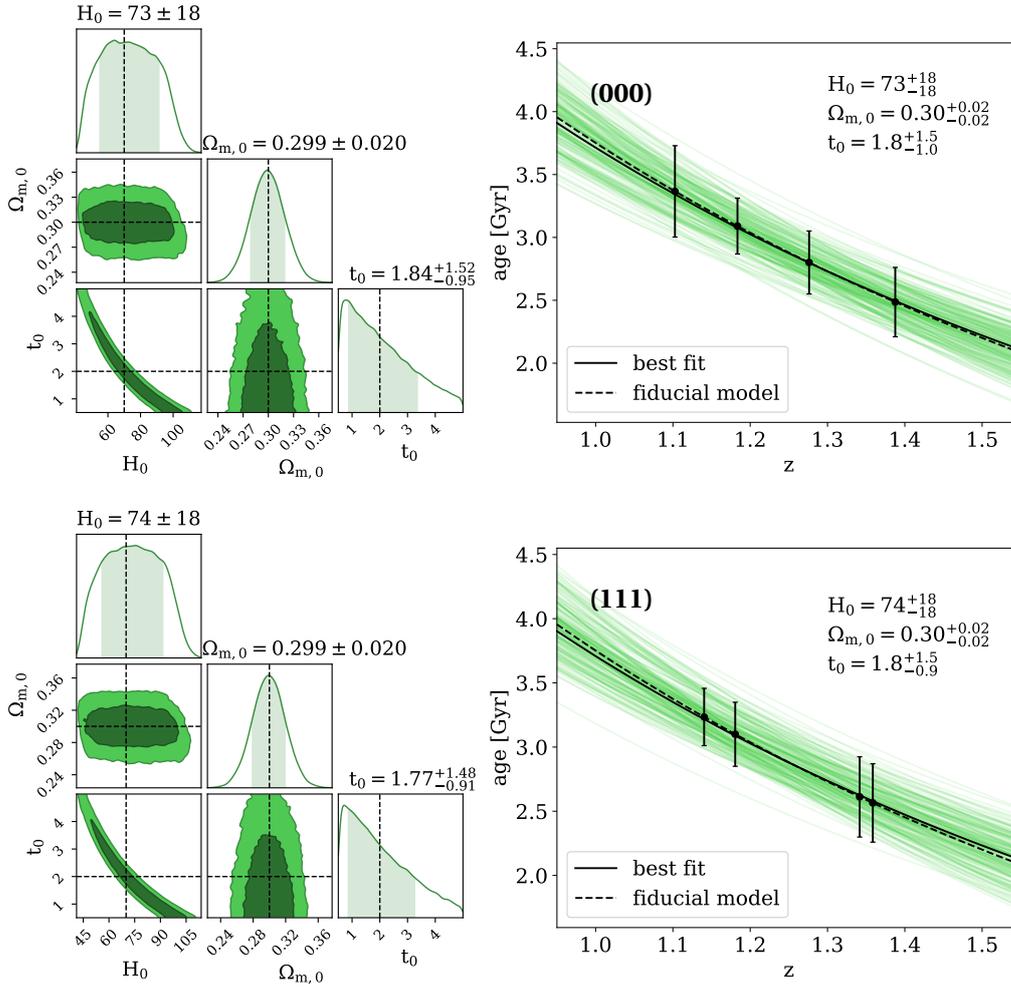


Figura 4.9 TEST 3. Per le configurazioni (000) e (111), con età fissate a quelle previste da una cosmologia Λ CDM con $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr, si riportano i risultati del fit con il nuovo prior $[0.5,5]$ Gyr su t_0 e prior gaussiano su $\Omega_{m,0}$ (tabella 4.7): a sinistra il contour plot e a destra il best fit della relazione età-redshift. Nei contour plot le rette tratteggiate individuano i valori di riferimento per i parametri (imposti dalla cosmologia), mentre sopra ogni istogramma è riportato il valore mediano della distribuzione e il relativo errore. Nei grafici età-redshift si riportano i relativi trend, con linea tratteggiata quello con parametri di riferimento, con linea continua il trend con parametri di best fit. In verde sono riportate 200 curve costruite con parametri estratti casualmente dalla distribuzione dei posterior, compresi tra il 16° e l'84° percentile.

di ridurre quella tra $H_0 - t_0$. La distribuzione del posterior su H_0 diventa simmetrica e si ottiene un vincolo, sia su H_0 che su t_0 , ragionevolmente in accordo con i valori fiduciali. In effetti, questo fit è quello in cui le curve di best fit riproducono meglio i trendi fiduciali. Per tali ragioni, quando si procederà al fit dei dati reali, verrà utilizzata la combinazione di prior di questo test.

Da ultimo, si è ritenuto interessante osservare se e come cambiano i risultati e i vincoli in un intervallo di redshift differente. In particolare, è stato preso in considerazione l'intervallo $0.2 < z < 0.8$, coperto da survey ancora non del tutto esplorate dal punto di vista dei cronometri cosmici, come SDSS-BOSS (DR16, [Ahumada et al., 2020](#)). In questo intervallo si trovano già simulazioni in [Moresco et al. \(2022\)](#), che prenderemo come riferimento per confrontare i risultati ottenuti. Per procedere al fit sono stati generati 10 punti equispaziati tra $z=0.2$ e $z=0.8$ e sono state calcolate le età corrispondenti previste, come sopra, da un modello $f\Lambda$ CDM con parametri $H_0=70$ km/s/Mpc, $\Omega_{m,0}=0.3$, $t_0=2$ Gyr. Quindi è stato associato a queste età un errore costante, pari al valor medio degli errori sulle età nella configurazione (111), circa 0.25 Gyr. Su questo dataset sono stati quindi eseguiti due fit, uno con i prior di TEST 2 e uno con quelli di TEST 3 (rispettivamente *TEST 2(low-z)* e *TEST 3(low-z)*) i cui risultati sono mostrati in figura 4.10 e in tabella 4.8.

Si osserva che in questo intervallo, mantenendo gli errori ottenuti in VANDELS ma con una statistica maggiore, le incertezze sui parametri si riducono circa del 67% rispetto agli omologhi risultati ai redshift di VANDELS. Nel caso particolare di TEST 3(low-z), sul parametro H_0 si riesce ad ottenere un'accuratezza pari a quella dell'intero set di risultati ottenuti tramite cronometri cosmici ad oggi disponibile ([Moresco et al., 2022](#)), che si attesta intorno al 4-5%. Questo suggerisce che le grandi barre di errore ottenute nei test sui dati VANDELS, con vincoli non inferiori al 24%, sono dominate dalla bassa statistica disponibile.

Tabella 4.8 TEST 2(low-z) e TEST 3(low-z). Prior e risultati della simulazione nell'intervallo $0.2 < z < 0.8$. A partire da sinistra: il nome del test, i parametri fittati, i prior adottati, i risultati ottenuti e infine l'errore percentuale sul parametro. Quest'ultimo è stato calcolato mediando errore superiore ed inferiore e poi dividendo per il valore di best fit.

Intervallo	Parametro	Prior	Intervallo	Best fit	errore %
TEST 2(low-z)	H_0	uniforme	[25,125]	66^{+12}_{-11}	17%
	$\Omega_{m,0}$	uniforme	[0,1]	$0.39^{+0.33}_{-0.23}$	72%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$1.6^{+1.5}_{-0.7}$	69%
TEST 3(low-z)	H_0	uniforme	[25,125]	71^{+5}_{-4}	6%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$1.9^{+0.6}_{-0.5}$	29%

4.2.3 Fit del modello ai dati

Una volta validato il codice e analizzato il tipo di prior da utilizzare per ciascun parametro, si può procedere con il fit dei trend età-redshift mediani descritti nel capitolo 4.1 e riportati nelle figure 4.2 e 4.3. Come già discusso nel suddetto capitolo, non tutte le combinazioni

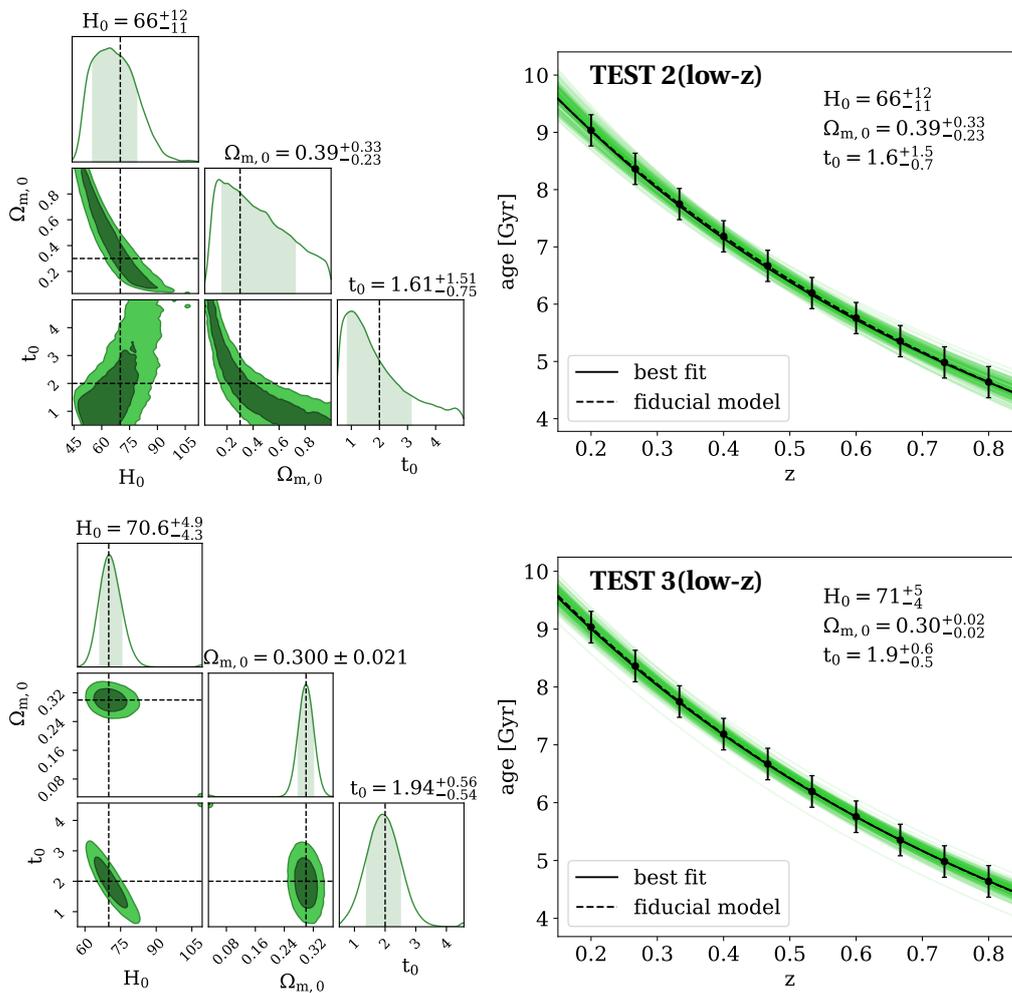


Figura 4.10 TEST 2(low-z) e TEST 3(low-z). Risultati della simulazione nell'intervallo $0.2 < z < 0.8$ con prior descritti in tabella 4.8: a sinistra i contour plot e a destra i best fit della relazione età-redshift. Nei contour plot le rette tratteggiate individuano i valori di riferimento per i parametri (imposti dalla cosmologia), mentre sopra ogni istogramma è riportato il valore mediano della distribuzione e il relativo errore. Nei grafici età-redshift si riportano i relativi trend, con linea tratteggiata quello con parametri di riferimento, con linea continua il trend con parametri di best fit. In verde sono riportate 200 curve costruite con parametri estratti casualmente dalla distribuzione dei posterior, compresi tra il 16° e l'84° percentile.

risultano efficaci nel campionare la relazione età-redshift. In particolare, le configurazioni (010) e (110), vincolando la curva con due soli punti, avranno un'accuratezza molto limitata nella stima dei parametri. Di contro, le configurazioni (001) e (101), con un totale di otto punti ciascuna, finiscono per avere una statistica troppo bassa in ogni bin. Questo porta ad ottenere età mediane molto sensibili alle fluttuazioni interne e, in alcuni casi, errori molto piccoli che vanno a deviare il fit. Di seguito vengono quindi presentati solo i risultati ottenuti

nei fit sulle combinazioni con quattro punti totali: (000), (011), (100) e (111). Quest'ultima, poi, verrà presa come riferimento perché consente di campionare omogeneamente la relazione età-redshift sia in redshift che in termini di popolazione grazie alla suddivisione in massa, come spiegato anche in sezione 4.1.

Nei casi in cui il campione è stato suddiviso per massa, poi, prima di procedere al fit, i punti relativi al campione a massa minore sono stati traslati verticalmente di un offset pari alla differenza media di età tra il sottocampione high-mass e quello low-mass. Infatti, se si assume valido il paradigma del *mass-downsizing*, le galassie a massa inferiore dovrebbero essersi formate ed evolute con un certo ritardo rispetto a quelle a massa maggiore. Per questo la relazione età-redshift corretta nel caso gli oggetti low-mass deve tenere conto di un ulteriore termine Δt , che quantifica il tempo passato dalla formazione degli oggetti più massivi a quella degli oggetti meno massivi:

$$t_{\text{LM}}(z) = \int_0^z \frac{dz'}{H_0 \sqrt{1 - \Omega_{m,0} + \Omega_{m,0}(1+z')^3}(1+z')} - (t_0 + \Delta t). \quad (4.5)$$

Al contrario di t_0 , Δt non viene incluso tra i parametri liberi ma viene fissato ad un valore costante per ogni fit in cui è richiesto. In questi casi è stato calcolato come valor medio delle differenze tra i valori mediani di età ad alta e bassa massa in ogni bin, e si attesta mediamente intorno a 0.8-0.9 Gyr.

All'atto pratico il fit è stato eseguito contemporaneamente sui dati del campione ad alta e bassa massa, prima sommando a queste ultime il termine Δt , e quindi procedendo al fit adottando la relazione 4.4. In figura 4.11 si riportano i corner plot e il best fit della relazione età-redshift per le due combinazioni con bin equipopolati, in figura 4.12 l'analogo per i due casi con bin equispaziati. In tabella 4.9 sono riassunti tutti i risultati.

In generale, sul parametro H_0 si ottengono stime con errori intorno al 20-25% mentre per t_0 l'incertezza è tendenzialmente di 1-2 Gyr. Prendendo come riferimento la combinazione (111) per le ragioni discusse precedentemente, le misure di H_0 e t_0 ottenute in questo lavoro sono:

$$H_0 = 67_{-15}^{+14} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (4.6)$$

$$t_0 = 1.7_{-0.9}^{+1.5} \text{ Gyr}; \quad (4.7)$$

L'accuratezza delle stime è in linea con le aspettative, visti i risultati dei test descritti nella sezione precedente, e specialmente dal confronto con TEST 3, avente gli stessi prior sui parametri. Per paragonare le stime di H_0 nelle varie configurazioni, ma anche per contestualizzare i risultati rispetto alle misure di H_0 derivanti dalle cosiddette *probe standard*, in figura 4.13 si riportano, sovrapposte, le distribuzioni di probabilità normalizzate sia per i fit appena

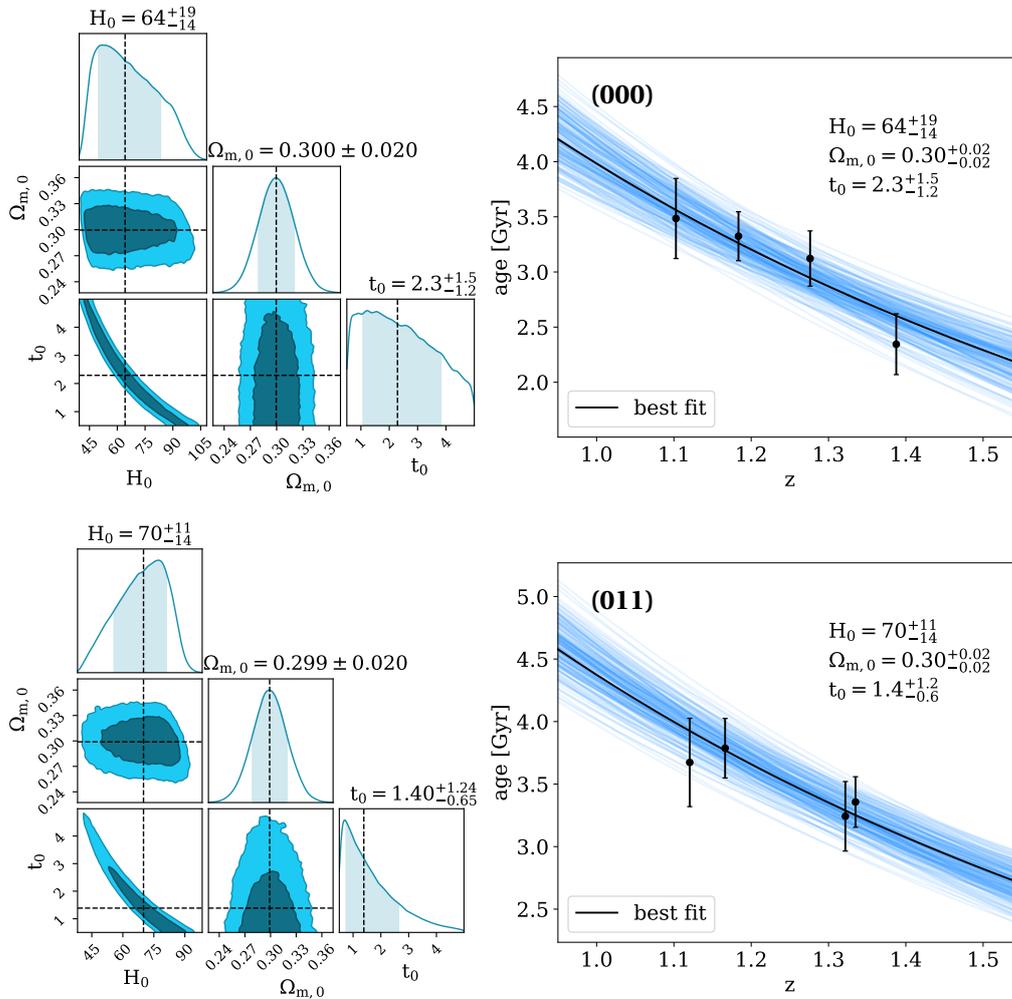


Figura 4.11 Per i due set di dati (000) e (011) si riportano il contour plot, a sinistra, e il best fit della relazione età redshift, a destra. Nei contour plot sopra ogni istogramma è riportato il valore mediano della distribuzione, indicato anche con una linea tratteggiata, e il relativo errore. Nei grafici età-redshift è riportato con linea continua il trend ad esso relativo. In blu sono mostrate 200 curve costruite con parametri estratti casualmente dalla distribuzione dei posterior, compresi tra il 16° e l'84° percentile.

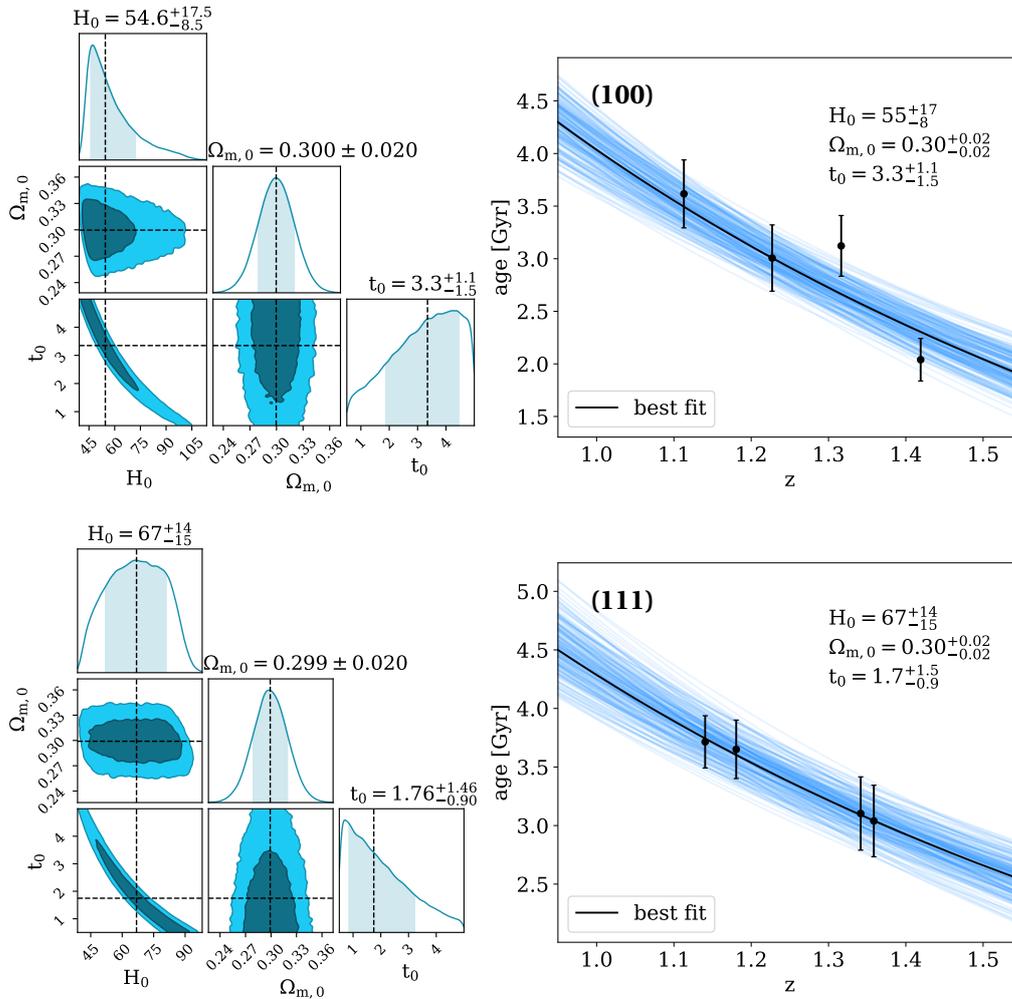


Figura 4.12 Per i due set di dati (100) e (111) si riportano il contour plot, a sinistra, e il best fit della relazione età redshift, a destra. Nei contour plot sopra ogni istogramma è riportato il valore mediano della distribuzione, indicato anche con una linea tratteggiata, e il relativo errore. Nei grafici età-redshift è riportato con linea continua il trend ad esso relativo. In blu sono mostrate 200 curve costruite con parametri estratti casualmente dalla distribuzione dei posterior, compresi tra il 16° e l'84° percentile.

Tabella 4.9 Prior e risultati del fit alle quattro configurazioni presentate nelle figure 4.2 e 4.3. A partire da sinistra: il codice identificativo del binning, i parametri fittati, i prior adottati, i risultati ottenuti e infine l'errore percentuale sul parametro. Quest'ultimo è stato calcolato mediando errore superiore ed inferiore e poi dividendo per il valore di best fit.

Set di dati	Parametro	Prior	Intervallo	Best fit	errore %
(000)	H_0	uniforme	[25,125]	64^{+19}_{-14}	26%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$2.3^{+1.5}_{-1.2}$	59%
(011)	H_0	uniforme	[25,125]	70^{+11}_{-14}	19%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$1.4^{+1.2}_{-0.6}$	64%
(100)	H_0	uniforme	[25,125]	55^{+17}_{-8}	23%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$3.3^{+1.1}_{-1.5}$	39%
(111)	H_0	uniforme	[25,125]	67^{+14}_{-15}	22%
	$\Omega_{m,0}$	gaussiano	0.30 ± 0.02	$0.3^{+0.02}_{-0.02}$	7%
	t_0	uniforme	[0.5,5]	$1.7^{+1.5}_{-0.9}$	71%

presentati che per i risultati da [Riess et al. \(2021\)](#) e da [Planck-Collaboration et al. \(2020\)](#). È evidente che con margini di errore di questo tipo non sia possibile ottenere vincoli utili nel contesto della tensione di Hubble, che nasce dal confronto di misure con incertezze inferiori al 2%. Tuttavia, facendo riferimento alle simulazioni presentate nella sezione precedente (risultati in tabella 4.8), risulta chiaro che anche le misurazioni ottenute con il metodo dei cronometri cosmici, su dati simili a quelli presentati in questo lavoro, possono raggiungere una precisione, se non confrontabile con quella delle probe standard, comunque utile a far luce sulla problematica e a dare indicazione sulla direzione in cui muoversi per risolvere la tensione.

4.3 Stima del tasso di espansione dell'Universo attraverso i cronometri cosmici

Se finora le relazioni età-redshift mediane presentate in sezione 4.1 sono state studiate adottando un modello cosmologico, è vero anche che da esse si possono ottenere risultati di rilevanza cosmologica senza necessariamente assumere modelli, applicando il metodo dei cronometri cosmici descritto nel capitolo 1.3. Qui era stato discusso come, sulla base del principio cosmologico, della relatività generale e adottando una metrica FLRW, il parametro

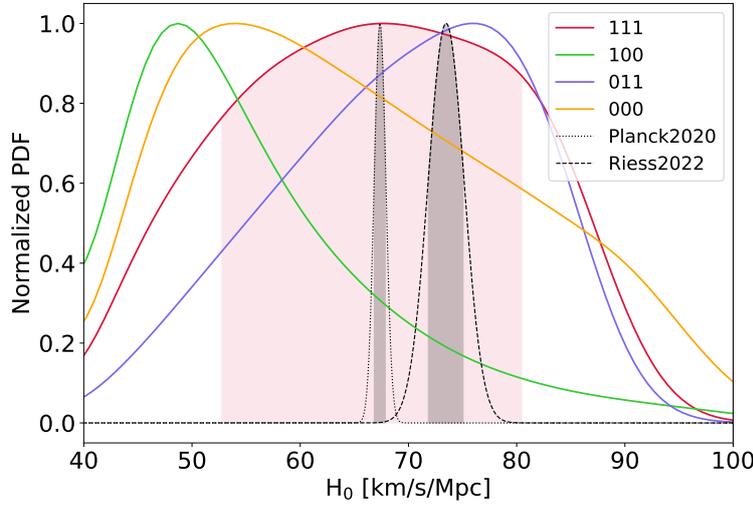


Figura 4.13 Distribuzioni di probabilità a posteriori per il parametro H_0 ottenute per le quattro combinazioni (000), (011), (100), (111) con i prior elencati in tabella 4.9, a confronto con i risultati di [Riess et al. \(2021\)](#) e [Planck-Collaboration et al. \(2020\)](#). Per ogni curva, la zona ombreggiata copre l'intervallo tra il 16° e l'84° percentile.

di Hubble in funzione del redshift si possa esprimere come:

$$H(z) = -\frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt}. \quad (4.8)$$

e dunque come, disponendo di un campione di cronometri cosmici, sia possibile ottenere una stima di tale parametro nell'epoca cosmica a cui tali oggetti appartengono, valutando la variazione di età (dt) corrispondente alla variazione di redshift (dz). Ciò che occorre misurare, in sostanza, è la derivata della relazione età-redshift $t(z)$ al redshift in cui si colloca campione e questo richiede:

- un campione di cronometri ben sincronizzati, e il campione di 39 galassie presentato nel capitolo 4.1 è stato selezionato per soddisfare questa richiesta;
- un differenziale di età corrispondente all'intervallo di redshift che sia maggiore dell'errore sulle singole età per ottenere una misura robusta della derivata dz/dt . Ciò implica considerare una coppia di punti (age,z) separati da un range di redshift sufficientemente ampio da verificare tale condizione;
- errori sulle età ragionevolmente piccoli, che consentano di massimizzare l'accuratezza sulla stima della derivata dz/dt .

Se il secondo punto è ottenibile aumentando il numero di bin in redshift in cui si calcolano le età mediane, per il terzo è invece necessario aumentare il numero (N) di oggetti presenti in ciascun bin, dal momento che l'errore mediano scala come MAD/\sqrt{N} . È quindi evidente la necessità di ottimizzare il bilancio tra numero di intervalli in redshift e numero di punti per intervallo. La statistica del campione è dunque uno degli aspetti più rilevanti per ottenere una stima accurata di $H(z)$. Anche in questo caso, quindi, come sottolineato alla fine del capitolo 4.1, le migliori configurazioni di età-redshift mediane saranno quelle con quattro sottocampioni totali, tali da mantenere circa 10 oggetti in ogni bin: 000, 011, 100 e 111. In particolare, dato che, come visto in sezione 1.2.2, è stata osservata una forte correlazione tra massa stellare, età e sincronicità della formazione stellare (Thomas et al., 2010), per massimizzare la sincronicità dei traccianti considerati (e quindi l'utilizzo di veri e propri cronometri) saranno prese come riferimento le combinazioni in cui è adottata la divisione per massa: 111 e 011.

La misura di $H(z)$ per queste ultime due combinazioni viene eseguita in due passaggi: prima si considerano separatamente i due punti a massa più alta e i due a massa più bassa, ottenendo due valori di $H(z)$ e i relativi errori nel seguente modo:

$$H = -\frac{1}{1+z} \frac{z_1 - z_2}{t_1 - t_2} \quad (4.9)$$

$$H_{\text{err}} = \frac{|z_1 - z_2| \sqrt{t_{\text{err},1}^2 + t_{\text{err},2}^2}}{1+z} \frac{1}{(t_1 - t_2)^2} \quad (4.10)$$

dove (z_1, t_1) e (z_2, t_2) sono le coordinate dei punti considerati nel piano età-redshift e per z si utilizza la media dei redshift dei due punti; poi si calcola la media tra queste due misure, pesata dall'errore associato. In figura 4.15 sono mostrati i due grafici età-redshift per le configurazioni 111 e 011, dove sono evidenziate le coppie di punti considerate in ciascun caso. In tabella 4.10 sono riportati i valori di $H(z)$ intermedi ottenuti per ogni coppia, e quelli finali, dalla loro media pesata. Questi ultimi sono anche mostrati in figura 4.15 a confronto con tutte le altre misurazioni del parametro di Hubble ottenute fino ad oggi tramite il metodo dei cronometri cosmici. Dal momento che l'111 consente di avere un campionamento più omogeneo in redshift, il risultato ad esso relativo è stato scelto come misura finale di riferimento, e per questo viene mostrato con il simbolo \star .

Come ci aspettiamo le due stime sono molto simili tra loro, in quanto i due binning differiscono solo per il fatto che 011 ha intervalli equipopolati mentre 111 equispaziati, per cui hanno differenze di pochi oggetti. Sebbene sia necessario tenere in conto delle grandi barre di errore che li accompagnano, entrambe le misurazioni si inseriscono bene nel trend crescente del parametro di Hubble con il redshift e sono compatibili con l'andamento previsto

dal modello $f\Lambda$ CDM in [Planck-Collaboration et al. \(2020\)](#). Guardando più nel dettaglio i valori in tabella 4.10 si può notare che per 011 la misura di $H(z)$ per il campione high-mass ha un errore 4-5 volte maggiore rispetto agli errori ottenuti per le altre coppie di valori. È la conseguenza del problema a cui si è accennato prima, ovvero il fatto che i due punti hanno barre di errore molto più grandi rispetto alla loro differenza di età. Questo fa sì che il valore finale per 011 sia molto prossimo alla stima low-mass che, al contrario, non mostra tale problematica.

Tabella 4.10 Misure di $H(z)$ ottenute per le combinazioni 111 e 011. Nella prima colonna sono indicati redshift, misura di $H(z)$ ed errore associato ottenuti per ciascuna coppia di punti relativa al campione high-mass (HM) o low-mass (LM). Nella seconda sono riportate le stime finali di redshift e $H(z)$ ottenute dalla media pesata dei precedenti.

Configurazione		z	$H(z)$ [km/s/Mpc]	$\langle z \rangle$	$\langle H(z) \rangle$ [km/s/Mpc]
111	HM	1.25	140 ± 79	1.26	135 ± 60
	LM	1.26	127 ± 93		
011	HM	1.23	298 ± 383	1.24	132 ± 82
	LM	1.24	125 ± 84		

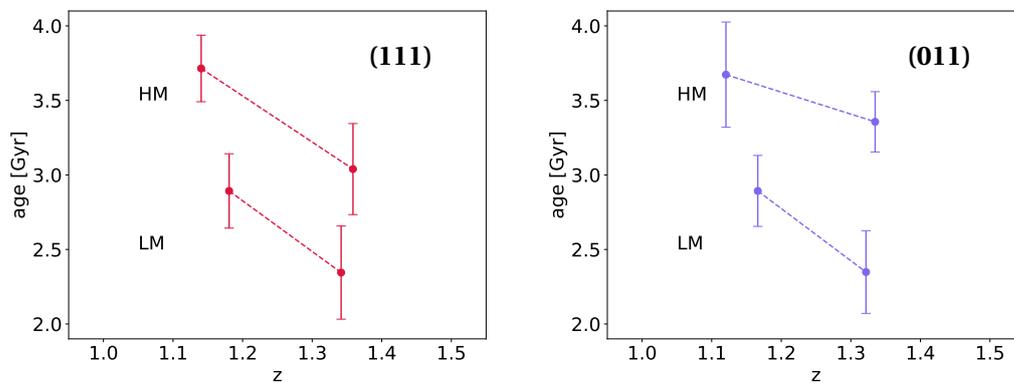


Figura 4.14 Grafici età-redshift mediani per le combinazioni 111 e 011. Le linee tratteggiate connettono le coppie di punti high-mass (HM) e low-mass (LM) tra cui viene calcolato $H(z)$.

Dal grafico di figura 4.15 si nota anche che gli errori ottenuti in questo lavoro sono molto simili a quelli presentati in [Stern et al. \(2010\)](#) e [Ratsimbazafy et al. \(2017\)](#) intorno a $z \sim 0.5$. In entrambi questi lavori la statistica a disposizione è più bassa: 24 oggetti nel primo caso e 19 nel secondo, a confronto con i 39 cronometri cosmici individuati qui. Il fatto che abbiano errori confrontabili nonostante la minore statistica è dovuto al fatto si collocano a redshift più bassi, in cui la relazione età-redshift è più ripida e quindi la stima del differenziale di tempo risente meno degli errori sulle singole età.

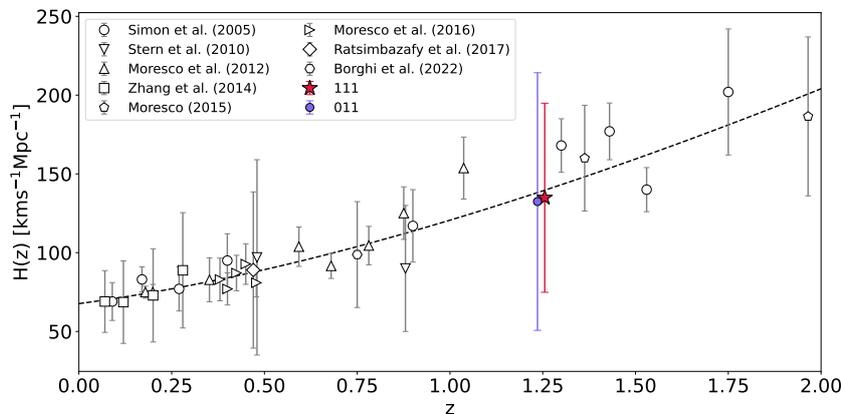


Figura 4.15 Misure del parametro di Hubble ottenute tramite il metodo dei cronometri cosmici. In rosso e in blu i valori ottenuti in questo lavoro utilizzando le combinazioni di età-redshift mediane 111 e 011. Come riferimento, viene riportato con una linea tratteggiata l'andamento previsto dal modello cosmologico Λ CDM in [Planck-Collaboration et al. \(2020\)](#).

Per valutare l'effetto che l'assenza di ripartizione in massa può avere sui risultati è stato misurato $H(z)$ anche per le combinazioni 000 e 100. In questi casi si hanno quattro bin a diverso redshift, quindi è necessario scegliere due coppie di essi tra cui misurare $H(z)$ applicando l'equazione 4.8 per poi calcolarne la media pesata, come nel caso precedente. Solitamente si tende ad evitare di scegliere coppie di punti consecutivi che, essendo ravvicinati, hanno poca leva in redshift, per cui si rischia che l'errore sulle età domini sulla variazione temporale tra i due punti. Quindi, denominando i quattro punti a , b , c e d seguendo l'ordine crescente in redshift, si è deciso di calcolare $H(z)$ per le coppie $a-c$ e $b-d$, come mostrato in figura 4.16. In tabella 4.11 sono mostrati, come prima, sia i risultati intermedi, calcolati su ogni coppia, che quelli finali, dati dalla media pesata dei precedenti. Le stime finali sono riportate anche in figura 4.17, insieme a quelle per le combinazioni 111 e 011 e a tutte le altre misure ottenute applicando il metodo dei CC.

In questo caso i risultati ottenuti sembrano sottostimare il valore di $H(z)$ che emergerebbe a $z \approx 1.25$ seguendo il trend delineato dalle altre misurazioni di $H(z)$. Come si evince in tabella 4.11, entrambe le misurazioni sono il risultato della media tra un valore compreso tra 80 e 90 km/s/Mpc con un errore di circa il 30% e un valore più alto, intorno ai 200 km/s/Mpc, ma con un errore 5-8 volte più grande del precedente, per cui la media pesata risulta prossima al primo valore. La ragione di tale comportamento si comprende osservando i grafici di figura 4.16, dove si nota una certa fluttuazione del trend, specialmente nei punti c e d : il punto c ha un'età simile a quella del punto a , mentre il punto d si trova significativamente più in basso rispetto al punto c . Di conseguenza la combinazione $a-c$ produrrà una stima di

$H(z)$ più elevata e con errore più alto, per via della piccola differenza di età, mentre la coppia $b-d$ fornirà un valore di $H(z)$ più basso e con errore contenuto, grazie a una differenza di età che domina sull'errore dei singoli punti. Sembra che l'assenza di una suddivisione in massa, affiancata dall'aumento dei bin in redshift, abbia provocato una fluttuazione significativa dei valori di età, dovuta anche alla differenza in termini di distribuzione in massa che può verificarsi da intervallo a intervallo.

Tabella 4.11 Misure di $H(z)$ ottenute per le combinazioni 100 e 000. Nella prima colonna sono indicati redshift, misura di $H(z)$ e relativo errore ottenuti per le coppie di punti a-c e b-d come identificate in figura 4.16. Nella seconda colonna sono riportate le stime finali di redshift e $H(z)$ ottenute dalla media pesata dei precedenti.

Configurazione		z	$H(z)$ [km/s/Mpc]	$\langle z \rangle$	$\langle H(z) \rangle$ [km/s/Mpc]
100	a-c	1.21	182 ± 159	1.27	87 ± 32
	b-d	1.32	84 ± 32		
000	a-c	1.19	214 ± 260	1.24	91 ± 32
	b-d	1.29	89 ± 32		

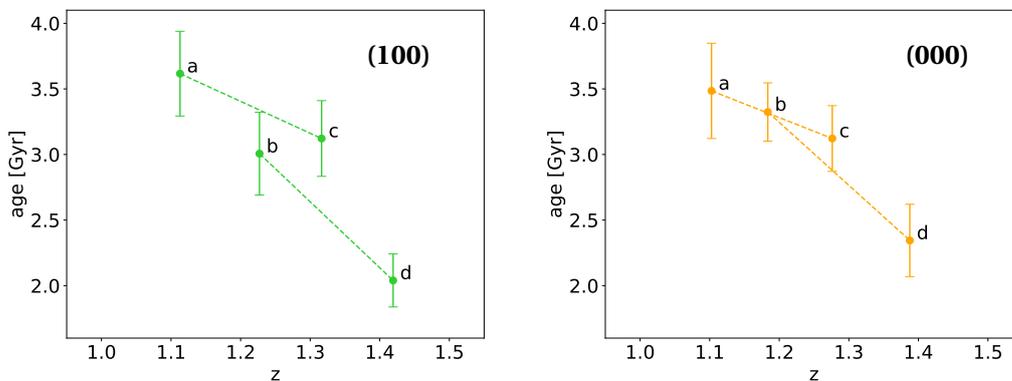


Figura 4.16 Grafici età-redshift mediani per le combinazioni 100 e 000. Le linee tratteggiate connettono le coppie di punti tra cui viene calcolato $H(z)$.

Alla luce di questo, si può concludere che quella di non adottare una divisione in massa non sembra essere la scelta più adatta a condurre analisi di questo tipo. Tra le combinazioni con ripartizione in massa invece, come accennato prima, si sceglie di prendere come riferimento la combinazione 111, la quale garantisce una maggiore omogeneità in redshift. In conclusione, la misura del parametro di Hubble $H(z)$ ottenuta in questo lavoro è:

$$H(z \approx 1.26) = 135 \pm 60(\text{stat}) \quad [\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}] \quad (4.11)$$

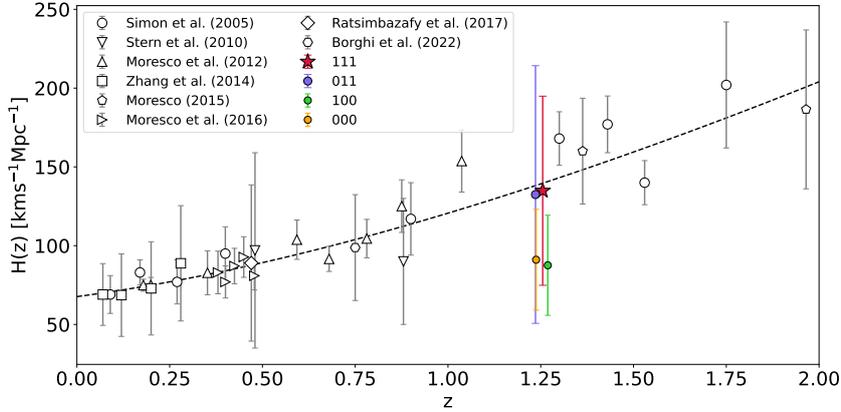


Figura 4.17 Misure del parametro di Hubble ottenute tramite il metodo dei cronometri cosmici. Si mostrano con diversi colori i valori ottenuti in questo lavoro con differenti tipi di binning. Come riferimento, viene riportato con una linea tratteggiata l'andamento previsto dal modello cosmologico Λ CDM in [Planck-Collaboration et al. \(2020\)](#).

dove l'errore associato è di tipo statistico, frutto della propagazione dell'errore associato alle età mediane, il quale scala con la radice quadrata del numero di elementi in ogni bin. Nella prossima sezione si valuterà invece l'effetto sistematico introdotto sulla stima di $H(z)$ dall'utilizzo di una SFH differente, in particolare quella di tipo double-power-law.

4.3.1 Stima dell'errore sistematico assumendo una diversa SFH

Nel capitolo 3.3.1 sono state descritte le differenze sulle stime delle proprietà fisiche al variare della SFH utilizzata nel modello di fit, confrontando i risultati del run con configurazione di baseline (SFH di tipo delayed) e quelli per il run con modello 1 (SFH di tipo double-power-law). Rimuovendo gli oggetti per i quali il fit convergeva verso una SFH non fisica (con $\beta \leq 10$) dal run con modello 1, le proprietà fisiche ottenute nei due run correlavano molto bene tra loro, come si può osservare in tabella 3.5, mostrando tuttavia leggere differenze. Le età, in particolare, avevano una differenza percentuale media pari al 4.5%. È quindi opportuno valutare quanto questo incide sulla misura del parametro di Hubble, andando così a stimare l'effetto sistematico introdotto dalla scelta della SFH.

Per fare questo sono stati realizzati dei nuovi grafici età-redshift mediani utilizzando i risultati del run con modello 1. Per quanto discusso nel capitolo 3.3.1 sono stati rimossi dal campione gli oggetti con $\beta \leq 10$ e, per consistenza con quanto fatto nel caso della configurazione di baseline (capitolo 4.1), sono state escluse le galassie con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) < 10.8$. In questo caso, quindi, l'analisi verrà condotta su un campione di 22 oggetti. In figura 4.18 sono

riportati i grafici età-redshift mediani per le configurazioni di riferimento individuate nella sezione precedente, ovvero 111 e 011. La divisione in massa viene fatta rispetto al valore mediano di $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot})$, pari a 11.23, e consente anche qui di visualizzare il trend di mass-downsizing. Per ciascuna configurazione è stato misurato il parametro di Hubble, con la stessa procedura adottata nella sezione precedente per le combinazioni analoghe.

Tabella 4.12 Misure di $H(z)$ ottenute per le combinazioni 111 e 011 derivanti dal fit con modello 1. Nella prima colonna sono indicati redshift, misura di $H(z)$ ed errore associato ottenuti per ciascuna coppia di punti relativa al campione high-mass (HM) o low-mass (LM). Nella seconda sono riportate le stime finali di redshift e $H(z)$ ottenute dalla media pesata dei precedenti.

Configurazione		z	$H(z)$ [km/s/Mpc]	$\langle z \rangle$	$\langle H(z) \rangle$ [km/s/Mpc]
111	HM	1.26	156 ± 51	1.25	156 ± 51
	LM	1.24	-563 ± 2351		
011	HM	1.32	127 ± 35	1.27	126 ± 33
	LM	1.22	117 ± 86		

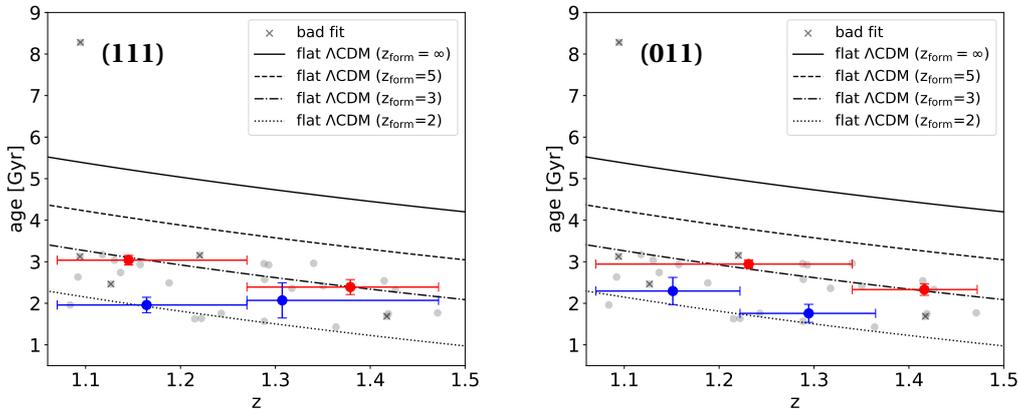


Figura 4.18 Grafici età-redshift mediani per le combinazioni 111 e 011 per le 22 galassie selezionate a valle del fit con modello 1 (SFH double-power-law). In blu e in rosso i risultati delle mediane dei campioni a massa formata rispettivamente minore e maggiore di $10^{11.23}M_{\odot}$.

I risultati sono mostrati in tabella 4.12 e in figura 4.19, affiancati ai risultati omologhi ottenuti dal run con configurazione di baseline. Eccetto che per la combinazione low-mass della configurazione 111 che risulta non informativa per via delle grandi barre di errore di uno dei due punti, tutte le altre coppie di valori forniscono misure in linea con i risultati precedentemente ottenuti. Per fare una stima dell'effetto sistematico introdotto dall'utilizzo di una diversa SFH, viene calcolata la differenza media dei valori del parametro di Hubble ottenuti in configurazioni omologhe. In aggiunta a questa, si valuta anche l'effetto della

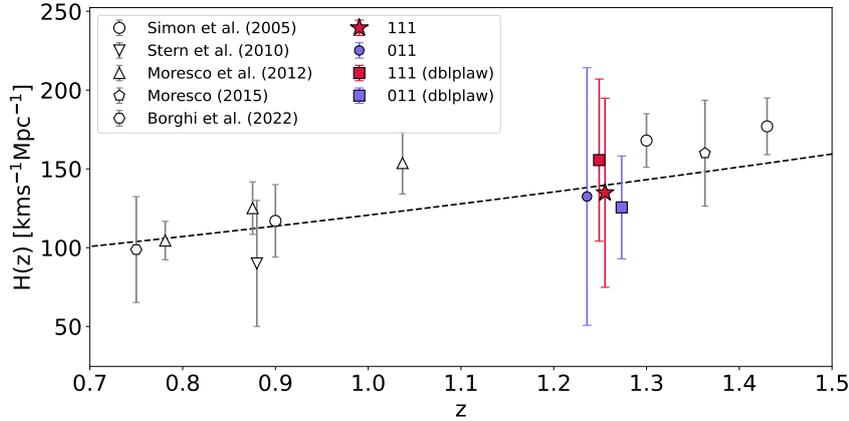


Figura 4.19 Misure del parametro di Hubble ottenute per il fit con configurazione di baseline (SFH delayed) e per il fit con modello 1 (SFH double-power-law) nelle configurazioni 111 e 011. Come riferimento, vengono riportate alcune misurazioni di $H(z)$ ottenute tramite il metodo dei cronometri cosmici e con una linea tratteggiata l'andamento previsto dal modello cosmologico $f\Lambda\text{CDM}$ in [Planck-Collaboration et al. \(2020\)](#).

scelta di un diverso binning, misurando la variazione in $H(z)$ per le combinazioni 111 e 011 del run di baseline. Questo porta ad aggiungere all'errore statistico i seguenti contributi:

$$H(z \approx 1.26) = 135 \pm 60(\text{stat.}) \pm 2.4(\text{bin.}) \pm 14(\text{sys.}) \quad [\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}] \quad (4.12)$$

che, sommati in quadratura, forniscono una stima finale del parametro di Hubble a redshift $z \approx 1.26$ pari a:

$$H(z \approx 1.26) = 135 \pm 62 \quad [\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}]. \quad (4.13)$$

Quest'ultimo risultato viene infine riportato sul grafico $H(z)$ -redshift in figura 4.20 insieme a tutte le altre misurazioni ottenute con il metodo dei cronometri cosmici fino ad ora, evidenziando lo scarto tra errore statistico ed errore sistematico.

Alla luce di questo, risulta evidente che l'errore sulla misura finale sia dominato dall'incertezza statistica, legata fondamentalmente al numero di oggetti nel campione (39 in questo lavoro). Ricordando infatti che l'errore su $H(z)$ dipende dall'incertezza sulle età mediane, calcolata come MAD/\sqrt{N} , per abbattere l'errore sulla misura del parametro di Hubble è necessario far leva su una maggiore statistica. Per confronto, in [Jiao et al. \(2022\)](#) è stata ottenuta, applicando lo stesso metodo, una stima del parametro di Hubble pari a $H(z \approx 0.80) = 113.1 \pm 15.2$ (stat.) con un campione di 350 oggetti della survey LEGA-C, raggiungendo un errore statistico percentuale intorno al 13%, rispetto all'errore statistico percentuale ottenuto in questo lavoro, di circa il 44%. Partendo da quest'ultimo e assumendo che l'errore

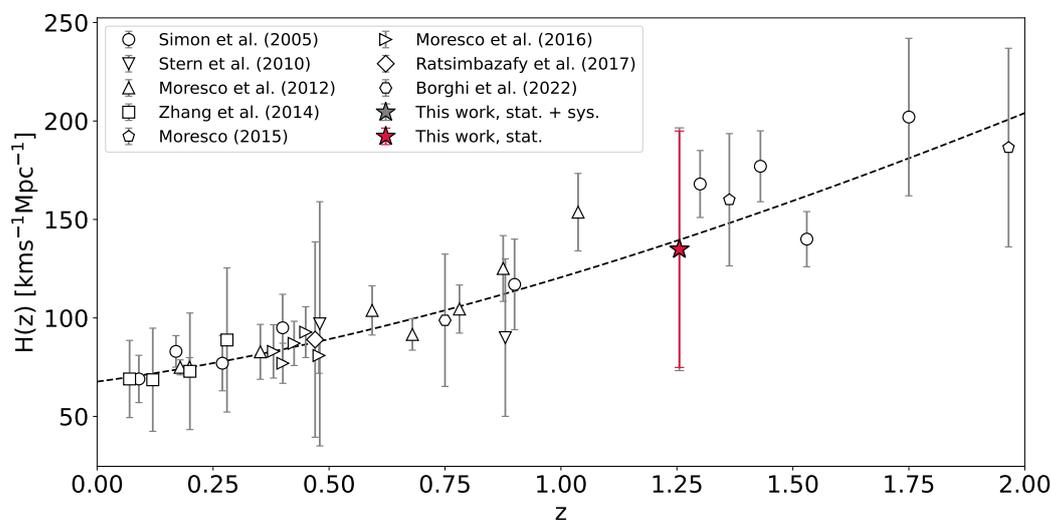


Figura 4.20 Misura del parametro di Hubble ottenuta in questo lavoro a confronto con tutte le misurazioni di $H(z)$ ottenute tramite il metodo dei cronometri cosmici fino ad oggi. Con una linea tratteggiata è mostrato l'andamento previsto dal modello cosmologico Λ CDM in [Planck-Collaboration et al. \(2020\)](#).

statistico scali con la radice quadrata del numero di oggetti del campione, infatti, per un campione di 350 oggetti si ottiene un errore percentuale di circa il 15%, molto simile a quello effettivamente ricavato in LEGA-C. Questo ci permette di fare una previsione approssimativa dei risultati plausibilmente raggiungibili in una survey con una statistica molto più alta come potrà essere EUCLID, per la quale si prospettano campioni di galassie passive con migliaia di oggetti e che dunque, nel contesto della misura del parametro di Hubble attraverso i cronometri cosmici, potrebbe consentire di ottenere errori dell'ordine del'8% intorno a redshift $1.5 < z < 2.1$. Questo apporterebbe un significativo aumento della precisione sulle stime a questi redshift, che al momento varia dal 10% al 25%, risultando fondamentale per vincolare accuratamente la forma di $H(z)$ e, di conseguenza, la storia di espansione dell'Universo.

	n° oggetti	errore %
VANDELS	39	44%
	↓ × 9	↓ × $\frac{1}{\sqrt{9}}$
LEGA-C	350	15%
	↓ × 3	↓ × $\frac{1}{\sqrt{3}}$
EUCLID	~1000	~8%

Capitolo 5

Conclusioni e prospettive future

Il presente lavoro di tesi ha coinvolto la selezione e l'analisi di un campione di galassie passive della survey VANDELS (McLure et al., 2018) nell'ottica di condurre uno studio di tipo cosmologico basato sul metodo dei *cronometri cosmici* (CC). L'idea alla base di questo metodo, proposto inizialmente da Jimenez & Loeb (2002), è quella di tracciare l'evoluzione dell'Universo tramite cronometri standard, ovvero oggetti di cui si possa osservare l'evoluzione temporale in un ampio intervallo di redshift, stimandone l'invecchiamento al passare del tempo cosmico. I candidati migliori a questo scopo sono stati individuati in galassie molto massive e in evoluzione passiva. Numerosi lavori sostengono infatti che esse siano quelle ad essersi formate per prime ($z > 2-3$, Citro et al. 2017, Carnall et al. 2018, Estrada-Carpenter et al. 2019, Carnall et al. 2019) e molto rapidamente ($t < 0.3$ Gyr, Thomas et al. 2010, Carnall et al. 2018), quindi saranno la popolazione di galassie più vecchia ad ogni redshift e anche la più adatta a garantire la massima sincronicità in termini di epoca di formazione. Una volta ottenuto un campione con queste caratteristiche, studiando l'evoluzione differenziale dell'età in funzione del redshift, si può risalire alla stima del parametro di Hubble in quella determinata epoca cosmica: $H(z) = -(1+z)^{-1} dz/dt$, dove dt può essere appunto stimato come differenza di età della popolazione di CC nell'intervallo di redshift dz .

Uno degli aspetti più delicati nell'applicazione di questo metodo è quello di ottenere stime affidabili per le età degli oggetti del campione. In questo lavoro si è scelto di adottare la tecnica del *full-spectral fitting*, che consente di sfruttare completamente la ricchezza dell'informazione spettrale e fotometrica disponibile in VANDELS. Per fare questo è stato adottato il codice `Bagpipes` (Carnall et al., 2018), già utilizzato e ottimizzato per la survey in questione. A differenza delle analisi già condotte sui dati VANDELS, però, in questo lavoro il codice ha applicato una modifica, testata e validata in Jiao et al. (2022), che riguarda proprio la stima delle età: è stato rimosso il limite cosmologico imposto sulle età delle galassie, che il codice adotta di default basandosi su una cosmologia $f\Lambda$ CDM, per lasciare spazio ad un

prior uniforme, fissato a 20 Gyr indipendentemente dal redshift. Ciò significa che le stime di età che sono state ottenute non sono in alcun modo vincolate ad una cosmologia scelta a priori, ma dipendono solamente dai modelli di sintesi di popolazioni stellari assunti e dalle componenti incluse per riprodurre spettro e fotometria.

I principali risultati ottenuti a valle di questo lavoro sono riassunti come segue.

Selezione del campione di CC

- Il campione di partenza è stato estratto dall'ultima data release della survey VANDELIS (DR4, [Garilli et al., 2021](#)) la quale conta 2087 oggetti nell'intervallo di redshift $1 \leq z \leq 7$, per il 97% galassie star-forming, Lyman-break o passive. In particolare, è stato estratto un *parent sample* di galassie classificate come passive nel range $1 \leq z \leq 1.5$ che avessero misurazioni di redshift spettroscopico affidabili almeno al 95% ($z_{\text{flag}} = 3,4$). Tale campione conta 234 galassie, con valori mediani ($\pm \text{MAD}/\sqrt{N}$) di massa stellare e tasso di formazione stellare specifico pari a $\langle \log(M_{\star}/M_{\odot}) \rangle = 10.80 \pm 0.02$ e $\langle \log(\text{sSFR}/\text{yr}^{-1}) \rangle = -11.1 \pm 0.1$;
- A partire dal parent sample, si è svolta la fase di selezione successiva, volta a massimizzare la purezza del campione eliminando possibili outlier star-forming. In questo senso, come osservato già in [Moresco et al. \(2013\)](#) e in [Borghi et al. \(2022b\)](#), adottare un solo criterio di selezione non è sufficiente ad individuare tutti gli oggetti con formazione stellare attiva. Per ottenere un campione di cronometri cosmici più puro possibile, quindi, sono stati combinati quattro criteri di selezione: un primo criterio fotometrico basato sul diagramma UVJ ([Williams et al., 2009](#)), un taglio sull'emissione di riga dell'[OII] e sul rapporto di righe H/K e infine una selezione visuale degli spettri del campione hanno portato ad ottenere un campione finale di 72 cronometri cosmici. Tali galassie mostrano un continuo rosso, non hanno emissioni di riga connesse a processi di formazione stellare e non mostrano inversione H/K, con valori mediani di $\langle \text{EW}[\text{OII}] \rangle = 3.3 \pm 0.2 \text{ \AA}$ e $\langle \text{H/K} \rangle = 0.93 \pm 0.02$. Si tratta di galassie massive e in evoluzione passiva, con valori mediani di $\langle \log(M_{\star}/M_{\odot}) \rangle = 10.86 \pm 0.03$ e $\langle \log(\text{sSFR}/\text{yr}^{-1}) \rangle = -11.9 \pm 0.1$;
- Lo studio di caratteristiche spettrali come D4000, D_n4000 e FeI, ha mostrato che l'invecchiamento della popolazione con il tempo cosmico è apprezzabile già in osservabili diretti (quindi senza alcun modello o assunzione), in quanto tali indici, sensibili all'età, hanno un andamento decrescente con il redshift. Inoltre, a parità di redshift, le galassie a massa maggiore risultano più vecchie rispetto a quelle a massa minore, confermando quindi il paradigma del mass-downsizing.

- Lo studio di questi stessi indici ha anche portato alla luce un'anomalia a $z < 1.07$, dove le galassie hanno spettri con D_{4000} , D_n4000 e Mg_{wide} meno prominenti delle aspettative, paragonabili alle misurazioni ottenute a $z \sim 1.4$. Dopo un'analisi approfondita delle possibili cause, in cui sono stati esclusi problemi di calibrazione, effetti dipendenti dalle misurazioni o dall'ambiente in cui risiedono le galassie, non è ancora chiaro quale sia la ragione scatenante, quindi questi oggetti verranno esclusi dalla successiva analisi cosmologica, che verrà fatta su un campione di 49 cronometri cosmici.

Analisi dati

- Per ricavare stime affidabili dei parametri fisici che caratterizzano ciascuna galassia è stato usato il metodo del *full-spectral fitting*, il quale consente di sfruttare i dati VANDELS nella loro totalità. Dal momento che il campione di cronometri cosmici è costituito da spettri con un rapporto segnale-rumore mediano $\langle \text{SNR} \rangle = 5.74 \pm 0.17$, è risultato opportuno imporre un limite superiore al SNR dei punti fotometrici, scelto pari a 10. Specialmente alle lunghezze d'onda maggiori, infatti, la fotometria ha un SNR fino a tre ordini di grandezza maggiore e, senza questa correzione, impedirebbe al fit di riprodurre lo spettro in modo ottimale poiché verrebbe dominato puramente dai punti fotometrici a SNR più alto;
- Il modello con cui è stato eseguito il fit a spettro e fotometria, scelto dopo svariati test, comprende: una storia di formazione stellare di tipo *delayed*, attenuazione ed emissione da polvere come descritta in [Salim et al. \(2018\)](#), assorbimenti ed emissioni da ISM ionizzato come in [Charlot & Longhetti \(2001\)](#). Inoltre, includendo le componenti *noise* e *calib*, il fit può modellare sia lo spettro che l'errore sullo spettro in modo tale da correggere eventuali problematiche di calibrazione o di sottostima dell'errore. Si fa riferimento a questa configurazione come *baseline*;
- Eseguendo il fit con questa configurazione, si ottiene che per 44 dei 49 cronometri cosmici il fit converge e i parametri del modello vengono ben vincolati, mentre solamente 5 di essi mostrano delle problematiche (ad es. convergenza vicino ai limiti dei prior, distribuzioni di probabilità con due picchi) per cui vengono esclusi dal campione. Le età ottenute, pur lasciate libere di variare a qualsiasi redshift tra 0 e 20 Gyr, risultano per il 95% inferiori all'età dell'Universo prevista da una cosmologia standard Λ CDM con parametri $\Omega_{m,0} = 0.3$, $\Omega_{\Lambda,0} = 0.7$ e $H_0 = 70$ km/s/Mpc e, compatibilmente con questa, decrescono in funzione del redshift. Ciò dimostra che la combinazione di spettro e fotometria riesce a riprodurre bene i trend attesi anche senza prior dipendenti dalla cosmologia, per cui è possibile applicare il metodo dei

cronometri cosmici.

Dai risultati del fit, inoltre, emerge che le galassie individuate sono molto massive, hanno metallicità mediamente sotto-solari, bassa estinzione da polvere e una fase di formazione stellare breve, con valori medi di massa, metallicità, arrossamento da polvere e parametro τ pari a: $\langle \log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \rangle = 11.21 \pm 0.05$, $\langle Z/Z_{\odot} \rangle = 0.44 \pm 0.01$, $\langle A_{V,\text{dust}} \rangle = 0.43 \pm 0.02$ mag e $\langle \tau \rangle = 0.28 \pm 0.02$ Gyr. Le metallicità ottenute sono compatibili con quelle presentate da [Carnall et al. \(2021\)](#) su un campione di galassie passive estratto dalla stessa survey. Si ritrova inoltre il trend in massa suggerito dal mass-downsizing, con galassie massive più vecchie delle contemporanee meno massive. In particolare, si osserva che gli oggetti con $\langle \log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \rangle < 11.1$ hanno redshift di formazione nel range $1.5 \lesssim z_F \lesssim 4$ mentre per le galassie con $\langle \log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \rangle > 11.1$ questo si colloca nell'intervallo $2 \lesssim z_F \lesssim 7$.

La degenerazione tra le età e il parametro τ , che quantifica la durata della SFH, è presente ma non tale da invalidare i risultati ottenuti: i valori di τ spaziano in un intervallo limitato, lontano dal limite del prior, e non mostrano un trend in redshift; le età, invece, diminuiscono con il redshift in modo consistente con la cosmologia e, soprattutto, mantenendosi inferiori all'età dell'Universo prevista da una cosmologia standard;

- Per valutare l'impatto della scelta del modello sui risultati sono stati analizzati i risultati di altri due run: modello 1, in cui è stata adottata una SFH double-power-law, e modello 2, con le stesse impostazioni della baseline ma in cui è stata fittata solo la spettroscopia.

I risultati ottenuti con modello 1 sono molto simili a quelli di baseline, eccetto che per un gruppo di 17 oggetti in cui il fit converge verso $\beta < 10$, dove β detta la pendenza della fase crescente della SFH. Questo implica una SFH non fisica ed età più alte del 200%, che superano l'età dell'Universo prevista da una cosmologia standard. Per questi oggetti il fit viene ripetuto imponendo $\beta \geq 10$ e questo riporta la differenza con le età di baseline sotto il 5%. Per tutte le altre quantità (massa formata, metallicità, estinzione da polvere ecc.) la differenza con i risultati di baseline oscilla tra -2% e 0.4%.

I risultati ottenuti con modello 2 correlano con i risultati di baseline, in particolare massa formata, metallicità e dispersione di velocità hanno differenze inferiori all'11%. Le differenze maggiori si osservano nel caso dell'arrossamento da polvere, più alto del 257%, e nella stima del parametro τ , maggiore del 50%. Per le età la discrepanza si attesta al 25%. L'assenza dell'informazione fotometrica, infatti, impedisce stime accurate di tali parametri, poiché non consente di rompere la degenerazione esistente tra essi.

Sebbene siano differenti sotto alcuni aspetti, sia in modello 1 che in modello 2 il trend età-redshift mostra un invecchiamento progressivo della popolazione al diminuire del redshift, come anche un trend di mass-downsizing.

Analisi cosmologica

- A partire dai risultati ottenuti con il full-spectral fitting e configurazione di baseline sono state costruite le relazioni età-redshift mediane su cui eseguire l'analisi cosmologica. Prima di fare questo, per rendere il campione più omogeneo in redshift, sono state escluse 5 galassie con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \leq 10.8$ ottenendo un campione di 39 galassie. Queste sono state poi divise in sottocampioni per calcolare in ciascuno età e redshift mediani, con diverse combinazioni: in due o in quattro intervalli di redshift, con bin equipopolati oppure equispaziati e applicando o meno una suddivisione in massa rispetto al valore mediano di $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot})$. Le otto relazioni età-redshift mediane così ottenute mostrano tutte un trend di mass-downsizing e un complessivo invecchiamento della popolazione muovendosi a basso redshift, ma non tutte sono adeguate a proseguire studi cosmologici. In particolare, si porterà avanti l'analisi per le combinazioni senza divisione in massa con 4 bin equipopolati (000) e con 4 bin equispaziati (100) e per le due combinazioni con applicata la divisione in massa aventi 2 bin equipopolati (011) o 2 bin equispaziati (111). Quest'ultima verrà adottata come configurazione di riferimento, in quanto assicura una maggiore omogeneità della popolazione grazie alla suddivisione in massa e un migliore campionamento in redshift grazie alla presenza di intervalli equispaziati;
- In prima analisi le relazioni età-redshift mediane sono state studiate assumendo un modello cosmologico, utilizzato per eseguire il fit sulla relazione ed ottenere stime dei parametri cosmologici coinvolti nel modello. In particolare, è stato adottato un modello $f\Lambda\text{CDM}$ con tre parametri liberi: H_0 , $\Omega_{m,0}$ e t_0 , dove quest'ultimo rappresenta l'età dell'Universo all'epoca di formazione della popolazione di galassie. Adottando un approccio Bayesiano implementando la tecnica di *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC) attraverso il pacchetto *emcee* (Foreman-Mackey et al., 2013), le relazioni età-redshift mediane ottenute sono state fittate con il modello cosmologico descritto, adottando i seguenti prior: $H_0 \in [25, 125] \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (uniforme), $\Omega_{m,0} = 0.30 \pm 0.02$ (gaussiano) e $t_0 \in [0.5, 5]$ (uniforme). In particolare, il prior gaussiano su $\Omega_{m,0}$ è stato scelto a partire da risultati di letteratura, descritti in Jimenez et al. (2019);
- Per le quattro combinazioni si ottiene un'incertezza su H_0 del 20-25%, mentre su t_0 l'errore supera il 70%. Per le ragioni precedentemente descritte, i risultati della

configurazione 111 vengono scelti come valori di riferimento:

$$H_0 = 67^{+14}_{-15} \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1} \quad (5.1)$$

$$t_0 = 1.7^{+1.5}_{-0.9} \text{ Gyr}; \quad (5.2)$$

- Le stesse relazioni mediane età-redshift sono state poi utilizzate poi per stimare in modo diretto il parametro di Hubble, senza l'assunzione di un modello cosmologico, applicando il vero e proprio metodo dei cronometri cosmici. Le configurazioni più adatte a questo tipo di studio risultano quelle in cui viene applicata una suddivisione per massa, ovvero la 111 e la 011, e anche in questo caso la misura finale farà riferimento alla 111. Si ottiene una stima del parametro di Hubble a redshift $z \approx 1.26$ pari a:

$$H = 135 \pm 60(\text{stat.}) \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1} \quad (5.3)$$

come riportato in figura 5.1. Per quantificare l'incidenza della scelta del binning, si può includere un errore aggiuntivo pari alla differenza sulle misure di $H(z)$ ottenute per le due configurazioni, pari a $2.4 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$.

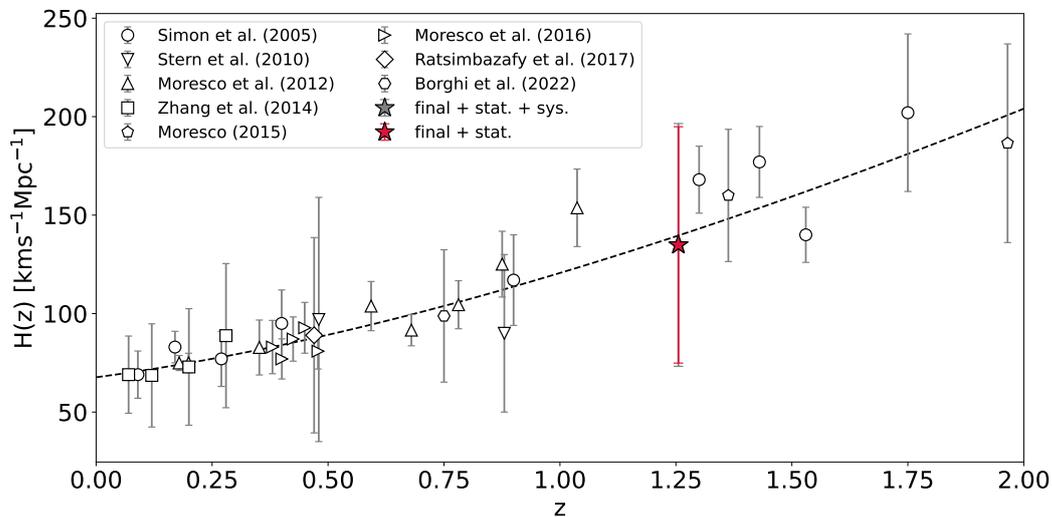


Figura 5.1 Misura del parametro di Hubble ottenuta in questo lavoro a confronto con tutte le misurazioni di $H(z)$ ottenute tramite il metodo dei cronometri cosmici fino ad oggi. Con una linea tratteggiata, a scopo illustrativo, è mostrato l'andamento previsto dal modello cosmologico Λ CDM in [Planck-Collaboration et al. \(2020\)](#).

- Allo scopo di valutare l'effetto sistematico introdotto dalla scelta della SFH nella stima del parametro di Hubble, la misura è stata ripetuta sulle relazioni età-redshift mediane ottenute dai risultati del fit con SFH double-power-law (modello 1). Per ottenerle sono stati rimossi dal campione non solo gli oggetti con $\log(M_{\text{formed}}/M_{\odot}) \leq 10.8$, ma anche quelli con $\beta \leq 10$, in cui il fit converge verso soluzioni non fisiche, come discusso precedentemente. Con un campione ridotto a 22 oggetti, il parametro di Hubble è stato nuovamente misurato per le relazioni età-redshift realizzate per le combinazioni 111 e 011. Dalla differenza media tra i valori ottenuti per configurazioni omologhe, si ottiene un errore sistematico dovuto alla scelta della SFH pari a $13.8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Dalla somma in quadratura dell'errore statistico, dell'incertezza legata al binning e dell'errore sistematico dovuto alla scelta della SFH, il risultato finale per la stima del parametro di Hubble a $z \approx 1.26$ diventa:

$$H = 135 \pm 62 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (5.4)$$

come riportato in figura 5.1.

5.1 Prospettive future

Il lavoro fatto in questa tesi ha consentito di ottenere dei buoni risultati sia nel contesto dello studio delle proprietà fisiche della popolazione che nell'aspetto cosmologico di misura del parametro di Hubble. Parallelamente ha anche messo in luce alcuni aspetti che meriterebbero uno studio più approfondito, come:

- La presenza dell'anomalia a $z < 1.07$, che non ha ancora una spiegazione precisa, andrebbe indagata più nel dettaglio, anche nell'ottica di risolvere la problematica e poter ripetere lo studio su un campione più ampio;
- Il motivo per cui, in alcuni oggetti, il fit tende a convergere verso età superiori all'età dell'Universo prevista da una cosmologia standard, sia nel caso di una SFH di tipo delayed che nel caso di una SFH double-power-law;
- La differenza sulla stima delle proprietà fisiche adottando SFH differenti, con differenti prior sui parametri che modellano la SFH. In questo senso si potrebbe ripetere il fit con SFH double-power-law e diversi prior sul valore di β per l'intero campione, in modo da comprendere la natura delle diverse soluzioni ottenute e trovare una combinazione di prior che permetta di ottenere a fit migliori. A partire da questi, si potrebbero ricavare

nuovi età-redshift mediani, con una maggiore statistica, su cui misurare nuovamente il parametro di Hubble;

- La misura del parametro di Hubble potrebbe essere condotta su relazioni età-redshift mediane ottenute con altri tipi di binning, con diversa ripartizione in redshift o in massa.

Bibliografia

- Abdalla E., et al., 2022, «Cosmology intertwined: A review of the particle physics, astrophysics, and cosmology associated with the cosmological tensions and anomalies» *Journal of High Energy Astrophysics*, 34, 49 ([arXiv:2203.06142](https://arxiv.org/abs/2203.06142))
- Ahumada R., et al., 2020, «The 16th data release of the sloan digital sky surveys: First release from the apogee-2 southern survey and full release of eboss spectra» *ApJS*, 249, 3 ([arXiv:1912.02905](https://arxiv.org/abs/1912.02905))
- Arnouts S., et al., 2013, «Encoding of the infrared excess in the nuvrk color diagram for star-forming galaxies» *A&A*, 558, A67 ([arXiv:1309.0008](https://arxiv.org/abs/1309.0008))
- Balogh M. L., Morris S. L., Yee H. K. C., Carlberg R. G., Ellingson E., 1999, «Differential galaxy evolution in cluster and field galaxies at $z \sim 0.3$ » *ApJ*, 527, 54 ([arXiv:astro-ph/9906470](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9906470))
- Bernal J. L., Verde L., Riess A. G., 2016, «The trouble with h_0 » *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2016, 019 ([arXiv:1607.05617](https://arxiv.org/abs/1607.05617))
- Blanton M. R., et al., 2017, «Sloan digital sky survey iv: Mapping the milky way, nearby galaxies, and the distant universe» *AJ*, 154, 28 ([arXiv:1703.00052](https://arxiv.org/abs/1703.00052))
- Borghi N., Moresco M., Cimatti A., Huchet A., Quai S., Pozzetti L., 2022a, «Toward a better understanding of cosmic chronometers: Stellar population properties of passive galaxies at intermediate redshift» *ApJ*, 927, 164 ([arXiv:2106.14894](https://arxiv.org/abs/2106.14894))
- Borghi N., Moresco M., Cimatti A., 2022b, «Toward a better understanding of cosmic chronometers: A new measurement of $h(z)$ at $z 0.7$ » *ApJ*, 928, L4 ([arXiv:2110.04304](https://arxiv.org/abs/2110.04304))
- Bower R. G., Lucey J. R., Ellis R. S., 1992, «Precision photometry of early-type galaxies in the coma and virgo clusters : a test of the universality of the colour-magnitude relation - ii. analysis.» *MNRAS*, 254, 601
- Bruzual G., Charlot S., 2003, «Stellar population synthesis at the resolution of 2003» *MNRAS*, 344, 1000 ([arXiv:astro-ph/0309134](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309134))
- Bruzual A. G., 1983, «Spectral evolution of galaxies. i. early-type systems.» *ApJ*, 273, 105
- Burstein D., Faber S. M., Gaskell C. M., Krumm N., 1984, «Old stellar populations. i. a spectroscopic comparison of galactic globular clusters, m 31 globular clusters, and elliptical galaxies.» *ApJ*, 287, 586

- Calzetti D., Armus L., Bohlin R. C., Kinney A. L., Koornneef J., Storchi-Bergmann T., 2000, «The dust content and opacity of actively star-forming galaxies» *ApJ*, 533, 682 ([arXiv:astro-ph/9911459](#))
- Cappellari M., 2017, «Improving the full spectrum fitting method: accurate convolution with gauss-hermite functions» *MNRAS*, 466, 798 ([arXiv:1607.08538](#))
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, «The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction» *ApJ*, 345, 245
- Carnall A. C., McLure R. J., Dunlop J. S., Davé R., 2018, «Inferring the star formation histories of massive quiescent galaxies with bagpipes: evidence for multiple quenching mechanisms» *MNRAS*, 480, 4379 ([arXiv:1712.04452](#))
- Carnall A. C., et al., 2019, «The vandels survey: the star-formation histories of massive quiescent galaxies at $1.0 < z < 1.3$ » *MNRAS*, 490, 417 ([arXiv:1903.11082](#))
- Carnall A. C., et al., 2021, «The stellar metallicities of massive quiescent galaxies at $1.0 < z < 1.3$ from kmos+vandels» arXiv e-prints, p. arXiv:2108.13430 ([arXiv:2108.13430](#))
- Carson D. P., Nichol R. C., 2010, «The age-redshift relation for luminous red galaxies in the sloan digital sky survey» *MNRAS*, 408, 213 ([arXiv:1006.2830](#))
- Charlot S., Fall S. M., 2000, «A simple model for the absorption of starlight by dust in galaxies» *ApJ*, 539, 718 ([arXiv:astro-ph/0003128](#))
- Charlot S., Longhetti M., 2001, «Nebular emission from star-forming galaxies» *MNRAS*, 323, 887 ([arXiv:astro-ph/0101097](#))
- Chavez M., Bertone E., Buzzoni A., Franchini M., Malagnini M. L., Morossi C., Rodriguez-Merino L. H., 2007, «Synthetic mid-uv spectroscopic indices of stars» *ApJ*, 657, 1046 ([arXiv:astro-ph/0611722](#))
- Chevallard J., Charlot S., 2016, «Modelling and interpreting spectral energy distributions of galaxies with beagle» *MNRAS*, 462, 1415 ([arXiv:1603.03037](#))
- Cid Fernandes R., Mateus A., Sodré L., Stasińska G., Gomes J. M., 2005, «Semi-empirical analysis of sloan digital sky survey galaxies - i. spectral synthesis method» *MNRAS*, 358, 363 ([arXiv:astro-ph/0412481](#))
- Cimatti A., Daddi E., Renzini A., 2006, «Mass downsizing and “top-down” assembly of early-type galaxies» *A&A*, 453, L29 ([arXiv:astro-ph/0605353](#))
- Cimatti A., Fraternali F., Nipoti C., 2019, «Introduction to galaxy formation and evolution. from primordial gas to present-day galaxies» arXiv e-prints, p. arXiv:1912.06216 ([arXiv:1912.06216](#))
- Citro A., Pozzetti L., Quai S., Moresco M., Vallini L., Cimatti A., 2017, «A methodology to select galaxies just after the quenching of star formation» *MNRAS*, 469, 3108 ([arXiv:1704.05462](#))

- Cowie L. L., Songaila A., Hu E. M., Cohen J. G., 1996, «New insight on galaxy formation and evolution from keck spectroscopy of the hawaii deep fields» *AJ*, 112, 839 ([arXiv:astro-ph/9606079](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9606079))
- Di Valentino E., Giarè W., Melchiorri A., Silk J., 2022a, «A health checkup test of the standard cosmological model in view of recent cosmic microwave background anisotropies experiments» arXiv e-prints, p. arXiv:2209.12872 ([arXiv:2209.12872](https://arxiv.org/abs/2209.12872))
- Di Valentino E., Giarè W., Melchiorri A., Silk J., 2022b, «Quantifying the global “cmb tension” between the atacama cosmology telescope and the planck satellite in extended models of cosmology» arXiv e-prints, p. arXiv:2209.14054 ([arXiv:2209.14054](https://arxiv.org/abs/2209.14054))
- Driver S. P., et al., 2016, «Galaxy and mass assembly (gama): Panchromatic data release (far-uv-far-ir) and the low-z energy budget» *MNRAS*, 455, 3911 ([arXiv:1508.02076](https://arxiv.org/abs/1508.02076))
- Einstein A., 1916, «The Foundation of the General Theory of Relativity» *Annalen Phys.*, 49, 769
- Estrada-Carpenter V., et al., 2019, «Clear. i. ages and metallicities of quiescent galaxies at $1.0 < z < 1.8$ derived from deep hubble space telescope grism data» *ApJ*, 870, 133 ([arXiv:1810.02824](https://arxiv.org/abs/1810.02824))
- Faber S. M., Friel E. D., Burstein D., Gaskell C. M., 1985, «Old stellar populations. ii. an analysis of k-giant spectra.» *ApJS*, 57, 711
- Fanelli M. N., O’Connell R. W., Thuan T. X., 1987, «Spectral synthesis in the ultraviolet. i. far-ultraviolet stellar library» *ApJ*, 321, 768
- Fanelli M. N., O’Connell R. W., Burstein D., Wu C.-C., 1990, «Spectral synthesis in the ultraviolet. iii. the spectral morphology of normal stars in the mid-ultraviolet» *ApJ*, 364, 272
- Fanelli M. N., O’Connell R. W., Burstein D., Wu C.-C., 1992, «Spectral synthesis in the ultraviolet. iv. a library of mean stellar groups» *ApJS*, 82, 197
- Fanfani V., 2019, Tesi di laurea magistrale, <https://amslaurea.unibo.it/17900/>
- Ferland G. J., et al., 2017, «The 2017 release cloudy» *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 53, 385 ([arXiv:1705.10877](https://arxiv.org/abs/1705.10877))
- Feroz F., Hobson M. P., 2008, «Multimodal nested sampling: an efficient and robust alternative to markov chain monte carlo methods for astronomical data analyses» *MNRAS*, 384, 449 ([arXiv:0704.3704](https://arxiv.org/abs/0704.3704))
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., 2013, «emcee: The mcmc hammer» *PASP*, 125, 306 ([arXiv:1202.3665](https://arxiv.org/abs/1202.3665))
- Freedman W. L., et al., 2001, «Final results from the hubble space telescope key project to measure the hubble constant» *ApJ*, 553, 47 ([arXiv:astro-ph/0012376](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0012376))
- Friedmann A., 1922, «Über die krümmung des raumes» *Zeitschrift für Physik*, 10, 377

- Garilli B., et al., 2021, «The vandels eso public spectroscopic survey. final data release of 2087 spectra and spectroscopic measurements» *A&A*, 647, A150 ([arXiv:2101.07645](https://arxiv.org/abs/2101.07645))
- Gavazzi G., Bonfanti C., Sanvito G., Boselli A., Scodreggio M., 2002, «Spectrophotometry of galaxies in the virgo cluster. i. the star formation history» *ApJ*, 576, 135
- Giavalisco M., et al., 2004, «The great observatories origins deep survey: Initial results from optical and near-infrared imaging» *ApJ*, 600, L93 ([arXiv:astro-ph/0309105](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309105))
- Goodman J., Weare J., 2010, «Ensemble samplers with affine invariance» *Communications in Applied Mathematics and Computational Science*, 5, 65
- Grogin N. A., et al., 2011, «Candels: The cosmic assembly near-infrared deep extragalactic legacy survey» *ApJS*, 197, 35 ([arXiv:1105.3753](https://arxiv.org/abs/1105.3753))
- Heavens A. F., Jimenez R., Lahav O., 2000, «Massive lossless data compression and multiple parameter estimation from galaxy spectra» *MNRAS*, 317, 965 ([arXiv:astro-ph/9911102](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9911102))
- Heavens A., Panter B., Jimenez R., Dunlop J., 2004, «The star-formation history of the universe from the stellar populations of nearby galaxies» *Nature*, 428, 625 ([arXiv:astro-ph/0403293](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403293))
- Hubble E. P., 1926, «Extragalactic nebulae.» *ApJ*, 64, 321
- Hubble E., 1929, «A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae» *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Huterer D., Shafer D. L., 2018, «Dark energy two decades after: observables, probes, consistency tests» *Reports on Progress in Physics*, 81, 016901 ([arXiv:1709.01091](https://arxiv.org/abs/1709.01091))
- Ilbert O., et al., 2013, «Mass assembly in quiescent and star-forming galaxies since $z = 4$ from ultravista» *A&A*, 556, A55 ([arXiv:1301.3157](https://arxiv.org/abs/1301.3157))
- Jiao K., Borghi N., Moresco M., Zhang T.-J., 2022, «A new observational $h(z)$ data from full-spectrum fitting of cosmic chronometers in the lega-c survey» arXiv e-prints, p. arXiv:2205.05701 ([arXiv:2205.05701](https://arxiv.org/abs/2205.05701))
- Jimenez R., Loeb A., 2002, «Constraining cosmological parameters based on relative galaxy ages» *ApJ*, 573, 37 ([arXiv:astro-ph/0106145](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0106145))
- Jimenez R., Cimatti A., Verde L., Moresco M., Wandelt B., 2019, «The local and distant universe: stellar ages and h_0 » *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2019, 043 ([arXiv:1902.07081](https://arxiv.org/abs/1902.07081))
- Kennicutt Robert C. J., 1998, «Star formation in galaxies along the hubble sequence» *ARA&A*, 36, 189 ([arXiv:astro-ph/9807187](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9807187))
- Koekemoer A. M., et al., 2011, «Candels: The cosmic assembly near-infrared deep extragalactic legacy survey—the hubble space telescope observations, imaging data products, and mosaics» *ApJS*, 197, 36 ([arXiv:1105.3754](https://arxiv.org/abs/1105.3754))
- Koleva M., Prugniel P., Bouchard A., Wu Y., 2009, «Ulyss: a full spectrum fitting package» *A&A*, 501, 1269 ([arXiv:0903.2979](https://arxiv.org/abs/0903.2979))

- Le Cras C., Maraston C., Thomas D., York D. G., 2016, «Modelling the uv spectrum of sdss-iii/boss galaxies: hints towards the detection of the uv upturn at high- z » *MNRAS*, 461, 766 ([arXiv:1802.10114](#))
- Lemaître G., 1927, «Un univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques» *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47, 49
- Magris C. G., Binette L., Bruzual A. G., 2003, «Ademis: A library of evolutionary models for emission-line galaxies. i. dust-free models» *ApJS*, 149, 313 ([arXiv:astro-ph/0311233](#))
- Maraston C., Nieves Colmenárez L., Bender R., Thomas D., 2009, «Absorption line indices in the uv. i. empirical and theoretical stellar population models» *A&A*, 493, 425 ([arXiv:0811.0619](#))
- Maseda M. V., et al., 2021, «Ubiquitous [o ii] emission in quiescent galaxies at $z \sim 0.85$ from the lega-c survey» *ApJ*, 923, 18 ([arXiv:2110.00009](#))
- McLure R. J., et al., 2018, «The vandels eso public spectroscopic survey» *MNRAS*, 479, 25 ([arXiv:1803.07414](#))
- Mignoli M., et al., 2009, «The zcosmos redshift survey: the three-dimensional classification cube and bimodality in galaxy physical properties» *A&A*, 493, 39 ([arXiv:0810.2245](#))
- Moresco M., 2015, «Raising the bar: new constraints on the hubble parameter with cosmic chronometers at $z \sim 2$.» *MNRAS*, 450, L16 ([arXiv:1503.01116](#))
- Moresco M., Verde L., Pozzetti L., Jimenez R., Cimatti A., 2012a, «New constraints on cosmological parameters and neutrino properties using the expansion rate of the universe to $z \sim 1.75$ » *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2012, 053 ([arXiv:1201.6658](#))
- Moresco M., et al., 2012b, «Improved constraints on the expansion rate of the universe up to $z \sim 1.1$ from the spectroscopic evolution of cosmic chronometers» *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2012, 006 ([arXiv:1201.3609](#))
- Moresco M., et al., 2013, «Spot the difference. impact of different selection criteria on observed properties of passive galaxies in zcosmos-20k sample» *A&A*, 558, A61 ([arXiv:1305.1308](#))
- Moresco M., et al., 2016, «A 6% measurement of the hubble parameter at $z \sim 0.45$: direct evidence of the epoch of cosmic re-acceleration» *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2016, 014 ([arXiv:1601.01701](#))
- Moresco M., Jimenez R., Verde L., Pozzetti L., Cimatti A., Citro A., 2018, «Setting the stage for cosmic chronometers. i. assessing the impact of young stellar populations on hubble parameter measurements» *ApJ*, 868, 84 ([arXiv:1804.05864](#))
- Moresco M., Jimenez R., Verde L., Cimatti A., Pozzetti L., 2020, «Setting the stage for cosmic chronometers. ii. impact of stellar population synthesis models systematics and full covariance matrix» *ApJ*, 898, 82 ([arXiv:2003.07362](#))

- Moresco M., et al., 2022, «Unveiling the universe with emerging cosmological probes» arXiv e-prints, p. arXiv:2201.07241 ([arXiv:2201.07241](https://arxiv.org/abs/2201.07241))
- Oser L., Ostriker J. P., Naab T., Johansson P. H., Burkert A., 2010, «The two phases of galaxy formation» *ApJ*, 725, 2312 ([arXiv:1010.1381](https://arxiv.org/abs/1010.1381))
- Pacifici C., et al., 2016, «The evolution of star formation histories of quiescent galaxies» *ApJ*, 832, 79 ([arXiv:1609.03572](https://arxiv.org/abs/1609.03572))
- Perlmutter S., et al., 1998, «Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe» *Nature*, 391, 51 ([arXiv:astro-ph/9712212](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9712212))
- Perlmutter S., et al., 1999, «Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae» *ApJ*, 517, 565 ([arXiv:astro-ph/9812133](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812133))
- Planck-Collaboration et al., 2020, «Planck 2018 results. vi. cosmological parameters» *A&A*, 641, A6 ([arXiv:1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209))
- Pozzetti L., et al., 2010, «zcosmos - 10k-bright spectroscopic sample. the bimodality in the galaxy stellar mass function: exploring its evolution with redshift» *A&A*, 523, A13 ([arXiv:0907.5416](https://arxiv.org/abs/0907.5416))
- Ratsimbazafy A. L., Loubser S. I., Crawford S. M., Cress C. M., Bassett B. A., Nichol R. C., Väisänen P., 2017, «Age-dating luminous red galaxies observed with the southern african large telescope» *MNRAS*, 467, 3239 ([arXiv:1702.00418](https://arxiv.org/abs/1702.00418))
- Riess A. G., et al., 1998, «Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant» *AJ*, 116, 1009 ([arXiv:astro-ph/9805201](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201))
- Riess A., Breuval L., Cantat-Gaudin T., Casertano S., Macri L. M., Yuan W., 2021, A 1% Calibration of the Distance Ladder from Cepheids Using High Precision Cluster Parallaxes to Reveal the Origin of the Hubble Tension, HST Proposal. Cycle 29, ID. #16676, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021hst.prop16676R>
- Rose J. A., 1984, «Spectral anomalies in the hyades and pleiades and in field stars with active chromospheres.» *AJ*, 89, 1238
- Salim S., Boquien M., Lee J. C., 2018, «Dust attenuation curves in the local universe: Demographics and new laws for star-forming galaxies and high-redshift analogs» *ApJ*, 859, 11 ([arXiv:1804.05850](https://arxiv.org/abs/1804.05850))
- Santini P., et al., 2015, «Stellar masses from the candels survey: The goods-south and uds fields» *ApJ*, 801, 97 ([arXiv:1412.5180](https://arxiv.org/abs/1412.5180))
- Schawinski K., et al., 2014, «The green valley is a red herring: Galaxy zoo reveals two evolutionary pathways towards quenching of star formation in early- and late-type galaxies» *MNRAS*, 440, 889 ([arXiv:1402.4814](https://arxiv.org/abs/1402.4814))
- Sersic J. L., 1968, Atlas de Galaxias Australes. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1968adga.book.....S>

- Skilling J., 2006, in Mohammad-Djafari A., ed., American Institute of Physics Conference Series Vol. 872, Bayesian Inference and Maximum Entropy Methods In Science and Engineering. pp 321–330, doi:10.1063/1.2423290, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006AIPC..872..321S>
- Stern D., Jimenez R., Verde L., Kamionkowski M., Stanford S. A., 2010, «Cosmic chronometers: constraining the equation of state of dark energy. i: H(z) measurements» *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2010, 008 (arXiv:0907.3149)
- Thomas D., Maraston C., Schawinski K., Sarzi M., Silk J., 2010, «Environment and self-regulation in galaxy formation» *MNRAS*, 404, 1775 (arXiv:0912.0259)
- Tojeiro R., Heavens A. F., Jimenez R., Panter B., 2007, «Recovering galaxy star formation and metallicity histories from spectra using vespa» *MNRAS*, 381, 1252 (arXiv:0704.0941)
- Verde L., Treu T., Riess A. G., 2019, «Tensions between the early and late universe» *Nature Astronomy*, 3, 891 (arXiv:1907.10625)
- Wilkinson D. M., Maraston C., Goddard D., Thomas D., Parikh T., 2017, «Firefly (fitting iteratively for likelihood analysis): a full spectral fitting code» *MNRAS*, 472, 4297 (arXiv:1711.00865)
- Williams R. J., Quadri R. F., Franx M., van Dokkum P., Labbé I., 2009, «Detection of quiescent galaxies in a bicolor sequence from $z = 0-2$ » *ApJ*, 691, 1879 (arXiv:0806.0625)
- Worthey G., Faber S. M., Gonzalez J. J., Burstein D., 1994, «Old stellar populations. v. absorption feature indices for the complete lick/ids sample of stars» *ApJS*, 94, 687
- de Jaeger T., Galbany L., Riess A. G., Stahl B. E., Shappee B. J., Filippenko A. V., Zheng W., 2022, «A 5 per cent measurement of the hubble-lemaitre constant from type ii supernovae» *MNRAS*, 514, 4620 (arXiv:2203.08974)
- van Dokkum P. G., Franx M., Fabricant D., Illingworth G. D., Kelson D. D., 2000, «Hubble space telescope photometry and keck spectroscopy of the rich cluster ms 1054-03: Morphologies, butcher-oemler effect, and the color-magnitude relation at $z = 0.83$ » *ApJ*, 541, 95 (arXiv:astro-ph/0002507)