

**UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
DI PADOVA**

# **UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**

**Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”**

**Corso di Laurea in Astronomia**

Anno Accademico 2022/2023

**Tesi di Laurea**

**Vincoli alla natura delle astroparticelle di materia oscura  
dalle osservazioni ad alto redshift del James Webb Space  
Telescope**

Appello di Laurea: 21 settembre 2023

**Relatrice**  
Prof.ssa Giulia Rodighiero

**Correlatore**  
Dott. Giovanni Gandolfi

**Laureanda**  
Alessia Nogaro

**Numero di matricola**  
1232564

# Contents

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>4</b>
1.1	Storia della Materia Oscura . . . . .	4
1.2	Il modello $\Lambda$ CDM . . . . .	6
1.3	Problematiche del modello CDM . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Alternative al modello CDM</b>	<b>12</b>
2.1	Modellizzazione della fisica barionica . . . . .	12
2.2	Teorie di gravità modificata (MOND) . . . . .	13
2.3	Modelli alternativi di materia oscura . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Nuovi vincoli sulle proprietà delle particelle di materia oscura</b>	<b>20</b>
3.1	Il James Webb Space Telescope (JWST) . . . . .	21
3.2	Curve di luminosità UV dall'HST. . . . .	24
3.3	Risultati . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>37</b>

## List of Figures

1	Curva di rotazione della galassia a spirale M33. . . . .	5
2	Curva di rotazione della Via Lattea. . . . .	6
3	Confronto tra le curve di rotazione di 7 galassie THINGS e di 2 galassie simulate costruite secondo le parametrizzazioni del potenziale NFW e tra i dati osservati. . . . .	9
4	Too-big-to-fail problem. . . . .	10
5	Relazione di Tully–Fisher del Virgo Cluster. . . . .	11
6	Grafico della RAR per 153 galassie SPARC. . . . .	12
7	Il "Bullet Cluster" come prova dell'esistenza della materia oscura. . . . .	14
8	Confronto tra gli spettri di potenza di tre diversi modelli di WDM. . . . .	17
9	Funzioni di massa degli aloni di diversi modelli di DM. . . . .	20
10	Porzione centrale della Nebulosa di Orione vista attraverso il JWST. . . . .	23
11	Nebulosa Carina attraverso il JWST. . . . .	25
12	Webb's First Deep Field . . . . .	26
13	Quintetto di Stephan attraverso il JWST. . . . .	27
14	Southern Ring Nebula (NGC 3132) attraverso il JWST. . . . .	28
15	Funzioni di luminosità UV a $z \sim 6 - 10$ . . . . .	29
16	Funzioni di massa degli aloni di diversi modelli di DM. . . . .	30
17	Relazione tra la magnitudine UV e la massa degli aloni. . . . .	31
18	MCMC Posterior distribution nello scenario WDM. . . . .	35
19	MCMC Posterior distribution nello scenario $\psi$ DM. . . . .	36
20	MCMC Posterior distribution nello scenario SIDM. . . . .	37
21	Confronto tra le cSFR density dalle osservazioni dell'HST, JWST, Fermi e ALMA e tra le cSFR risultanti dall'analisi Bayesiana in funzione dei parametri $X$ e $M_{UV}^{GF}$ di diversi modelli di DM. . . . .	38
22	Posterior distributions delle quantità astroparticellari relative ai modelli WDM, $\psi$ DM e SIDM basate su previsioni dei dati provenienti dal JWST. . . . .	38

## List of Tables

1	Valori dei parametri $\beta$ e $\gamma$ relativi alla funzione di massa degli aloni per i scenari WDM, $\psi$ DM e SIDM calcolati attraverso simulazioni numeriche. . . . .	30
---	---	----

2	Valori della cSFR density provenienti dal metodo MCMC e da set di dati dell'HST, del JWST, del Fermi e di ALMA. . . . .	33
3	Stime della massa minima degli aloni per la formazione galattica ( $M_H^{GF}$ ) e della proprietà astroparticellare $X$ per i scenari CDM, WDM, $\psi$ DM e SIDM nel caso attuale e come previsioni basate sui dati del JWST. . . . .	34

## Abstract

In questo elaborato viene esplorata la possibilità di utilizzare osservazioni di galassie ad alto redshift ( $z > 4$ ) e la caratterizzazione delle loro proprietà fisiche al fine di porre dei vincoli alle proprietà astroparticellari della materia oscura. In particolare, viene approfondito il ruolo delle osservazioni ad opera del James Webb Space Telescope, capace di rivelare dettagli senza precedenti dell'Universo primordiale, e di come tali dati osservativi abbiano le potenzialità di discriminare differenti paradigmi di materia oscura alternativi al modello Cold Dark Matter.



# 1 Introduzione

Nel presente elaborato, verrà in primo luogo descritto il paradigma  $\Lambda$ CDM, ovvero il modello cosmologico attualmente accettato dalla maggior parte della comunità scientifica, basato sulla Teoria della Relatività Generale come teoria della gravitazione e sul modello della materia oscura fredda (CDM). Verranno poi elencati i vari problemi relativi al paradigma CDM, come il "cusp-core problem", il "missing satellites problem" e il "too big to fail problem", e presentati alcuni dei paradigmi di materia oscura alternativi tra i più citati nella letteratura che si pongono di risolvere tali problematiche, ossia il paradigma WDM (materia oscura tiepida), il paradigma  $\psi$ DM (materia oscura "fuzzy") e il paradigma SIDM (materia oscura auto-interagente). Infine, verrà riepilogata l'analisi del lavoro di Gandolfi, Lapi, Ronconi e Danese (2022) [71], che si propone di trovare dei vincoli, nell'ambito dei modelli CDM, WDM,  $\psi$ DM e SIDM, alle proprietà astroparticellari di materia oscura e alle proprietà astrofisiche della formazione delle galassie su piccola scala, in particolare la massa minima degli aloni di materia oscura per la formazione delle galassie  $M_H^{GF}$ . Tali vincoli sono basati sui dati raccolti dalle osservazioni a redshift  $4 \lesssim z \lesssim 10$  del Telescopio Spaziale Hubble (HST) [18], del Telescopio Fermi [94], dell'Atacama Large Millimeter Array (ALMA) [80] e dati preliminari dal telescopio Spaziale James Webb (JWST) [83]. In particolare verrà discusso l'impatto di questi dati nel vincolare i paradigmi di materia oscura alternativi al modello CDM, dimostrando come uno strumento come JWST possa ricoprire un ruolo di grande importanza nello svelare le caratteristiche di questa elusiva forma di materia.

## 1.1 Storia della Materia Oscura

L'ipotesi dell'esistenza della materia oscura (DM, *dark matter*) si propone di risolvere il problema della materia mancante nell'Universo. I pionieri della teoria sono Fritz Zwicky [181], Vera Rubin e Kent Ford [153].

Zwicky, in particolare, viene considerato il "padre della materia oscura", in quanto fu lui a intuirne l'esistenza e a darle il nome. La scoperta avvenne nel 1933, mentre stava studiando il movimento delle galassie dall'Ammasso della Chioma. Si accorse che la quantità di massa calcolata in base alla luce emessa dalle galassie era molto inferiore rispetto alla massa necessaria per mantenere il cluster coeso, viste le elevate velocità delle galassie al suo interno. Zwicky ipotizzò, quindi, la presenza di aloni di quella che lui chiamava "dunkle Materie", materia oscura in tedesco. Presentò quindi lo studio alla Swiss Physical Society, ma solo negli anni '70 la sua idea venne comunemente accettata dalla comunità scientifica come una possibile risoluzione al problema della massa mancante, anche grazie alle prove fornite da ulteriori ricerche, specialmente quella di Rubin e Ford. Da quest'ultima è emerso che le stelle nelle regioni esterne delle galassie ruotano a velocità molto più elevate di quanto si possa spiegare in base alla massa visibile. I due astronomi contribuirono, pertanto, all'affermarsi dell'ipotesi dell'esistenza della materia oscura introdotta da Zwicky.

Lo studio di Rubin e Ford riguardava le *curve di rotazione* delle galassie, cioè grafici in cui viene riportata la velocità orbitale  $v(r)$  delle stelle o del gas di una galassia in funzione della loro distanza radiale  $r$  dal centro galattico. In Fig. 1 viene riportata come esempio la curva di rotazione della galassia a spirale Messier 33.

Queste curve si ottengono misurando le velocità di rotazione  $v(r)$  delle stelle o del gas all'interno di una galassia a spirale. A questo scopo, esistono diverse tecniche:

1. Spettroscopia Doppler: si basa sul principio dell'*effetto Doppler*, che descrive il cambiamento in lunghezza d'onda della luce emessa da una sorgente in movimento. Viene raccolto lo spettro della luce proveniente da diverse regioni della galassia e si analizzano gli spostamenti delle linee spettrali. Da essi è possibile calcolare il *redshift*  $z$ , definito come

$$z = \frac{\lambda_{osservata} - \lambda_{emessa}}{\lambda_{emessa}} = \frac{v}{c}, \quad (1)$$

dove  $\lambda_{osservata}$  è la lunghezza d'onda osservata,  $\lambda_{emessa}$  è la lunghezza d'onda intrinseca,  $v$  è la velocità della sorgente lungo la LOS (Line Of Sight, linea di vista) e  $c$  è la velocità della luce. Conoscendo  $z$  e  $c$ , è

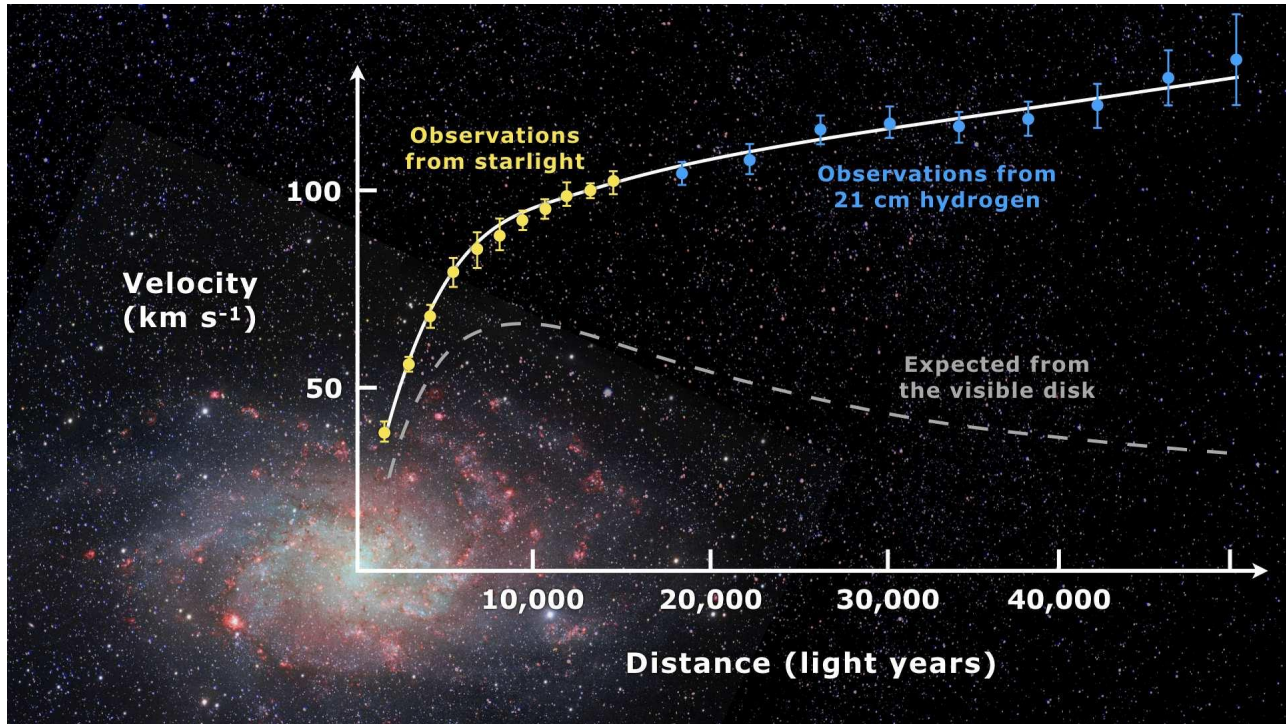


Figure 1: Curva di rotazione della galassia a spirale Messier 33. Sull'asse delle ascisse viene riportata la distanza radiale dal centro galattico in *anni luce*, su quello delle ordinate la velocità orbitale in *km/s*. La linea continua rappresenta la curva costruita sulla base dei dati delle stelle (punti gialli, con le relative barre d'errore) e della riga a 21cm dell'idrogeno (punti blu, con le relative barre d'errore), usato come tracciante del gas. La linea tratteggiata è la predizione sulla base della sola materia visibile. Si nota bene la differenza tra le due curve, interpretabile come prova dell'esistenza della DM. Crediti: [46].

possibile ricavare  $v$ . Lo spostamento Doppler può essere utilizzato per la riga a  $\lambda = 21\text{cm}$  dell'idrogeno atomico neutro (HI). La procedura prevede la mappatura della distribuzione e della velocità del gas che si trova nei dischi delle galassie a spirale rotanti, attraverso l'utilizzo di radiotelescopi. Ad esempio, in Fig. 1 viene utilizzata la riga a  $\lambda = 21\text{cm}$  dell' HI nel radio.

2. Stelle variabili: le stelle variabili, come le variabili Cefeidi, possono essere usate per calcolare le distanze dalle galassie. Una volta conosciute le distanze  $d$ , è possibile determinare le velocità orbitali delle stelle calcolando il redshift  $z$  attraverso la *legge di Hubble-Lemaître*:

$$d = \frac{cz}{H_0}, \quad (2)$$

dove  $c$  è la velocità della luce e  $H_0$  è la costante di Hubble, il cui valore attualmente stimato è  $H_0 \sim 69.8\text{km/s/Mpc}$  [68].

Attraverso la formula del redshift  $z = v/c$ , è possibile ricavare le velocità orbitali delle stelle  $v$  lungo la LOS.

Come esempio di applicazione di questo metodo si riporta l'utilizzo delle Cefeidi per costruire la curva di rotazione della Via Lattea [126], visualizzabile in Fig. 2.

Grazie alle curve di rotazione, è possibile calcolare la distribuzione di materia contenuta all'interno delle galassie. Infatti esiste una relazione tra la velocità di rotazione radiale  $v(r)$  della materia e il potenziale gravitazionale  $\Phi$  della galassia

$$v(r) = (r d\Phi/dr)^{1/2}. \quad (3)$$

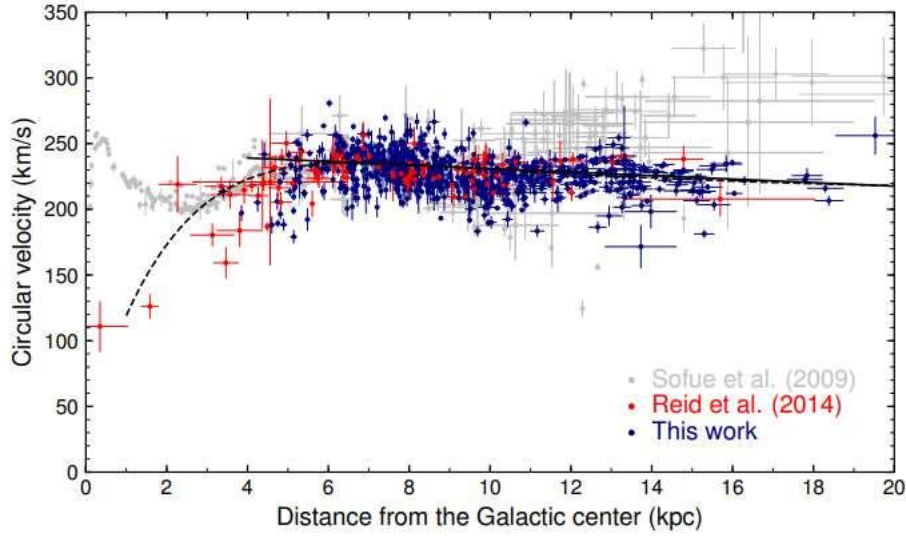


Figure 2: Curva di rotazione della Via Lattea costruita utilizzando le variabili Cefeidi come indicatori di distanza. Vengono assunti un raggio ottico di  $R_0 = 8.09 \text{kpc}$  e una velocità angolare a  $R_0$  pari a  $\Omega_0 = 233.6 \text{km s}^{-1}$ . I punti rossi rappresentano regioni ad elevata formazione stellare [145], mentre quelli grigi [163] sono gli stessi dati riscaldati attraverso una formula leggermente diversa per la velocità circolare. Le linee continua e tratteggiata sono rispettivamente il modello di best-fit lineare e di best-fit universale. Crediti:[125].

## 1.2 Il modello $\Lambda$ CDM

Sulla base dell'evidenza dell'esistenza della DM, è stato formulato il modello cosmologico attualmente accettato dalla maggior parte della comunità scientifica, il  $\Lambda$ CDM, conosciuto anche come *Concordance Cosmological Model* (modello cosmologico di concordanza), perché nasce per essere in concordanza con i dati osservativi.

Il modello  $\Lambda$ CDM descrive l'evoluzione dell'Universo, che risulta essere composto da energia oscura, a cui è associata la *costante cosmologica*  $\Lambda$ , da materia oscura fredda CDM (CDM, Cold Dark Matter) e da barioni, cioè la materia ordinaria, o "materia visibile".

L'**Energia oscura** rappresenta una forma di energia che si pensa stia alla base dell'espansione accelerata dell'Universo. Costituisce il  $\sim 70\%$  del budget energia-materia del cosmo. La costante  $\Lambda$  comparve per la prima volta nelle *equazioni della relatività* di Einstein, dove quest'ultimo l'aveva introdotta per contrastare la gravità e permettere la descrizione di un Universo statico, ma successivamente abbandonò questa idea quando venne scoperto che l'Universo è in espansione. La costante cosmologica venne reintrodotta negli anni '90 grazie alle prove a favore della sua esistenza fornite dalle osservazioni delle supernovae Ia, esplosioni di stelle nane bianche al carbonio-ossigeno dovute al superamento della loro massa limite, la *massa di Chandrasekhar*, che equivale a  $\sim 1.44 M_\odot$ . Una nana bianca che fa parte di un sistema binario può aumentare la propria massa accrescendo materiale dalla propria stella compagna. Al raggiungimento del limite di massa di Chandrasekhar la nana bianca innesca la fusione del carbonio, che, avvenendo in un ambiente fortemente degenere, produce un'esplosione di supenova.

La curva di luminosità di questo tipo di supernovae presenta un notevole picco, che appare quasi identico in tutte le esplosioni di questo genere a causa della consistente uniformità delle masse delle nane bianche

coinvolte nell'esplosione. Pertanto, sono considerate "candele standard", utili per misurare le distanze cosmiche. Nel 1998, due gruppi indipendenti di ricercatori, il Supernova Cosmology Project e il High-Z Supernova Search Team, cominciarono a osservare un gran numero di supernovae di tipo Ia in galassie distanti. Si aspettavano che queste supernovae fossero più deboli rispetto a quelle nelle galassie più vicine, a causa dell'espansione dell'Universo. Tuttavia, scoprirono qualcosa di sorprendente: le supernovae erano ancora più deboli di quanto previsto. Questo risultato portò alla scoperta del fatto che l'espansione dell'Universo è accelerata. Per comprendere questo fenomeno, venne introdotta una forma di energia oscura che permea lo spazio e ha un effetto repulsivo sulla gravità. La scoperta fu motivo di Premio Nobel per la Fisica nel 2011 per i leader dei due gruppi di ricerca Saul Perlmutter (Supernova Cosmology Project) [75], Brian P. Schmidt e Adam G. Riess (High-Z Supernova Search Team) [72].

La **CDM** (Cold Dark Matter, materia oscura fredda) contribuisce al  $\sim 25\%$  del budget energia-materia e all' $\sim 85\%$  della massa totale dell'Universo. Il modello CDM riproduce bene i dati a scale cosmologiche e descrive la particella di CDM microscopicamente come costituita da particelle non-barioniche, con velocità tipiche molto inferiori a quelle della luce e quindi "fredde". La CDM non può dissipare energia irradiando fotoni ed è priva di collisioni, siccome le particelle di DM interagiscono tra loro tramite la gravità e, possibilmente, la forza debole. Ciò spiegherebbe l'assenza totale di emissioni da parte della materia oscura. Su scale cosmologiche, invece, la CDM può essere trattata come un fluido perfetto con pressione nulla, caratterizzato dunque da un parametro dell'equazione di stato  $w \equiv p/\rho = 0$ . Nel modello CDM la formazione delle strutture cosmiche avviene gerarchicamente secondo un processo "bottom-up", con strutture più piccole che collassano per comporre via via strutture sempre più grandi e massicce. Alcuni buoni candidati per la particella di CDM sono:

- le *WIMPs* (*Weakly Interacting Massive Particles, particelle massicce a interazione debole*). Come si evince dal nome, queste particelle interagiscono debolmente con la materia ordinaria attraverso la forza nucleare debole. Esse rappresentano una delle candidate più popolari per la materia oscura fredda;
- i *MACHOs* (*Massive Compact Halo Objects, oggetti compatti massivi dell'alone*). L'idea dei MACHOs suggerisce che oggetti compatti e massicci, come ad esempio buchi neri o stelle di neutroni, potrebbero costituire una parte importante della materia oscura presente nell'alone galattico. Questi oggetti, sebbene non emettano luce visibile, sono rivelati attraverso fenomeni come microlensing gravitazionale [4], dove la loro gravità amplifica la luce di oggetti più distanti. Tuttavia, è ora generalmente accettato che i MACHOs non possono costituire la maggior parte della materia oscura nell'Universo [165], poiché le stime basate sulle osservazioni della radiazione di fondo a microonde e la formazione delle strutture cosmiche indicano che la materia oscura deve essere principalmente non luminosa e non interagente, come nel caso dei candidati WIMP e altre teorie;
- gli *assioni QCD*, ipotetiche particelle estremamente leggere, neutre e che interagiscono molto debolmente con la materia ordinaria e le altre forze fondamentali, tranne la gravità. A causa di questa debole interazione, gli assioni possono essere difficili da rilevare direttamente. Queste particelle sono state proposte per risolvere una violazione di simmetria nella teoria delle forze nucleari forti, nota come "problema della CP forte".

Riprendendo il discorso sul modello  $\Lambda$ CDM, il restante  $\sim 5\%$  di budget energia-materia dell'Universo è costituito da **materia barionica**, che rappresenta il  $\sim 15\%$  della massa totale dell'Universo. La materia barionica è composta da barioni, particelle capaci di interagire mediante forze non solo gravitazionali, e rappresenta la materia "ordinaria" nell'Universo visibile.

Uno dei pilastri fondamentali su cui poggia il  $\Lambda$ CDM è l'assunzione della *Relatività Generale* [58] come corretta teoria della gravitazione. Le osservazioni forniscono numerose prove a sostegno del modello, tra le quali:

- il modello  $\Lambda$ CDM spiega esaustivamente le osservazioni riguardanti la *radiazione di fondo cosmica nelle microonde* (CMB, cosmic microwave background)[139]. In particolare prevede piccole fluttuazioni, o anisotropie, di temperatura con le conseguenti fluttuazioni acustiche, nella CMB causate dalle prime fluttuazioni di densità nell'Universo primordiale. Queste anisotropie sono state confermate da osservazioni del satellite WMAP e del telescopio spaziale Planck [56], che sembrerebbero confermare lo spettro di potenza ipotizzato dal modello  $\Lambda$ CDM (vedi il paragrafo 2.3). Inoltre, quest'ultimo spiega bene anche la polarizzazione della CMB osservata dal satellite WAMP e dal telescopio spaziale Planck [56], nota come *polarizzazione E e B*, derivante dall'interazione della radiazione con le particelle durante la sua propagazione nell'Universo primordiale;
- la CDM costituisce la maggior parte ( $\sim 85\%$ ) della massa dell'Universo e la sua distribuzione permette di spiegare come l'attrazione gravitazionale favorisca la formazione di strutture cosmiche come galassie e ammassi di galassie, il cui indicatore è la foresta Lyman-alpha [105]. Inoltre, la CDM svolge un ruolo chiave nei fenomeni delle lenti gravitazionali, in cui la luce proveniente da oggetti lontani viene curvata dalla gravità prodotta dalla materia oscura, che genera campi gravitazionali attorno alle galassie e agli ammassi di galassie [24];
- il modello  $\Lambda$ CDM è in accordo con le fluttuazioni nella distribuzione delle galassie sondata su larga scala, ad esempio attraverso la SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [166], descrivendo accuratamente lo spettro di potenza della distribuzione delle strutture cosmologiche;
- il modello  $\Lambda$ CDM è coerente con le caratteristiche del contesto cosmologico in cui si è verificata la nucleosintesi primordiale, spiegando le abbondanze degli elementi leggeri (elio, idrogeno e litio) che si sono formati subito dopo il Big Bang [63]. Più precisamente, la dinamica dell'espansione che il modello fornisce influisce sulle temperature e sulle densità dell'Universo primordiale, che a sua volta determinano la durata delle reazioni nucleari durante la nucleosintesi;
- come già accennato, la costante di Hubble, ovvero la velocità di espansione dell'universo, calcolata attraverso i dati raccolti dalle Supernovae Ia [63], è un elemento chiave del modello  $\Lambda$ CDM;
- il modello  $\Lambda$ CDM è coerente con le stime dell'età dell'Universo [140], infatti è in accordo con i dati derivanti dall'espansione dell'Universo, dalla CMB e dall'evoluzione delle strutture cosmiche quali galassie e ammassi di galassie. [2]

Dall'altro lato, esistono anche delle discrepanze tra le osservazioni e il modello  $\Lambda$ CDM. Di seguito vengono descritte quelle principali.

### 1.3 Problematiche del modello CDM

Il modello  $\Lambda$ CDM predice correttamente le strutture a grande scala dell'Universo, ma se ci spostiamo a scale più piccole di quelle cosmologiche, come quelle galattiche, presenta dei problemi.

#### Problema della cuspid

Nel contesto del modello  $\Lambda$ CDM, la materia oscura forma aloni che, in prima approssimazione, possono essere considerati sferici, e tipicamente la densità di massa di tali aloni aumenta rapidamente verso il centro. Questa distribuzione di densità caratterizzata da una crescita rapida a piccoli raggi è chiamata *cusp* (cuspid). In particolare, le simulazioni  $\Lambda$ CDM N-body puramente gravitazionali mostrano una distribuzione spaziale di massa di DM negli aloni oscuri ben descritta da un profilo che presenta una cuspid interna: il *profilo di Navarro, Frenk e White (NFW)* [130]:

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \rightarrow \begin{cases} 1/r, & \text{per } r \ll r_s \\ 1/r^3, & \text{per } r \gg r_s \end{cases} \quad (4)$$

dove  $r_s$  è un parametro che varia di alone in alone, e rappresenta il raggio al quale  $d\log(\rho)/d\log(r) = -2$ , mentre  $\rho_s = \rho(r_s)$ .

Tuttavia, le osservazioni delle rotazioni di numerose galassie a spirale e in particolare di galassie nane e di alcune galassie poco brillanti (LSB galaxies, low surface brightness galaxies) sembrano suggerire che le distribuzioni di densità al loro interno siano piuttosto piatte o *cored*, ossia con una crescita meno rapida, se non nulla, verso il centro [66] [123]. Un profilo di densità di origine empirica che ben descrive le distribuzioni di massa degli aloni di DM di galassie nane e/o dominate dalla DM è il *profilo di Burkert* [33]:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{r_0^3}{(r + r_0)(r^2 + r_0^2)}, \quad (5)$$

dove  $r_0$  rappresenta il raggio scala caratteristico del nucleo e  $\rho_0$  la densità centrale. Questo profilo descrive un nucleo di densità costante a piccoli raggi in modo vagamente analogo ad un alone pseudo-isotermo.

La discrepanza tra le predizioni fornite dalle simulazioni e le osservazioni circa l'andamento della distribuzione spaziale della materia oscura a piccoli raggi è conosciuta come *cusp-core problem*, o "problema della cuspid". La discrepanza tra i due andamenti è visualizzabile in Fig. 3.

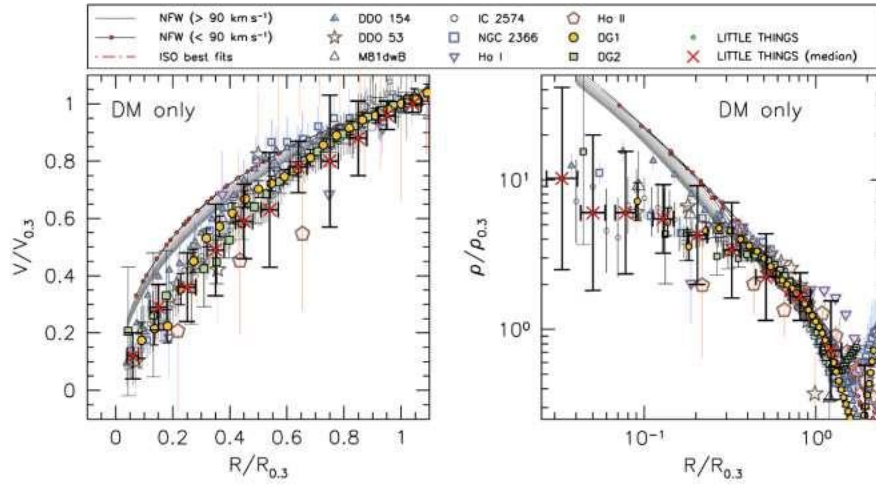


Figure 3: A sinistra: curve di rotazione di 7 galassie THINGS (HI Near Galaxy Survey) e di 2 galassie simulate (DG1 e DG2 [76]), sovrapposte ai valori medi delle curve di rotazione di LITTLE THINGS. Le curve sono normalizzate da  $V_{0.3}$  ad una distanza dove  $d \log d \log V / \log R = 0.3$  [84] secondo le parametrizzazioni teoriche del potenziale NFW (linea solida) e dell'isoterma pseudocale (linea tratteggiata). Le linee solide grigie e nere indicano le curve di rotazione NFW della CDM con  $V > 90 \text{ km/s}$  e  $V < 90 \text{ km/s}$  rispettivamente. Le croci rappresentano i valori medi delle curve di rotazione in ogni bin  $0.1 R/R_{0.3}$ . A destra: profili di densità della CDM derivati dalle curve di rotazione a sinistra. Le linee grigie ( $V > 90 \text{ km/s}$ ) e nere ( $V < 90 \text{ km/s}$ ) rappresentano i profili di densità NFW con pendenza  $\alpha \sim -1.0$ . È evidente che le galassie seguano un profilo cored, mentre il modello NFW prevede l'esistenza di una cuspid. Crediti:[133].

### Missing Satellites Problem

La formazione delle strutture nel paradigma  $\Lambda$ CDM è gerarchica, quindi ci si aspetta che gli aloni galattici di DM siano popolati da subaloni, possibilmente abitati da galassie satelliti che orbitano attorno alla principale. Le simulazioni in ambito del modello  $\Lambda$ CDM su galassie di dimensioni simili alla Via Lattea stimano un numero di subaloni per alone dell'ordine del centinaio, ma il numero effettivamente osservato è molto minore [95]. La discrepanza tra il numero di galassie satellite orbitanti attorno a quelle più grandi rispetto al numero suggerito dalle simulazioni è conosciuta come *missing satellite problem*, o "problema dei satelliti mancanti".



La soluzione potrebbe trovarsi nei limiti delle nostre osservazioni, e forse quelle future potrebbero scoprire più oggetti di questo tipo; oppure gli aloni più piccoli, per una serie di processi, come la fotoionizzazione, che scalda il gas riducendone l'accrescimento [57] [29] [11] [19] [157], oppure la riionizzazione del gas [52], o ancora il vento di supernova, che spinge il gas fuori dagli aloni [51], potrebbero non avere contenuto barionico, e quindi non essere visibili. Al giorno d'oggi, quest'ultima risulta essere l'opzione più accreditata [180] [179] [157].

### Too-big-too-fail problem

Il *too-big-to-fail problem* consiste nel fatto che alcune simulazioni della formazione delle strutture cosmiche predicano la formazione di gruppi di galassie più massicci di quanto osservato. Infatti, parlando del "Missing Satellites Problem", è stata proposta come soluzione quella per cui i subaloni visibili sono quelli più grandi (e quindi con più massa), ma, prendendo come esempio la Via Lattea, le galassie satellite osservate non sono abbastanza massicce da rispettare i criteri richiesti per la soluzione al "Missing Satellites Problem" [73]. Ciò vale anche per il Local Group e il Local Volume [136] [74], quindi non è una proprietà specifica della Via Lattea. In poche parole, il problema consiste nel fatto che molti subaloni predetti dal  $\Lambda$ CDM sono così massicci da non poter ospitare galassie satellite con stelle visibili [23], ma dalle osservazioni non vi è evidenza della loro presenza.

Questa discrepanza potrebbe essere dovuta a processi fisici che agiscono sui barioni all'interno dei subaloni, influenzando la formazione delle galassie satellite. Tuttavia, questa soluzione sembra essere funzionale solo per la Via Lattea e solo per processi fisici molto efficienti, come quelli condotti dalle supernovae o dai SMBHs (Super Massive Black Holes, buchi neri super massicci).

Un'altra possibile soluzione è quella di considerare modelli di materia oscura alternativi al modello CDM, che potrebbero influenzare diversamente la formazione delle strutture galattiche a piccola scala.

La Fig. 4 mostra il problema "too-big-to-fail" per la Via Lattea.

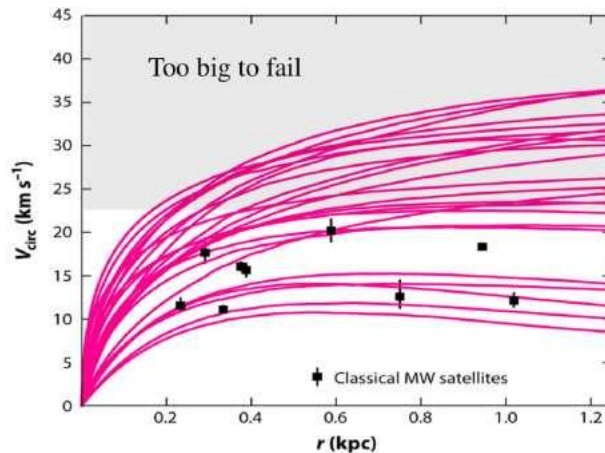


Figure 4: I punti rappresentano le velocità circolari di alcune galassie satellite della MW con massa a metà raggio dell'ordine  $M \sim 10^{5-7} M_{\odot}$ . Le linee color magenta mostrano le curve delle velocità circolari dei subaloni di materia oscura. Ci si aspetterebbe che questi subaloni presentino un grande tasso di formazione stellare, ma, come si evince dal grafico, nei subaloni più massicci con  $M \geq 10^8 M_{\odot}$  e raffigurati nella parte grigia, non si osservano galassie satelliti. Ciò indica che i subaloni più massicci predetti dalle simulazioni sono "too-big-to-fail" per formare stelle e galassie. Crediti:[28].

### Angular momentum problem

Il *problema della perdita di momento angolare* durante le simulazioni sulla formazione di galassie a disco nel contesto del modello  $\Lambda$ CDM è una sfida cruciale nel campo della cosmologia. Alcuni studi, come quello di Navarro & Benz (1991) [128], hanno rivelato una tendenza sistematica alla perdita di momento angolare da parte dei nuclei di materia barionica condensata verso l'alone di materia oscura nel corso della formazione

dei dischi, un risultato in contrasto con le aspettative teoriche comunemente accettate [61].

La soluzione a questa problematica è generalmente attribuita all'importante ruolo svolto dal feedback energetico, principalmente derivante dalle esplosioni di supernovae, nel regolare il flusso di gas verso la fase fredda: questo feedback limita la quantità di materiale che può condensarsi nei nuclei, il quale altrimenti perderebbe rapidamente momento angolare a causa dell'attrito dinamico che si genera nell'alone. Fino ad ora, è stato difficile giungere a modelli che descrivano in maniera soddisfacente il ciclo di formazione stellare e il feedback energetico, preservando allo stesso tempo il momento angolare. In particolare, sono stati proposti schemi che impediscono il raffreddamento del gas prima di un'epoca specifica di condensazione, dimostrando di avere maggiore successo nel riprodurre le caratteristiche osservate nei dischi galattici [175].

Da recenti studi è emerso che un ruolo cruciale nella creazione di modelli di galassie, che potrebbe pertanto avere una rilevanza significativa nelle cosmologie basate sulla materia oscura fredda, sia svolto dalla *formazione stellare autoregolata* [81]. Si tratta di un processo secondo il quale il feedback stellare (getti e venti stellari), nel tentativo di opporsi alla gravità, spinge le masse stellari verso la stessa distribuzione di massa, cosicché siano le stelle stesse a "regolare" le proprie masse.

### Relazioni di scala

Si stimano centinaia di miliardi di galassie nell'Universo, tutte diverse le une dalle altre, ma che si manifestano secondo una certa regolarità. Ciò ha permesso che si scoprissero diverse relazioni di scala tra le proprietà barioniche e della DM e la dinamica delle galassie. La più conosciuta è la *relazione di Tully-Fisher* [168], che in particolare riguarda le galassie a spirale. Questa relazione empirica lega la velocità circolare asintotica  $v_f$  di una galassia a spirale, ovvero la velocità misurata nella parte piatta delle curve di rotazione, alla luminosità intrinseca della galassia stessa (o alla sua massa barionica):  $M \propto v_f^4$ . L'andamento è visualizzabile in Fig.5. Il valore della velocità asintotica è regolato dal contenuto di DM di una galassia, mentre la luminosità o la massa barionica sono quantità proprie della materia barionica — si capisce dunque come la relazione di Tully-Fisher esprima un legame a priori non scontato tra la parte luminosa e quella oscura delle galassie a spirale. Una forma alternativa di tale relazione è la *relazione di Tully-Fisher barionica (BTFR)*, che lega la velocità asintotica delle galassie a spirale alla massa totale dei barioni. Rispetto alla legge di Tully-Fisher, la BTFR esibisce una dispersione minore [113].

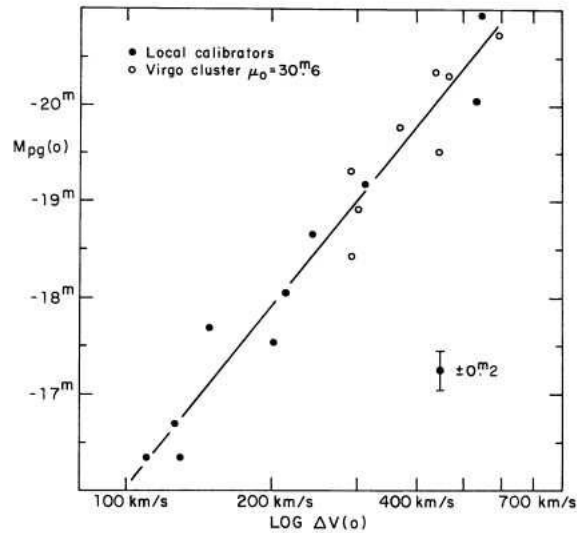


Figure 5: Relazione di Tully-Fisher dell'Ammasso della Vergine. Sull'asse delle ordinate viene riportata la magnitudine assoluta  $M$  delle galassie, mentre su quello delle ascisse la velocità circolare asintotica  $v_f$ . I cerchi vuoti rappresentano le galassie dell'Ammasso della Vergine, mentre i cerchi pieni sono dei calibratori locali. [168]



Un'ultima relazione di scala tra il contenuto barionico e il contenuto di DM delle galassie a spirale è la *Radial Acceleration Relation (RAR)*, rappresentata in Fig. 6. La RAR è una relazione empirica che lega l'accelerazione gravitazionale derivante unicamente dai barioni,  $g_{bar}$ , all'accelerazione totale  $g_{obs} = V^2/r$  [115]. Dalla Fig. 6 si nota che, dove i barioni dominano, si ha  $g_{obs} \sim g_{bar}$ , mentre nelle regioni centrali, dominate da DM e a basse accelerazioni, la relazione devia dalla bisettrice del grafico. Questa stretta relazione potrebbe essere vista come una generalizzazione di altre relazioni dinamiche delle galassie a spirale.

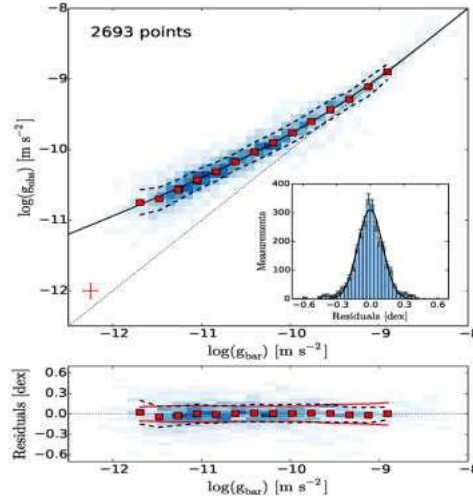


Figure 6: In alto: grafico della relazione di accelerazione radiale per 153 galassie SPARC. La linea solida rappresenta il fit dei dati, la linea puntinata è il riferimento all'unità. Sono riportate le barre d'errore (barre rosse) e i residui (istogramma). In basso: residui e barre d'errore (barre rosse). La linea tratteggiata rappresenta il valore dell'rms in ogni bin, mentre la linea rossa rappresenta l'incertezza e la mass-to-light-ratio delle stelle della galassia. Crediti:[115].

Dalla Fig. 6 si evince anche che la RAR segue un ben preciso andamento per tutte le galassie a spirale, anche se sono di tipologie leggermente diverse.

Sebbene sia la BTFR che la RAR siano generalmente in accordo con il modello  $\Lambda$ CDM, la dispersione ottenuta dalle relazioni di scala è maggiore di quella che si ritrova nei dati [151]. La spiegazione di come queste relazioni emergano e riprodurre la loro dispersione non sono compiti banali nell'ambito del modello  $\Lambda$ CDM, e pertanto diverse soluzioni alternative sono state considerate dalla comunità scientifica (vedi Sez. 2).

## 2 Alternative al modello CDM

Per risolvere i problemi elencati nella sezione 1.3, al momento sono state proposte alcune soluzioni, che spaziano dall'inclusione della fisica barionica nelle simulazioni N-body CDM all'ipotizzare differenti proprietà particellari per la DM, fino ad abbandonare del tutto l'ipotesi della DM considerando vere e proprie teorie di gravità modificata.

### 2.1 Modellizzazione della fisica barionica

Una prima possibilità prevede di prendere in considerazione per le simulazioni non solo la CDM, ma anche la materia barionica e modellizzare adeguatamente la sua fisica, capace in principio di alterare la buca di potenziale coincidente con un alone di materia oscura galattico. Durante la formazione delle galassie, l'attrito dinamico, gli effetti di feedback provenienti da stelle e/o l'eventuale presenza di nuclei galattici attivi

(AGN, Active Galactic Nuclei) possono indurre violente fluttuazioni nella parte più interna del potenziale gravitazionale, trasferendo anche energia e momento angolare dai barioni alla materia oscura. Simili processi potrebbero, ad esempio, cancellare la "cusp" centrale nella distribuzione di densità degli aloni CDM. Tali fenomeni vengono studiati, ad esempio, nei seguenti lavori: Navarro et al. (1996) [129], Read & Gilmore (2005) [144], Governato et al. (2010) [77], Pontzen & Governato (2012) [142], Schaye et al. (2015) [158], Chan et al. (2015) [39].

Un esempio concreto di modellizzazione degli effetti barionici nel modificare la distribuzione di massa della DM può essere costituito dal seguente profilo di densità [54]:

$$\rho_{\text{DC14}}(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}. \quad (6)$$

Qui  $r_s$  e  $\rho_s$  rappresentano rispettivamente un raggio scala e una densità scala caratteristiche di ogni alone, che dipendono dalla loro massa e dal loro tempo di formazione. I parametri  $\gamma$  e  $\beta$  restituiscono rispettivamente la pendenza logaritmica interna ed esterna del profilo di densità, mentre  $\alpha$  descrive la transizione tra i due regimi. Questi parametri non sono liberi, ma dipendono dal rapporto tra massa stellare e massa dell'alone di DM considerato. Come suggerito dal lavoro di Di Cintio et al. (2014) [54] sulla base di simulazioni cosmologiche idrodinamiche ad alta risoluzione, la forma interna dei profili di densità di DM sembra dipendere sistematicamente da tale rapporto. Tuttavia è in generale difficile rappresentare adeguatamente con dei modelli analitici l'effetto globale della complessa fisica barionica, specialmente se si vuole evitare di introdurre un numero eccessivo di parametri liberi nei propri modelli. Inoltre i fenomeni di feedback barionici potrebbero non essere sufficienti da soli per spiegare la formazione di core per le galassie dominate dalla materia oscura, oggetti in cui il contributo dei barioni è spesso trascurabile. Ciò ha portato la comunità astrofisica a considerare soluzioni alternative alle problematiche della CDM — alcune tra queste consistono in teorie di gravità modificata.

## 2.2 Teorie di gravità modificata (MOND)

Esistono diverse teorie di gravità modificata che nascono con lo scopo di risolvere le problematiche del paradigma CDM su scala delle galassie. Alcune di esse ipotizzano la presenza di effetti gravitazionali che alterino la fenomenologia della materia oscura su scala galattica come accoppiamenti non-minimali tra materia oscura e gravità o interazioni non-locali [70, 69]; [10, 9].

Un'altra possibilità forse più radicale potrebbe essere quella di considerare un Universo privo di DM in cui è presente una forza gravitazionale modificata che agisce su piccola scala, andando ad alterare opportunamente il potenziale gravitazionale generato dalla materia barionica con l'intento di risolvere in tale maniera il problema della massa mancante nelle galassie. Una delle più popolari teorie in questo senso è la *MOdified Newtonian Dynamics (MOND)* [121] [119] [120].

Nello scenario MOND, la seconda legge di Newton viene modificata come segue:

$$\vec{F}_N = m\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)\vec{a}, \quad (7)$$

dove  $a_0 \sim 1.2 \cdot 10^{-8} \text{ cm/s}$  è un'accelerazione di scala empirica che separa i regimi MONDiani da quelli Newtoniani, ed è una costante universale. La funzione  $\mu(x)$ , con  $x = a/a_0$ , è conosciuta come funzione di interpolazione. Nonostante la forma analitica di quest'ultima cambi a seconda della particolare versione di MOND considerata, l'espressione più comune della funzione di interpolazione MOND è:

$$\mu(x) = \begin{cases} 1 & \text{se } |x| \gg 1 \\ x & \text{se } |x| \ll 1 \end{cases} \quad (8)$$

Questa forma della funzione di interpolazione ci dice che quando l'accelerazione  $a$  di una particella di test è molto maggiore dell'accelerazione di scala MOND  $a_0$ , allora l'espressione nell'Eq.(7) restituisce

semplicemente il secondo principio di Newton. Si noti che alcune versioni di MOND lasciano inalterato il secondo principio di Newton, andando a introdurre la funzione di interpolazione unicamente nell'espressione della forza gravitazionale. Da quanto detto si evince che in questo scenario la dinamica galattica è alimentata esclusivamente dai barioni, senza bisogno di invocare la presenza di DM nell'Universo.

Questa legge è in grado di riprodurre con relativa accuratezza le curve di rotazione sia di molte galassie Low Surface Brightness (LSB) (ossia galassie diffuse, dominate dalla DM e caratterizzate da basse accelerazioni tipiche) che di alcune galassie High Surface Brightness (HSB) (galassie dominate da barioni e caratterizzate da regimi di alte accelerazioni). Inoltre, relazioni di scala come quella di Tully–Fisher trovano una spiegazione piuttosto immediata nello scenario MOND, giacchè dall'Eq.(7) si può facilmente ricavare la seguente relazione:

$$v_f^4 = a_0 G M_b, \quad (9)$$

che è precisamente la relazione di Tully–Fisher.

Bisogna tuttavia notare che l'ipotesi MOND presenta alcune sostanziali limitazioni. La teoria MOND non è infatti in grado di eliminare la necessità di DM in tutti i sistemi astrofisici, dato che in questo scenario gli ammassi di galassie mostrano comunque discrepanze di massa residue [114]. In aggiunta, l'osservazione del "Bullet Cluster", un sistema formato da una coppia di ammassi di galassie in collisione, sfida ogni modello di gravità modificata che non contempli l'esistenza della DM [44]. Un'immagine del "Bullet Cluster" è presente in Fig. 7. In più, la teoria MOND fatica, su scale cosmologiche, a riprodurre le anisotropie osservate nella CMB e a spiegare la formazione delle strutture cosmiche [114]. Infine, alcune versioni di MOND predicono che la gravità non si propaghi alla velocità della luce. La detezione da parte degli interferometri LIGO del segnale di onda gravitazionale GW170817 nel 2017 ha posto dei vincoli su quanto possono essere diverse la velocità della gravità e quella della luce, restringendo sensibilmente lo spazio dei parametri ammissibile per alcune versioni della teoria MOND [15].

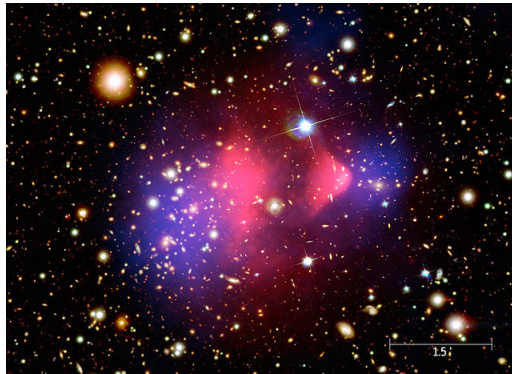


Figure 7: Immagine del "Bullet Cluster" (1E 0657-56) nei raggi-X dal telescopio Chandra, sovrapposta ad un'immagine di sfondo nello spettro visibile dai telescopi Magellano e Hubble. L'emissione rosa nei raggi-X è prodotta dal gas caldo dei due ammassi che costituisce la componente principale di materia barionica nel sistema, mentre la regione blu mappa la distribuzione di massa dei due ammassi calcolata grazie agli effetti di lensing gravitazionale [43]. La discrepanza tra l'emissione X del gas caldo e il lensing suggerisce la presenza di una componente di massa invisibile. Crediti: X-ray: NASA/CXC/CfA/[110]; Lensing Map: NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/[45]. Optical: NASA/STScI; Magellan/U.Arizona/[45].

### 2.3 Modelli alternativi di materia oscura

Parte della comunità astrofisica si è concentrata su un'ulteriore possibile soluzione ai problemi riportati in Sez. 1.3, la quale consiste nel modificare le proprietà microscopiche della DM, ovvero considerare modelli alternativi al paradigma CDM.

## Hot Dark Matter (HDM)

Storicamente, un modello alternativo al CDM è la *Hot Dark Matter* (materia oscura calda). Le particelle che costituiscono la materia oscura calda sono i *neutrini*, che si formano attraverso processi, chiamati decadimenti Beta, in cui un neutrone decade in un elettrone, un protone, un neutrino e un anti-neutrino. I decadimenti Beta avvengono in presenza di nuclei atomici instabili, in condizioni di altissime temperature e densità, favorevoli alla produzione di reazioni nucleari. Per esempio, si verificano durante i processi di nucleosintesi stellare, le esplosioni di supernova, nelle nane bianche e, appunto, durante la produzione di neutrini.

I neutrini hanno carica nulla, ed essendo poco massivi, hanno velocità ultrarelativistiche e sono debolmente interagenti. Ciò rende la HDM non incline a raggrupparsi in strutture su piccola scala, come gli aloni galattici. Pertanto, si ipotizza una situazione, chiamata *top-down scenario*, in cui prima si formano le strutture cosmiche a grande scala, e poi, attraverso frammentazioni e agglomerazioni, si formano quelle più piccole. Tuttavia, le osservazioni del satellite COBE mostrano che la formazione delle strutture cosmiche su piccola scala è più efficiente rispetto a quanto predetto da questa teoria [143], escludendo la HDM come componente principale della materia oscura dell'Universo.

L'unico modo per non escludere l'esistenza della HDM, è quello di includerla in modelli di *Materia Oscura Mista* [118] [143], nei quali la maggior parte della materia oscura segue il paradigma CDM, e la restante parte segue il paradigma HDM.

## Warm Dark Matter (WDM)

Il modello Warm Dark Matter (materia oscura tiepida) prevede una tipologia di materia oscura con proprietà intermedie tra la materia oscura calda e la materia oscura fredda: in particolare, le particelle che la compongono hanno massa e velocità intermedie tra quelle delle particelle di HDM e di CDM [171].

E' importante definire la *lunghezza di free-streaming*, che corrisponde al cammino libero medio che le particelle di materia oscura possono percorrere prima di interagire in modo significativo con altre particelle. Essa è influenzata dalla velocità delle particelle e dal tipo di interazioni che possono avere con altre particelle o campi.

Nel caso del modello WDM, le particelle hanno velocità maggiori di quelle del modello CDM, e quindi lunghezze di free-streaming maggiori. Questo fa sì che le particelle di WDM possano diffondersi al di fuori delle perturbazioni primordiali che porteranno alla formazione degli aloni di materia oscura. Come sarà chiarito a breve, questo effetto generalmente riduce il numero di aloni di piccola massa previsto nel paradigma WDM rispetto a quello CDM.

Per apprezzare al meglio questo effetto è utile introdurre il concetto di *spettro di potenza*. Lo spettro di potenza si riferisce alla distribuzione della concentrazione di materia oscura nell'Universo. In particolare, si definisce a partire dal contrasto di densità locale della materia oscura a una certa scala rispetto ad un valore medio [89] [108]:

$$\delta(x) = \frac{\rho(x) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}, \quad (10)$$

dove  $\delta(x)$ ,  $\rho(x)$  e  $\bar{\rho}$  sono rispettivamente la sovradensità, la densità locale e la densità media di materia oscura. In Fig. 8 è possibile visualizzare un confronto tra gli spettri di potenza di tre diversi modelli di WDM.

Lo spettro di potenza è legato ad una funzione chiamata *funzione di massa degli aloni*  $f(\sigma, z)$ , definita come [108]:

$$f(\sigma, z) = \frac{d\rho/\rho_b}{d \ln \sigma^{-1}}, \quad (11)$$

dove  $\rho_b(z)$  è la densità di background al redshift  $z$ ,  $\sigma(M, z)$  rappresenta la varianza del campo di densità lineare e  $M$  è la massa degli aloni.

La varianza  $\sigma(M, z)$  è legata allo spettro di potenza  $P(k)$  tramite la formula:

$$\sigma^2(M, z) = \frac{d^2(z)}{2\pi^2} \int_0^{\text{inf}} k^2 P(k) W^2(k, M) dk, \quad (12)$$

dove  $W(k, M)$  è una funzione che smussa lo spettro di potenza,  $d(z) = \frac{\sigma(M, z)}{\sigma(M, 0)}$  è un fattore di crescita della varianza in funzione del redshift  $z$ ,  $k \approx 2\pi/L$  è un numero d'onda e  $L$  è una lunghezza caratteristica associata alla distribuzione delle galassie nello spazio. Il numero d'onda  $k$  viene utilizzato per descrivere le variazioni nella distribuzione delle galassie a diverse scale di lunghezza. Maggiore è il valore di  $k$ , più piccole sono le scale di lunghezza coinvolte nella descrizione delle variazioni. In altre parole,  $k$  è un modo di quantificare quanto rapidamente cambia la distribuzione delle galassie mentre ci spostiamo tra diverse posizioni nello spazio cosmico.

In pratica, la funzione di massa degli aloni fornisce una stima del numero di aloni con una certa massa  $M$  per unità di volume comovente, fissati alcuni parametri.

L'analisi dello spettro di potenza è cruciale nel derivare le proprietà e la distribuzione delle strutture cosmiche a diverse scale e per testare le teorie sulla formazione e sull'evoluzione dell'Universo.

Esiste una relazione, detta *funzione di trasferimento*, che descrive come la lunghezza di free-streaming influisca sulla distribuisce di materia:

$$T(k) = [P(k)_{\Lambda\text{WDM}}/P(k)_{\Lambda\text{CDM}}]^{1/2}, \quad (13)$$

più precisamente, corrisponde alla frazione dello spettro di potenza di un Universo in cui è presente la WDM, rispetto a quello di un Universo in cui la materia oscura è puramente nella forma di CDM, sotto radice quadrata [152].

Le produzione delle particelle di materia oscura nell'Universo primordiale può avvenire in due modi:

- attraverso processi detti di produzione termica (TP, thermal production), e in questo caso i prodotti sono chiamati *thermal relics* ("reliquie termiche");
- attraverso processi che non avvengono in equilibrio termico (NTP, non-thermal production), generando le cosiddette *non-thermal relics* ("reliquie non termiche").

Nell'ambito delle thermal relics di WDM, grazie al fatto che hanno lunghezze di free-streaming maggiori delle particelle di CDM, le strutture cosmiche vengono soppresse a scale dell'ordine del Mpc e inferiori, attenuando le difficoltà del modello  $\Lambda\text{CDM}$  nel riprodurre alcune osservazioni legate allo spettro di potenza della materia su scale di alcuni Mpc e al di sotto di esse [138]. Infatti, lo spettro di potenza della materia subisce un *cut-off* a basse masse passando da un modello CDM ad uno WDM, cioè vengono eliminate le fluttuazioni di densità sotto una certa scala. In Fig. 8 è riportato l'andamento della relazione per tre differenti modelli di therm relics di WDM.

Se si considerano le non-thermal relics, invece del "cut-off" lo spettro di potenza presenta una discesa o "downward step" [107] [22].

Di seguito vengono menzionati alcuni esempi di thermal e non-thermal relics:

- i *neutrini sterili* sono l'esempio più semplice di ipotetiche particelle non-termiche di WDM. Per costituire la DM, devono avere una massa dell'ordine  $M \sim keV$  [1] [97] [21] [97], ed interagire solo debolmente con la materia. Per questo motivo non sono in equilibrio termico e sono molto difficili da rivelare sperimentalmente;

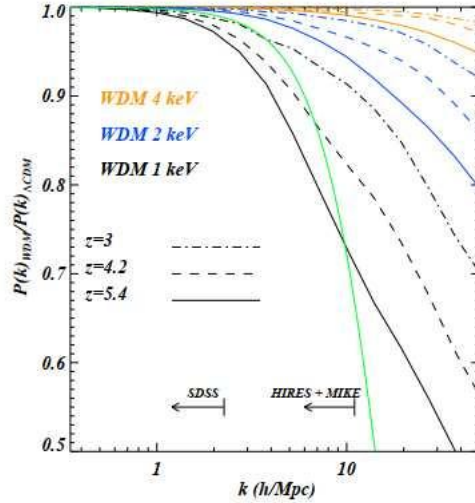


Figure 8: Confronto tra gli spettri di potenza di tre diversi modelli di materia oscura calda (WDM) con masse di 1, 2 e 4 keV (rappresentati da curve di colore nero, blu e arancione) rispetto al modello  $\Lambda$ CDM corrispondente. Le diverse curve rappresentano tre diversi redshift ( $z = 3, 4.2, 5.4$ ) e sono indicate rispettivamente da curve tratteggiate, curve tratteggiate-punteggiate e curve continue. Inoltre, è presente una curva verde che rappresenta la soppressione lineare indipendente dal redshift nello spettro di potenza della materia per un modello WDM con massa di 2keV. Questi risultati fanno riferimento ad un modello in accordo con i dati di Planck [138] e di WMAP-9yr [96]. Crediti:[172].

- i *gravitini* sono particelle teoriche che appaiono in alcune estensioni del Modello Standard della fisica delle particelle. Il range di massa dei gravitini spazia dai keV ai GeV, mentre per alcuni modelli arriva fino a TeV, ma i vincoli cosmologici richiedono che la loro massa sia inferiore a  $1keV$  [104]. I gravitini possono essere generati sia attraverso processi termici che attraverso processi non termici, e ciò li rende dei buoni candidati sia per la CDM, che per la HDM, che per la WDM [6]. In particolare, sono buoni candidati di particelle per la materia oscura perchè sono abbastanza stabili, a causa del fatto non interagiscono molto [27] [164];
- le già menzionate *WIMPs* sono candidate thermal relics massive, con  $GeV \leq M \leq 100TeV$  [79] [102], che interagiscono debolmente. Le WIMPs termiche sono teorizzate come particelle che potrebbero essersi generate durante le prime fasi dell'Universo caldo e successivamente raffreddate con l'espansione cosmica [6]  
Potrebbero esistere delle particelle WIMPs che non si trovano in una condizione di equilibrio termico e che quindi sono delle candidate non-thermal relics. Esse prendono il nome di *E-WIMPs* [42] (o *super-WIMPs* [62] o *FIMPs* [82]) e potrebbero non aver subito il processo di congelamento termico dovuto all'espansione dell'Universo [6].

Alcune simulazioni che prendono in considerazione particelle di WDM, con masse 175eV, 350eV e 1.5keV, hanno parzialmente risolto i problemi che il modello CDM presenta a piccole scale [14]:

- il cusp-core problem, in particolare l'andamento della densità centrale degli aloni si attenua;
- il missing satellites problem, diminuendo il numero di aloni poco massicci, e quindi di galassie satellite. Inoltre, il modello WDM prevede che gli aloni più piccoli si formino tardi nel tempo, come determinato dal top down scenario;
- il too big to fail, per gli stessi motivi elencati sopra.

Sebbene il modello WDM risolve alcuni problemi del modello CDM, presenta comunque delle difficoltà. Dai dati della Lyman- $\alpha$  forest risulta che la massa delle particelle di WDM deve essere  $m_{WDM} \geq 3.3keV$  [171], mentre da quelli SDSS sul numero di galassie nane ultra-deboli si trova che  $m_{WDM} \geq 2.3keV$ , con deviazione standard minima per  $m_{WDM} = 4keV$  [141]. Entrambi questi vincoli escludono il range di valori  $m_{WDM} = 1 - 2keV$ , cioè quello adatto a risolvere i problemi del modello CDM. Un modello con  $m_{WDM} = 4keV$ , invece, non si discosterebbe significativamente dai problemi del modello CDM a causa della forma del "cut-off" nello spettro di potenza lineare, essendo troppo ripido e quindi in disaccordo con i dati [160]. Alla luce di ciò, il WDM non rappresenta un modello migliore rispetto al CDM.

Le ultime novità riguardanti i limiti sulle masse della WDM provengono dalle osservazioni del James Webb Space Telescope (JWST), le quali sembrerebbero suggerire che le particelle di WDM non possano avere masse nel range  $m_{WDM} = 1 - 2keV$ , ma debbano averne di maggiori [48].

### Fuzzy Dark Matter ( $\psi$ DM)

Il paradigma  $\psi$ DM (Fuzzy Dark Matter) prevede che la materia oscura sia composta da particelle, in particolare bosoni o assioni, molto leggere, con masse dell'ordine dei  $10^{-21} - 10^{-22}eV$  [41]. Con masse di questo tipo, alle particelle si associa una lunghezza d'onda di de Broglie dell'ordine di qualche kpc. Conseguentemente, esse manifestano un comportamento ondulatorio (quantistico) su scala galattica.

La *lunghezza d'onda di de Broglie* è frutto dell'*ipotesi di de Broglie* secondo cui le particelle massive hanno natura duale: si tratta del dualismo onda-particella, precedentemente introdotto da Einstein per la luce, applicato alla materia [26]. Per questo motivo, proprio come per le onde, alle particelle viene associata una lunghezza d'onda, la lunghezza d'onda di de Broglie, data dalla formula:

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (14)$$

dove  $p$  è l'impulso della particella e  $h$  la costante di Planck ( $h = 6.62607015 \times 10^{-34} J \cdot s$ ).

Sostituendo il valore  $m = 10^{-22}eV$  all'interno di  $p = m \cdot v$  e moltiplicando l'impulso per il valore di  $h$ , risulta:

$$\lambda \sim kpc. \quad (15)$$

Il comportamento ondulatorio assunto dalle particelle di  $\psi$ DM rappresenta la chiave di risoluzione ai problemi a scale galattiche del modello CDM; questo perchè all'interno degli aloni di DM si genera una pressione quantistica che limita la produzione di strutture cosmiche come galassie e ammassi di galassie [122].

Per spiegare la situazione (la trattazione matematica seguente prende spunto da [122]), si parte dall'*equazione di Schrödinger*:

$$i \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{3}{2} H \psi \right) = \left( -\frac{1}{2m_B^2 a^2} \nabla^2 + m_B \Phi \right) \psi, \quad (16)$$

dove  $m_B$  è la massa della particella,  $\psi$  è l'equazione del moto per un campo scalare complesso,  $\Phi$  è il potenziale gravitazionale newtoniano e  $a$  è il parametro di scala che descrive l'espansione dell'Universo. L'Eq.(16) corrisponde all'equazione di Schrodinger non lineare per un Universo in espansione.

Nel caso di un sistema di equazioni idrodinamiche, come può essere un alone di materia oscura, l'equazione di Schrödinger può essere adattata esprimendo la funzione d'onda  $\psi$  in coordinate polari:

$$\psi = \sqrt{\frac{\rho_B}{m_B}} e^{i\theta}, \quad (17)$$

dove  $m_B$  è la massa di una particella di  $\psi$ DM, ad esempio di un bosone, e  $\rho_B$  è la densità delle particelle di materia oscura. Il fluido di materia oscura viene descritto dalle quantità:

$$\rho = m_B |\psi|^2, \quad (18)$$

$$v = \frac{\nabla\theta}{m_B}. \quad (19)$$

Sostituendo l'Eq.(18) e l'Eq.(19) all'interno dell'equazione di Schrödinger e dividendola in parti reale e immaginaria, si trovano le equazioni che descrivono la dinamica del fluido macroscopico di materia oscura, rispettivamente l'equazione di conservazione della massa e l'equazione di conservazione della quantità di moto:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + 3H\rho + \frac{1}{a}\nabla \cdot (\rho v) = 0, \quad (20)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + Hv + \frac{1}{a}(v \cdot \nabla)v = \frac{1}{m_B a}\nabla(\Phi + Q), \quad (21)$$

dove  $Q$  rappresenta il *potenziale quantico*:

$$Q = -\frac{1}{2m_B a^2} \frac{\nabla^2 \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}. \quad (22)$$

Il termine  $Q$  corrisponde ad una pressione, la *pressione quantistica*, che contrasta la compressione della materia dovuta alla gravità, rendendo il campo più rigido. Questa pressione si genera in regioni ad alta densità, come i nuclei degli aloni di DM, e agisce su scale dell'ordine della lunghezza d'onda di de Broglie, sopprimendo la formazione di strutture cosmiche al di sopra del *numero d'onda di Jeans*, che in uno scenario di  $\psi$ DM risulta così definito [111]:

$$k_J = \frac{66.5}{(1+z)^{1/4}} \left( \frac{\Omega_{\psi DM} h^2}{0.12} \right)^{1/4} \left( \frac{m_B}{10^{-22} eV} \right)^{1/2} Mpc^{-1}, \quad (23)$$

dove  $\Omega_{\psi DM}$  indica l'abbondanza di  $\psi$ DM. Al numero d'onda di Jeans corrisponde la *lunghezza d'onda di Jeans* comovente, al di sotto della quale la formazione delle strutture cosmiche è fortemente soppressa, data da [111]:

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \frac{(1+z)^{1/4}}{10.6} \left( \frac{\Omega_{\psi DM} h^2}{0.12} \right)^{-1/4} \left( \frac{m_B}{10^{-22} eV} \right)^{-1/2} Mpc. \quad (24)$$

Partendo dalla definizione della lunghezza d'onda di Jeans, è possibile definire anche la *massa di Jeans* [122]:

$$M_J = \frac{4}{3}\pi\rho \left( \frac{1}{2}\lambda_J \right)^3. \quad (25)$$

La lunghezza d'onda di Jeans corrisponde al raggio minimo che una fluttuazione di densità deve manifestare per provocare il collasso, e questo limite porta al risultato secondo cui aloni con  $M < (1.4 - 1.5) \cdot 10^7 M_\odot$  non possono esistere in questo scenario [152].

Queste interessanti proprietà potrebbero portare il paradigma  $\psi$ DM a risolvere parte delle problematiche su scala galattica riscontrate dal modello CDM. Tuttavia il modello  $\psi$ DM presenta almeno un'inconsistenza che riguarda la natura dei core che si formano tramite l'azione della pressione quantistica nelle galassie nane. Le galassie nane con  $M < 10^{11} M_\odot$  sembrano seguire un andamento del tipo [156] [32]:

$$\rho_0 r_0 \approx 75_{-45}^{+55} M_\odot pc^{-2}. \quad (26)$$

dove  $\rho_0$  e  $r_0$  sono rispettivamente la densità ed il raggio dei nuclei degli aloni di DM, e dunque il loro prodotto restituisce dimensionalmente la densità superficiale del core di materia oscura, che è approssimativamente costante in questa tipologia di galassie. Se i nuclei seguissero questo andamento "cored", i problemi del paradigma CDM a scale galattiche sarebbero risolti, ma questo valore costante empirico della densità dei nuclei degli aloni di DM non viene riprodotto dal paradigma  $\psi$ DM, per il quale invece si ha che [53] [30]:

$$\rho_0 \propto r_0^{-4}. \quad (27)$$



Più precisamente, la distribuzione di densità dei nuclei degli aloni di  $\psi$ DM, per  $r < 3 \cdot r_0$ , risulta essere [30]:

$$\rho_0 = 0.019 \cdot \left( \frac{m}{10^{-22}} \right)^{-2} \cdot \left( \frac{(r_0/kpc)^{-1}}{(1 + 9.1 \cdot 10^{-2}(r/r_0)^2)^2} \right)^4 \frac{M_\odot}{pc^3}, \quad (28)$$

dove  $m$  è la massa della particella di  $\psi$ DM. Il paradigma  $\psi$ DM non sembrerebbe quindi essere in grado di riprodurre l'andamento costante della densità superficiale dei core di materia oscura per le galassie nane, cosa che pone dei dubbi sui meccanismi con cui si formano i core in questo modello.

### Self-Interacting Dark Matter (SIDM)

La Materia Oscura Autointeragente (SIDM, Self Interacting Dark Matter) è un modello di materia oscura che propone che le particelle di DM interagiscano tra loro attraverso una nuova forza, oltre a quella gravitazionale. La sua esistenza venne ipotizzata per risolvere il "cusp-core problem" e il "missing satellites problem". In particolare, sembra che le curve di rotazione riprodotte col modello SIDM siano in accordo con i dati, partendo dalle galassie nane ed arrivano agli ammassi di galassie [134] [169] [91] [148] [146] [178]. Questo perchè le interazioni tra particelle di SIDM possono avere l'effetto netto di espellere parte delle particelle dagli aloni e dai subaloni [3]. Questo fenomeno potrebbe contribuire a risolvere il cusp-core problem, ma in realtà lo scattering delle particelle potrebbe essere insufficiente a produrre una perdita di massa negli aloni compatibile con la formazione di un core [3]. Per lo stesso motivo, sono stati avanzati dei dubbi su come il missing satellites problem possa essere risolto nel modello di SIDM, anche se il dibattito è ancora aperto [174] [55].

In Fig. 9 sono raffigurate le funzioni di massa degli aloni di diversi modelli di DM (WDM,  $\psi$ DM e SIDM), confrontate con quella di un modello CDM.

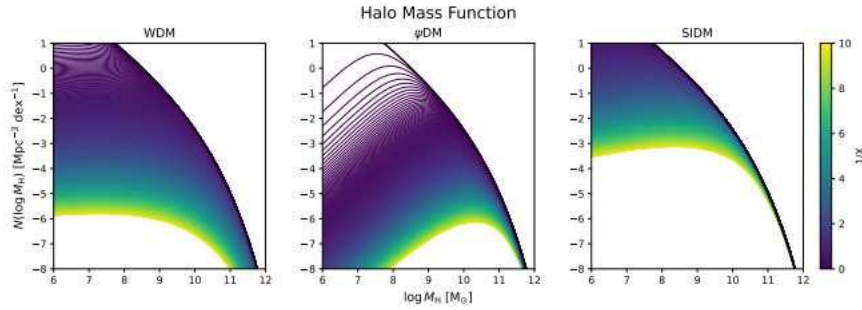


Figure 9: Plot della funzione di massa degli aloni ad un redshift di riferimento  $z \approx 10$  di diversi modelli di DM: WDM (a sinistra),  $\psi$ DM (al centro), SIDM (a destra). I colori si riferiscono al parametro  $1/X$ , dove  $X$  è la massa delle particelle o la loro temperatura, e sono calibrati in  $keV/m_X$  per la WDM,  $10^{-22}eV/m_X$  per la  $\psi$ DM e  $keV/T_X$  per la SIDM. Le linee nere rappresentano la funzione di massa degli aloni di un modello CDM, riottenibile in ciascun paradigma alternativo facendo tendere all'infinito il valore di  $X$ . Crediti: [71].

## 3 Nuovi vincoli sulle proprietà delle particelle di materia oscura

Astrofisici e cosmologi si sono a lungo interrogati su come sia possibile discriminare questi paradigmi alternativi di materia oscura tra loro, elaborando una serie di metodi che si basano su differenti osservabili. Di seguito vengono elencati i principali:

- analisi dello spettro di potenza del flusso della foresta Lyman- $\alpha$  [172] [88] [87] [173];

- conteggi delle galassie ad alto redshift [135] [116] [162] [155];
- analisi dei dati provenienti dai  $\gamma$ -ray bursts (GRB), che potrebbero prodursi durante l'annichilimento delle particelle di materia oscura [50] [100] [25] [78];
- indagini sulla reionizzazione cosmica, che potrebbe essere stata influenzata dalla presenza della CDM o della WDM [7] [99] [49] [36] [101];
- si può sfruttare il lensing gravitazionale come lente di ingrandimento sulle proprietà della distribuzione della materia, compresa quella oscura [170] [147];
- investigazioni sulla riga a  $21\text{cm}$  dell'idrogeno neutro come tracciante della materia oscura [37] [20] [40] [154];
- utilizzo delle informazioni sulle stelle e galassie antenate del Gruppo Locale [177] [176];
- ridurre la differenza tra le relazioni di scala e i profili delle galassie ultra-deboli osservate, e i modelli teorici, ricavando i parametri che meglio riproducono i dati [35] [31];
- investigazione delle galassie satellite della Via Lattea, il cui numero dipende dalla massa delle particelle di DM [92] [85] [106] [127] [131];
- una combinazione di questi metodi [60].

Nella trattativa seguente l'obiettivo sarà quello di illustrare e riepilogare un nuovo metodo in aggiunta a quelli pre-esistenti il cui scopo è quello di contribuire a vincolare le proprietà astroparticellari della materia oscura. Questo metodo utilizza stime recenti del *cSFR* (*cosmic Star Formation Rate, tasso di formazione stellare cosmico*) ad alto redshift ( $z > 4$ ). Il cSFR è una misura di quanta massa stellare si forma, in un certo lasso di tempo, in un unità di volume comovente dell'Universo; questa quantità è in generale importante per lo studio della storia dell'evoluzione stellare e galattica. Dalle stime del cSFR è possibile ottenere delle informazioni sul numero di galassie ultra-deboli che, presumibilmente, abitano gli aloni di materia oscura di piccola massa. In questo modo verranno ottenuti dei vincoli sulla forma della funzione di massa degli aloni a piccole masse. La coda a piccole masse della funzione di massa degli aloni è, come detto in precedenza, sensibile alle caratteristiche astroparticellari della materia oscura, che potranno essere dunque vincolate grazie allo studio qui illustrato.

Un importante aspetto dell'analisi qui riportata consiste nel fatto che le stime del cSFR si baseranno anche su nuovi dati del Telescopio Spaziale James Webb, che potrebbero fornire stime senza precedenti riguardo l'Universo primordiale. Tuttavia è importante precisare che i dati che verranno utilizzati nella trattazione seguente sono preliminari — potrebbero quindi essere soggetti a sistematiche e problemi di completezza che verranno risolti in futuro. In più, lo studio dell'Universo ad alto redshift è in rapida evoluzione, e l'esatta natura di molte galassie candidate ad alto redshift rivelate da JWST è in numerosi casi ancora al vaglio della comunità scientifica. Nonostante questo, i dati JWST qui considerati sono abbastanza robusti per formulare dei *forecasts*, delle previsioni su come JWST potrebbe ampliare enormemente la nostra comprensione della natura della materia oscura, fino al punto di escludere definitivamente, almeno in principio, alcuni paradigmi alternativi al modello CDM.

### 3.1 Il James Webb Space Telescope (JWST)

Il *James Webb Space Telescope* (*JWST*) è un telescopio spaziale sviluppato dalla NASA in collaborazione con l'Agenzia Spaziale Europea (ESA) e l'Agenzia Spaziale Canadese (CSA). E' stato lanciato il 25 dicembre 2021 come successore del Telescopio Spaziale Hubble (HST) e ora orbita attorno al Sole e alla Terra nel punto lagrangiano  $L_2$ .

Il JWST opera alle lunghezze d'onda del vicino infrarosso (nIR) e del medio infrarosso (mIR), tra i  $0.6\mu\text{m}$

e i  $28.5\mu m$ . Questo intervallo permette sia la penetrazione delle osservazioni attraverso le regioni di polvere spaziale, sia l'osservazione di oggetti lontani la cui luce ultravioletta, subendo l'effetto del redshift cosmologico, viene spostata nell'infrarosso. Per questo, il JWST favorisce lo studio di oggetti distanti e freddi, come le prime galassie primordiali, le stelle circondate da nubi di polvere e i sistemi planetari in formazione. Il telescopio è composto da quattro strumenti principali, che verranno di seguito descritti.

### **NIRCam**

*NIRCam* è una camera che cattura la luce degli oggetti nel vicino infrarosso tra i  $0.6\mu m$  e i  $5\mu m$ , con una risoluzione  $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 1,600$  a  $4\mu m$  [90]. In particolare, studia le prime galassie a essersi formate, le stelle giovani della Via Lattea, gli oggetti della Fascia di Kuiper e gli esopianeti .

### **NIRSpec**

*NIRSpec* è uno spettrografo che lavora nell'intervallo  $0.6 - 5.3\mu m$  del vicino infrarosso [90]. Contiene sei grating che forniscono spettroscopia ad alta risoluzione ( $\lambda/\Delta\lambda=R=1400-3600$ ) e spettroscopia a media risoluzione ( $R=500-1300$ ) nell'intervallo di lunghezza d'onda da  $0,7\mu m$  a  $5\mu m$ , mentre un prisma fornisce spettroscopia a bassa risoluzione ( $R=30-300$ ) nell'intervallo da  $0,6\mu m$  a  $5\mu m$  [90]. In particolare, si tratta di uno spettrografo multi-object capace di osservare 100 oggetti contemporaneamente. Ciò è reso possibile grazie al microshutter array di cui è dotato, uno strumento composto da una serie di piccole "finestre" controllabili individualmente, che consentono di aprire o chiudere determinate zone del campo visivo e di evitare la luce proveniente da fonti indesiderate. Il suo scopo principale è quello di studiare la formazione stellare e la composizione chimica delle galassie giovani e distanti.

### **MIRI**

*MIRI*, o Mid-Infrared Instrument, è composto da una camera, uno spettrografo e un coronografo, capaci di rivelare la luce nel medio infrarosso, tra i  $5.6\mu m$  e i  $25.5\mu m$ , di oggetti deboli come le popolazioni stellari distanti, le nuove stelle in formazione, gli oggetti della Kuiper Belt e gli esopianeti che orbitano attorno a una stella. La risoluzione del MIRI è  $\lambda/\Delta\lambda=R=3.4-16.1$  [90].

### **L'FGS/NIRISS**

L'*FGS*, Fine Guidance Sensors, e *NIRISS*, Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph, operano nel range di lunghezze d'onda  $0.8 - 5.0\mu m$  del vicino infrarosso, con una risoluzione pari a  $\lambda/\Delta\lambda=R=4-10$  [90]. Il Fine Guidance Sensors è una camera di guida che permette il puntamento del telescopio, mentre il NIRISS raccoglie gli spettri e cattura le immagini degli oggetti, permettendo lo studio della composizione delle atmosfere degli esopianeti.

Per dimostrare le straordinarie capacità del JWST e permettere alla comunità scientifica astronomica l'utilizzo di dati ad alta risoluzione, lo Space Telescope Science Institute (STScI) e il JWST Advisory Committee (JSTAC) hanno sviluppato il programma Director's Discretionary-Early Release Science (DD-ERS), in cui vengono prese decisioni circa la selezione e il rilascio anticipato delle osservazioni. Ecco alcuni dei programmi rilasciati.

### **Il programma GLASS**

Uno dei programmi rilasciati dal DD-ERS è il *GLASS*, che ha lo scopo di spiegare:

- il processo di reionizzazione dell'Universo primordiale, avvenuto meno di 1 milione di anni dopo il Big Bang;
- come gli elementi pesanti si sono distribuiti nel tempo all'interno e attorno alle galassie.

Il metodo utilizzato per studiare questi processi prevede l'utilizzo del lensing gravitazionale dell'ammasso di galassie Frontier Field (Abell 2744) [167].

### Il programma PDRs4All

Il programma *PDRs4All* utilizza il feedback radiativo di stelle massicce per osservare le regioni in cui avviene la fotodissociazione (PDRs, PhotoDissociation Regions) [12]. In queste regioni le stelle massicce generano fotoni nel lontano ultravioletto (FUV) che scaldano il gas e le polveri.

Tra le prime immagini del JWST di una PDR abbiamo quella che raffigura la Barra di Orione, in Fig. 10.



Figure 10: Immagine della porzione centrale della Nebulosa di Orione, in cui, in particolare, risalta la Barra di Orione. L'immagine è stata ottenuta attraverso lo strumento NIRCам del JWST. Si notano: il gas e le polveri che compongono la Barra di Orione, che attraversa l'immagine trasversalmente da sinistra a destra; la stella luminosa  $\theta^2$  Orionis A all'interno della Barra; le stelle del Trapezium Cluster in alto a destra, che ionizzano attraverso la radiazione ultravioletta, parte della Barra. Crediti: NASA, ESA, CSA.

## Il programma IceAge

Il programma IceAge ha lo scopo di capire se e come si formano le condizioni per la vita nelle nebulose di gas e polveri. Più in dettaglio il JWST studia l'evoluzione dei granelli di molecole prebiotiche ghiacciate, fornendo informazioni su quante di queste molecole volatili possono andare a formare pianeti. I primi risultati [112] rivelano un'abbondante presenza, nelle nebulose, delle seguenti molecole:  $^{13}\text{CO}_2$ ,  $\text{OCN}^-$ ,  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{OCS}$  e  $\text{COMs}$ .

## Il programma CEERS

Il programma CEERS, o Cosmic Early Release Science, è volto a studiare, attraverso le emissioni nel medio infrarosso, le galassie a  $z \sim 9 - 13$ , porre dei vincoli sulla formazione stellare e la crescita dei buchi neri a  $z > 3$ , verificare l'abbondanza delle prime strutture bulge e a disco a  $z > 3$  e studiare la formazione stellare e la crescita di buchi neri supermassicci a  $z \sim 1 - 3$  [65].

## Il programma JADES

Il programma JADES [59] (James Webb Space Telescope Advanced Deep Extragalactic Survey) ha lo scopo di studiare l'evoluzione galattica da alti redshift fino al "mezzogiorno cosmico" (*cosmic noon*), un periodo avvenuto nell'intervallo  $z \sim 2 - 4$  in cui l'attività di formazione stellare e galattica raggiunge il suo picco [13].

Successivamente, in Fig.(11-14) vengono riportate alcune delle prime immagini catturate dal telescopio James Webb.

## 3.2 Curve di luminosità UV dall'HST.

### Cosmic Star Formation Rate

E' già stato accennato come il metodo che porta alla costruzione dei vincoli sulla massa delle particelle di materia oscura descritto nel seguito si basi sulla cosmic Star Formation Rate. La cSFR si ricava integrando le funzioni di luminosità, e qui verranno utilizzate quelle a lunghezze d'onda ultraviolette (UV) "rest-frame" (cioè che appartengono alla parte UV dello spettro nel sistema di riferimento delle stesse galassie) di un campione di galassie rivelate dal Telescopio Spaziale Hubble (HST) a redshift  $z < 10$ . I seti di dati HST utilizzati per ricostruire la forma della funzione di luminosità UV delle galassie sono i seguenti:

- Dati "blank field" [132] [16] (rappresentati in Fig. 15 da cerchi pieni) a lunghezze d'onda di circa 1600 capaci di ricostruire la forma della funzione di luminosità UV nell'intervallo di redshift  $6 < z < 10$  e fino a magnitudini  $M_{\text{UV}} \leq -17$ ;
- Dati appartenenti a galassie affette dall'effetto di lente gravitazionale provocato da ammassi [18] (rappresentati in Fig. 15 da cerchi vuoti). Queste galassie compaiono nelle osservazioni Hubble Frontier Field condotte dall'HST, una serie di dati riguardanti le regioni profonde dell'Universo, e tracciano la forma della funzione di luminosità UV spingendosi fino a  $M_{\text{UV}} \leq -12.5$ .

Si noti che quest'ultimo set di dati pare suggerire un possibile appiattimento della funzione di luminosità per  $M_{\text{UV}} \leq -15$ . Tuttavia in questo regime di deboli magnitudini i dati sono affetti da errori ingenti, e potrebbero essere presenti delle incertezze sistematiche causate dalla scarsità di sorgenti e da possibili problemi di incompletezza. Di conseguenza l'appiattimento della funzione di luminosità UV tracciato dai dati HST non verrà modellizzato in dettaglio e verrà usata un'estrapolazione dei fit Schechter (vedi dopo) ai dati, che predice una pendenza maggiore.





Figure 11: Immagine dal JWST della regione NGC 3324 nella Nebulosa Carina, un luogo composto da gas e polveri caldi ad alta formazione stellare. La parte blu in alto è immersa in un mare di fotoni ultravioletti emessi dalle stelle giovani che ionizzano la nebulosa, erodendone man mano il contorno. In questa immagine risulta evidente come sia possibile scrutare le stelle oltre alle polveri (in basso), proprio grazie alla sensibilità del James Webb alla luce infrarossa. Crediti: NASA, ESA, CSA, STScI.

In aggiunta a questi dati, in Fig. 15 ne vengono riportati altri provenienti da osservazioni del JWST. In particolare, queste osservazioni sono riportate come dei quadrati e rappresentano curve di luminosità di galassie, anche se poche, a redshift  $z > 12$  [83]. In Fig 15 si può notare che a  $z \sim 12$  queste curve sembrano coerenti con le stime a più bassi redshift. Inoltre dai dati preliminari qui considerati sembra che l'evoluzione delle curve in termini di normalizzazione rallenti considerevolmente. Se confermato, questo trend potrebbe essere determinante nell'ottenimento di vincoli astroparticellari con il metodo qui presentato. Bisogna rimarcare che i dati JWST considerati in questa analisi sono preliminari e basati principalmente su stime fotometriche del redshift delle galassie, che in mancanza di un sufficiente numero di punti fotometrici potrebbero restituire delle caratterizzazioni piuttosto imprecise delle proprietà di questi oggetti. Tuttavia i dati JWST qui considerati sono più che sufficienti per avanzare delle previsioni generali su come questo strumento potrebbe espandere enorme la nostra comprensione delle proprietà astroparticellari della materia oscura.

In Fig. 15, le linee solide che fittano i dati hanno la forma delle *funzioni di luminosità di Schechter* [71]:

$$\frac{dN}{dM_{UV}dV} = \phi^* \frac{\ln(10)}{2.5} 10^{-0.4(M_{UV}-M_{UV}^*)(\alpha+1)} e^{-10^{-0.4(M_{UV}-M_{UV}^*)}}, \quad (29)$$

dove  $N$  è il numero di galassie con magnitudine assoluta nell'intervallo  $[M_{UV}; M_{UV} + dM_{UV}]$ ,  $V$  è il volume comovente che contiene queste galassie,  $\phi^*$  è la densità numerica di galassie con luminosità caratteristica  $L^*$ , ovvero la luminosità alla quale la funzione di luminosità ha il suo massimo, a cui è associata la magnitudine assoluta caratteristica  $M_{UV}^*$ . Infine  $\alpha$  è l'indice di pendenza della coda a basse luminosità. Il best-fit dei

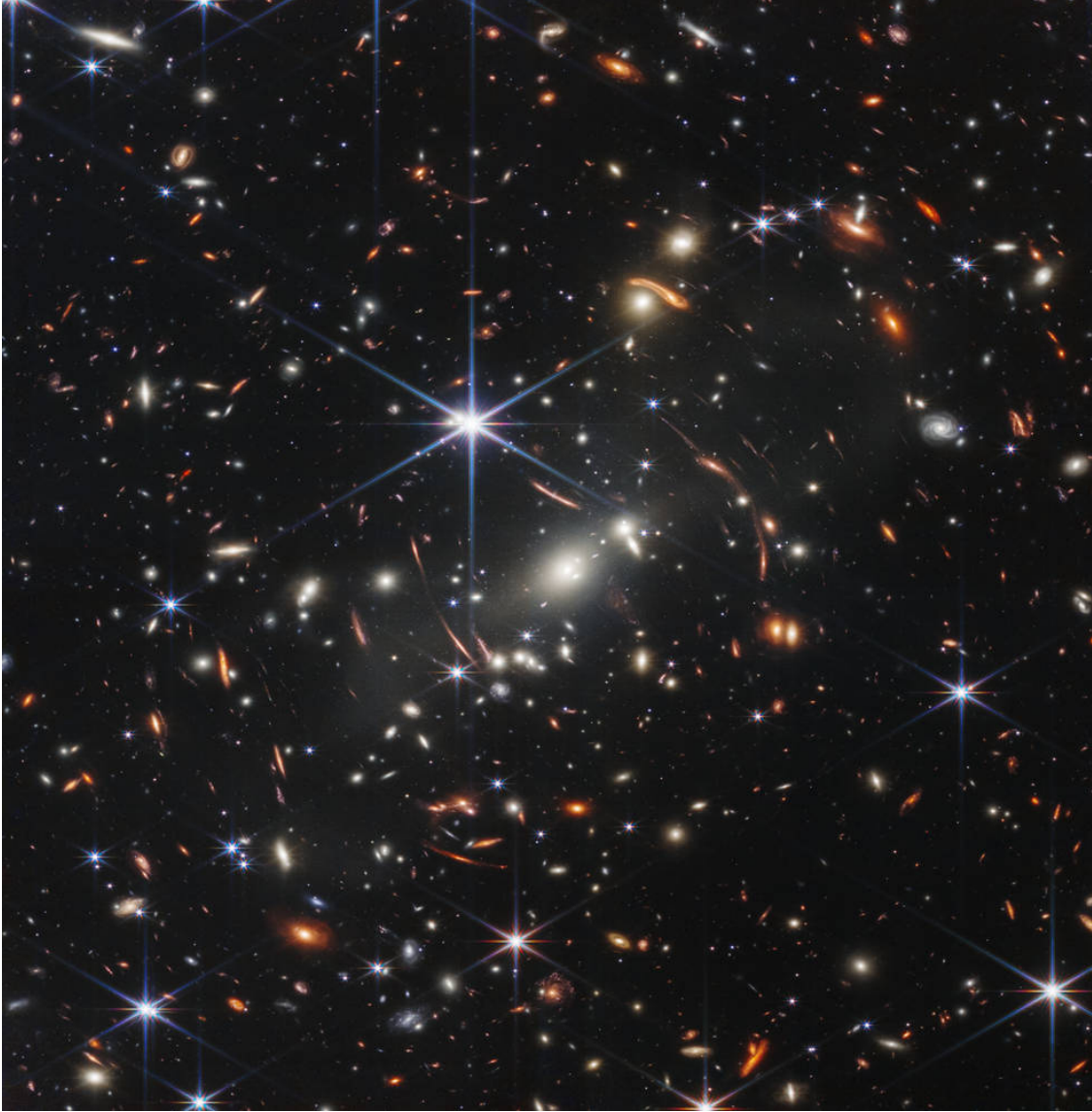


Figure 12: La Webb's First Deep Field è l'immagine infrarossa più profonda e nitida dell'Universo lontano. Il campo visivo celeste in cui è stata catturata copre una dimensione paragonabile a quella di un granello di sabbia tenuto ad una distanza di un braccio, ma contiene migliaia di galassie. Crediti: NASA, ESA, CSA, STScI.

dati ad alti redshift si ottiene per i seguenti andamenti dei parametri [16] [18]:  $\alpha \approx -1.95 - 0.11(z - 6)$ ,  $M_{UV}^* \approx -21.04 - 0.05(z - 6)$  e  $\phi^* \approx 3.8 \cdot 10^{-4-0.35(z-6)-0.027(z-6)^2} \text{ Mpc}^{-3}$ .

Sempre in Fig. 15, le linee puntinate corrispondono alle funzioni di luminosità intrinseche corrette per estinzione delle polveri attraverso la relazione tra estinzione, pendenza dello spettro ultravioletto e magnitudine ultravioletta osservata riportate nei lavori di Meurer, Heckam e Calzetti (1999)[117] e Bouwens e Illingworth (2014)[17]. Tuttavia gli effetti dell'estinzione delle polveri è irrilevante per magnitudini  $M_{UV} \geq -17$ , e pertanto verranno trascurati nell'analisi.

Nell'asse in alto della Fig. 15, viene riportato il logaritmo della Star Formation Rate. Quest'ultima si ricava dalla luminosità UV intrinseca, o equivalentemente dalla magnitudine UV assoluta. Consideriamo





Figure 13: Il Quintetto di Stephan è l'immagine più grande mai ottenuta dal JWST, raffigurante un gruppo di 5 galassie. Da essa, sarà possibile studiare in dettaglio i meccanismi di interazione galattica dell'Universo lontano. Nelle 5 galassie si vedono molte stelle giovani, esplosioni stellari, code di gas e polvere formate in seguito alle interazioni gravitazionali e onde d'urto dovute al passaggio di una delle galassie attraverso l'ammasso. Crediti: NASA, ESA, CSA, STScI.

una *Funzione di Massa Iniziale (IMF, Initial Mass Function) di Chabrier*, cioè una funzione che descrive la distribuzione delle masse delle stelle all'interno di una zona a formazione stellare [38] (si noti che la scelta della IMF è sostanzialmente ininfluenza sui risultati di questa analisi). Inoltre consideriamo stelle con età  $t > 10^8$ anni e metallicità significativamente inferiore a quella solare. Allora, la relazione tra SFR e magnitudine ultravioletta è [93] [109] [34] [150] [64]:

$$\log SFR[M_{\odot}\text{anno}^{-1}] \approx -0.4(M_{UV} + 18.5). \quad (30)$$

Come già accennato, la cSFR density si trova integrando le funzioni di luminosità UV, in particolare



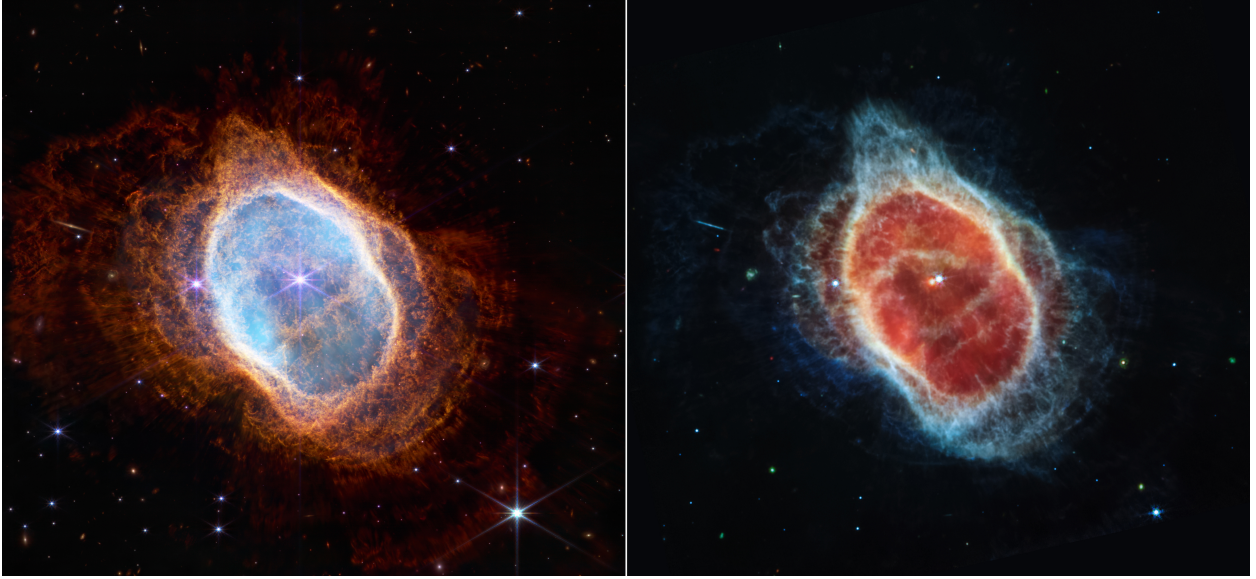


Figure 14: Questa immagine mostra NGC 3132 (o Southern Ring Nebula), una nebulosa planetaria distante 2500anniluce. Dall'analisi delle nubi di gas e polvere espulse dalla stella morente sarà possibile entrare più nel dettaglio della fisica delle nebulose planetarie, stabilendo quali molecole contengono e la loro stratificazione. Crediti: NASA, ESA, CSA, STScI.

utilizzando la luminosità intrinseca [71]:

$$\rho_{SFR}(z) = \int_{-\infty}^{\min[M_{UV}^{obs}, M_{UV}^{lim}]} dM_{UV} \frac{dN}{dM_{UV}dV} SFR, \quad (31)$$

dove  $M_{UV}^{obs}$  è la magnitudine più bassa del campione, che, in base ai nostri set di dati, corrisponde a  $M_{UV} \approx -13$  per [18], e a  $M_{UV} \approx -17$  per [83].  $M_{UV}^{lim}$  è la magnitudine al di sopra della quale la quale la SFR diventa trascurabile e quindi la funzione di luminosità si appiattisce. Questo può succedere per due motivi: a magnitudini più deboli di  $M_{UV}^{lim}$ , i processi di formazione galattica potrebbero diventare inefficienti (ad esempio a causa dello sfondo di fotoni UV fotoionizzanti, o dell'inefficienza del raffreddamento atomico a causa della bassa metallicità e temperatura degli aloni più piccoli ad alto redshift), oppure perchè le proprietà microscopiche della materia oscura generano il "cut-off" nello spettro di potenza. La potenziale degenerazione tra questi due meccanismi di soppressione dello spettro di potenza verrà tenuta da conto in questa analisi. Il valore di  $M_{UV}^{lim}$  si aggira attorno a  $M_{UV} \sim -15$  [18], ma risulta incerto perchè, come già spiegato, i dati a disposizione sono pochi, in quanto è difficile osservare galassie così poco luminose. Per ovviare al problema, si utilizzeranno nel seguito solo i dati [16] inerenti alla parte ripida delle funzioni di Schechter, con un ben definito limite  $M_{UV}^{lim}$ .

### Modellizzazione della funzione di massa degli aloni

Lo scopo di questa sezione sarà quello di descrivere un modello che caratterizza la funzione di massa degli aloni; in particolare, verrà messo in evidenza un suo valore limite,  $M_H^{GF}$ , sotto il quale la formazione delle galassie è ostacolata. Questo effetto è importante perchè spiega l'appiattimento della curva di luminosità di cui è stato discusso precedentemente e che è causato dai già sopracitati fenomeni della foto-soppressione da parte della radiazione ultravioletta e dell'inefficienza nel raffreddamento atomico all'interno dei subaloni di materia oscura ad alti redshift.

La *funzione di massa degli aloni*, già citata in Sez. 2.3 attraverso la formula di Eq. (11), rappresenta la

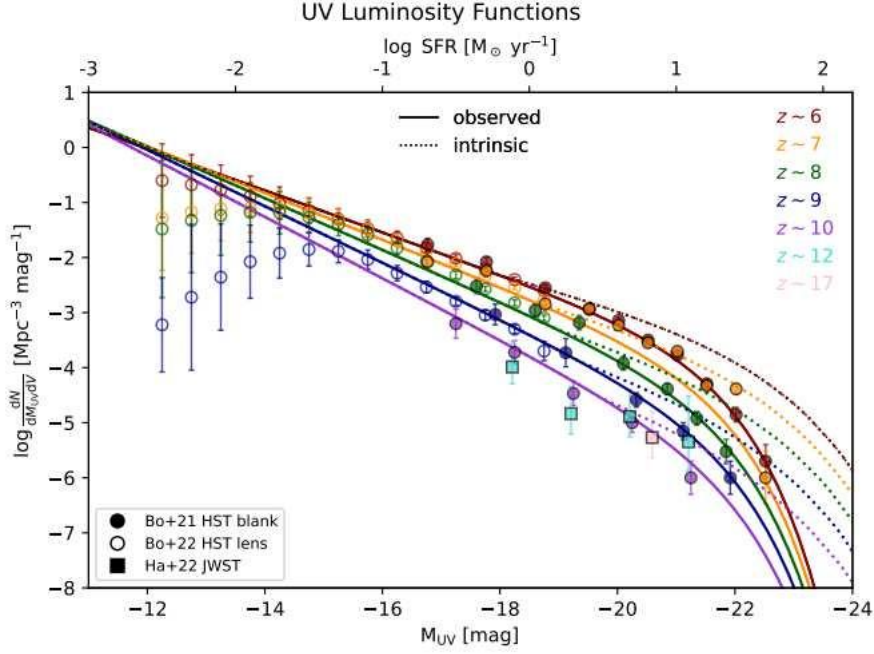


Figure 15: Funzioni di luminosità UV a redshift  $z \sim 6$  (curva rossa), 7 (curva arancione), 8 (curva verde), 9 (curva blu), 10 (curva viola), 12 (curva celeste), 17 (curva rosa). I cerchi pieni si riferiscono ai dati dei lavori [132] [16], i cerchi vuoti derivano dal lavoro [18] e i quadrati da [83]. Le linee colorate rappresentano le funzioni di luminosità di Schechter costruite sulla base dei dati raccolti dall'HST [16]. Le linee continue si riferiscono alle funzioni di luminosità osservate, mentre quelle puntinate alle funzioni di luminosità intrinseche ottenute dopo aver corrette per l'estinzione delle polveri [117]. Crediti: [71].

densità numerica degli aloni per unità di volume comovente  $V$  e di massa dell'alone  $M_H$ . In particolare, nella seguente formula il calcolo del numero degli aloni si riferisce ad un modello di materia oscura alternativo confrontato rispetto al CDM [71]:

$$\frac{dN}{dM_H dV} = \frac{dN_{CDM}}{dM_H dV} \left[ 1 + \left( \frac{M_H^{cut}}{M_H} \right)^\beta \right]^{-\gamma}, \quad (32)$$

dove  $N$  e  $N_{CDM}$  sono rispettivamente il numero di aloni con massa  $M_H$  previsto per uno dei modelli di materia oscura e il numero previsto per il modello CDM;  $M_H^{cut}$  è la massa di "cutoff" dell'alone, cioè la massa dell'alone in corrispondenza della quale la curva di luminosità smette di crescere; infine,  $\beta$  e  $\gamma$  sono due parametri che determinano la forma della funzione. Considerando degli scenari alternativi al paradigma CDM, in particolare i paradigmi WDM,  $\psi$ DM e SIDM, la densità numerica degli aloni di piccola massa è ridotta rispetto a quella prevista dal modello CDM. I valori di  $\beta$  e  $\gamma$  nei vari scenari di materia oscura sono riportati in Tab. 1 e sono stati calcolati attraverso simulazioni numeriche nei lavori [160] [159] [86].

La massa di "cut-off"  $M_H^{cut}$  nel modello WDM è determinata dagli effetti di free-streaming e vale  $M_H^{cut} \approx 1.9 \cdot 10^{10} M_\odot (m_X/keV)^{-3.33}$ , dove  $m_X$  è la massa della particella [160]. Questo valore della massa, però, risulta essere più grande di un fattore  $10^3$  rispetto alla massa di free-streaming, cioè la massa legata alla scala di lunghezza tipica della diffusione delle particelle di WDM al di fuori delle perturbazioni primordiali (Sez. 2.3).

Nel modello  $\psi$ DM, si ha che  $M_h^{cut} \approx 1.6 \cdot 10^{10} M_\odot (M_X/10^{-22} eV)^{-1.33}$  [159], mentre nel modello SIDM

Scenario	$\beta$	$\gamma$	Referenze
WDM	1.0	1.16	[160]
$\psi$ DM	1.1	2.2	[159]
SIDM	1.0	1.34	[86]

Table 1: Questa tabella contiene i valori dei parametri  $\beta$  e  $\gamma$ , i quali descrivono la forma della funzione di massa degli aloni (Eq.(32)) per diversi scenari di materia oscura: WDM,  $\psi$ DM e SIMD. I valori sono stati calcolati attraverso simulazioni numeriche nei valori [160] [159] [86].

$M_H^{cut} \approx 7 \cdot 10^7 M_\odot (T_X/keV)^{-3}$ , ed è legata alla temperatura  $T_X$  dei fotoni visibili formatisi all' epoca del disaccoppiamento cinetico delle particelle di materia oscura [86].

Calcolando la funzione di massa degli aloni per i modelli WDM,  $\psi$ DM e SIDM attraverso l'Eq. (32) e i valori di  $\beta$ ,  $\gamma$  e  $M_H^{cut}$  sopra riportati, si trova l'andamento del numero degli aloni  $N$  rispetto alla loro massa  $M_H$  e alla massa (o, equivalentemente, alla temperatura, nel caso del modello SIDM) delle particelle di materia oscura considerate. I risultati di questi calcoli per un redshift di riferimento  $z \approx 10$  sono già stati presentati in Sez. 2.3 in Fig. 9, la quale verrà nuovamente riportata nel seguito per essere analizzata. In essa si nota che, rispetto al modello CDM (curva nera), negli altri modelli si riscontra una diminuzione del numero degli aloni, in particolare:

- nel modello WDM la funzione di massa degli aloni si appiattisce andando verso masse delle particelle maggiori ( $1/x$  minori) e minori masse degli aloni, quindi verso la parte gialla in basso;
- nel modello  $\psi$ DM si riscontra una soppressione importante del numero degli aloni di piccola massa, oltre ad una diminuzione generale a tutte le masse;
- la funzione nel modello SIDM si appiattisce, ma con decrescita del numero degli aloni meno importante rispetto ai due casi precedenti.

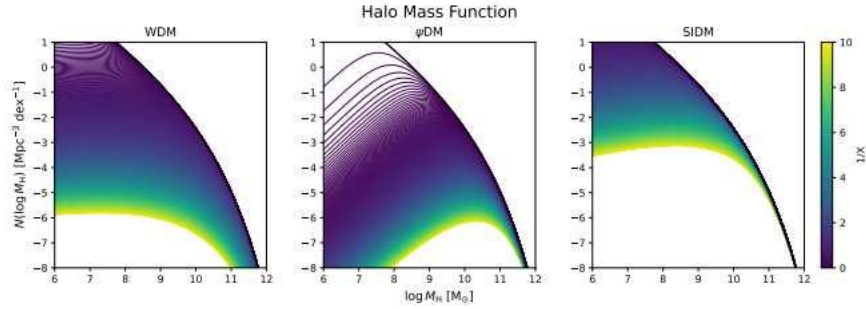


Figure 16: Plot della funzione di massa degli aloni ad un redshift di riferimento  $z \approx 10$  di diversi modelli di DM: WDM (a sinistra),  $\psi$ DM (al centro), SIDM (a destra). I colori si riferiscono al parametro  $1/X$ , dove  $X$  è la massa delle particelle o la loro temperatura, e sono calibrati in  $keV/m_X$  per la WDM,  $10^{-22}eV/m_X$  per la  $\psi$ DM e  $keV/T_X$  per la SIDM. Le linee nere rappresentano la funzione di massa degli aloni di un modello CDM, riottenibile in ciascun paradigma alternativo facendo tendere all'infinito il valore di  $X$ . Crediti:[71].

Per la comprensione del discorso successivo, è utile presentare la tecnica dell'*abundance matching*. Si tratta di un approccio che cerca di collegare le proprietà delle galassie osservate alle proprietà della materia oscura. Più precisamente, si parte da un catalogo di galassie osservate, con le relative informazioni sulle loro proprietà. Dopodiché si eseguono simulazioni sulla formazione ed evoluzione delle strutture di materia oscura. A questo punto, si confrontano le proprietà delle galassie osservate con quelle delle strutture di materia

oscura simulate, cercando una corrispondenza tra le due. In base a questa corrispondenza, si stabilisce una relazione tra l'abbondanza delle galassie osservate ad una determinata luminosità o massa e l'abbondanza delle strutture di materia oscura con la stessa luminosità o massa, utile per fare previsioni sulle proprietà delle strutture cosmiche.

Attraverso la tecnica dell'abundance matching standard [5] [124] [47] [8], è possibile costruire una relazione tra la massa degli aloni e la magnitudine UV. In particolare, si eguagliano le densità numeriche degli aloni e delle galassie attraverso la seguente espressione [71]:

$$\int_{M_H}^{+\infty} \frac{dN}{dM'_H dV}(M'_H, z|X) = \int_{-\infty}^{M_{UV}} dM'_{UV} \frac{dN}{dM'_{UV} dV}(M'_{UV}, z), \quad (33)$$

dove  $X$  rappresenta la massa delle particelle  $m_X$  per il modello WDM (in unità di keV) e per il modello  $\psi$ DM (in unità di  $10^{-22}eV$ ), mentre per il modello SIDM simboleggia la temperatura cinetica  $T_X$  (in keV) [71]; inoltre, si richiede che venga rispettata la condizione  $M_H < M_H^{cut}$ . La quantità  $M_{UV}(M_H, z|X)$  definisce la funzione che si stava cercando, una relazione monotona tra la massa degli aloni e la magnitudine UV. I risultati che si ottengono per ogni scenario di materia oscura da questa relazione al redshift di riferimento  $z \approx 10$  sono mostrati in Fig. 17.

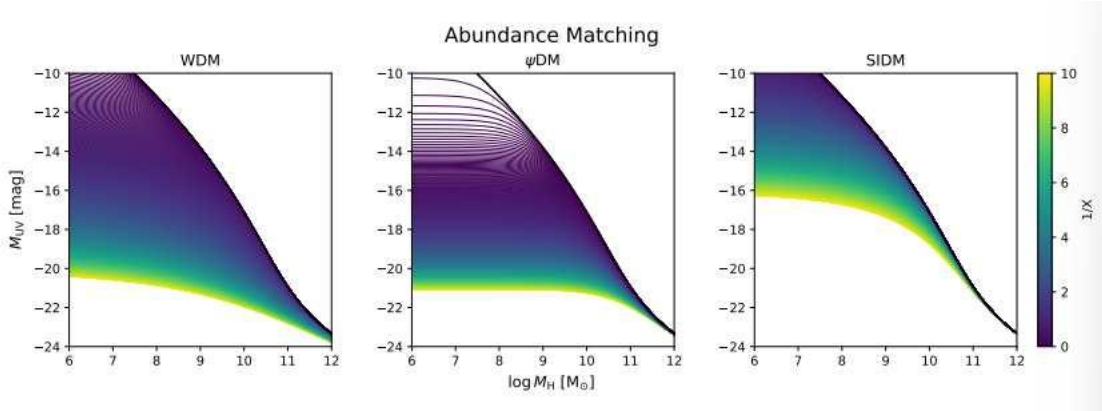


Figure 17: In figura sono riportate le relazioni tra la magnitudine UV  $M_{UV}$  (in ordinata) e la massa degli aloni  $M_H$  (in ordinata) ad un redshift di riferimento  $z \approx 10$  per i seguenti modelli di materia oscura: WDM (a sinistra),  $\psi$ DM (al centro), SIDM (a destra). I colori si riferiscono al parametro  $1/X$ , dove  $X$  è la massa delle particelle o la loro temperatura, e sono calibrati in  $keV/m_X$  per la WDM,  $10^{-22}eV/m_X$  per la  $\psi$ DM e  $keV/T_X$  per la SIDM. Le linee nere rappresentano la funzione di massa degli aloni di un modello CDM, riottenibile in ciascun paradigma alternativo facendo tendere all'infinito il valore di  $X$ . Crediti:[71].

In Fig. 17 si nota un progressivo appiattimento della funzione dei modelli WDM,  $\psi$ DM e SIDM verso le basse masse degli aloni  $M_H$  e delle particelle  $m_X$  rispetto al caso CDM. Per masse  $m_X \gtrsim 10keV$ , la curva del modello CDM e quella del modello WDM diventano indistinguibili; la stessa cosa succede a  $m_X \gtrsim 10^{-21}eV$  e  $T_X \gtrsim 10keV$  nei modelli  $\psi$ DM e SIMD, ma con forme delle funzioni a masse degli aloni  $M_H$  basse molto diverse, coerentemente con le aspettative date dalla Fig. 9.

Lo scopo del paragrafo seguente sarà quello di computare la densità di formazione stellare cosmica  $\rho_{SFR}(z)$  attraverso l'Eq. (31), cioè integrando la funzione di luminosità partendo da un limite di magnitudine  $M_{UV}^{lim}(M_H^{GF}, z|X)$  che dipende dalla massa limite dell'alone per la formazione stellare  $M_H^{GF}$  e dalle proprietà astroparticellari  $X$  di ogni modello di materia oscura. Infine, dal confronto tra  $\rho_{SFR}(z)$  e le osservazioni, sarà possibile ricavare  $M_{UV}^{GF}$  e porre dei limiti alle proprietà  $X$  dei vari modelli di materia oscura.

## Analisi Bayesiana

Come menzionato in precedenza, il limite di magnitudine UV  $M_{UV}^{lim}$  dipende da due parametri: la massa limite dell'alone per la formazione stellare  $M_H^{GF}$ , che dipende dall'efficienza di formazione stellare galattica negli aloni di piccole dimensioni, e una quantità  $X$  specifica per ogni scenario di materia oscura, più precisamente la massa delle particelle  $m_X$  per il modello WDM (in unità di keV) e per il modello  $\psi$ DM (in unità di  $10^{-22}eV$ ), e la temperatura cinetica  $T_X$  (in keV) per il modello SIDM [71], le quali descrivono la natura microscopica della materia oscura che caratterizza la soppressione del numero di aloni di piccola massa. Questi due parametri, assieme all'assunzione di una specifica IMF [101], sono sufficienti per delineare la densità di SFR cosmica.

Per stimare il valore di questi parametri si utilizzano delle analisi dati Bayesiane realizzate attraverso le *Monte Carlo Markov Chains (MCMC)*. Esse costituiscono una classe di algoritmi utili a campionare (, cioè a stimare determinate caratteristiche di) una popolazione da una distribuzione di probabilità. Le Monte Carlo Markov Chains si basano su due metodi di analisi statistica:

- il *metodo Monte Carlo*, che costituisce una tecnica di campionamento casuale per stimare o risolvere problemi troppo complessi per essere trattati analiticamente. Il suo funzionamento si basa sulla generazione di campioni casuali compatibili con il problema, o con l'informazione cercata, da una distribuzione di probabilità appropriata. L'utilizzo di un gran numero di campioni per la determinazione della soluzione riduce l'errore standard e procura un'approssimazione accurata;
- il *metodo delle Markov Chains*, ovvero una tecnica matematica utilizzata per descrivere e analizzare sequenze di eventi in cui la probabilità di transizione da uno stato ad un altro ("processo di Markov") dipende solo dallo stato corrente e non dalla storia precedente. Gli stati rappresentano le condizioni in cui il sistema può trovarsi e per ogni coppia di stati è definita una probabilità di transizione da uno stato all'altro. La catena di Markov (Markov Chain) evolve nel tempo secondo le probabilità di transizione definite, che vanno a costituire i dati di una matrice di transizione. Dopo un certo numero di processi, la distribuzione di probabilità tende a raggiungere un equilibrio e il processo raggiunge uno stato stazionario in cui la distribuzione di probabilità sugli stati non cambia più.

Gli algoritmi MCMC iterano una serie di passaggi, in cui si spostano da uno stato all'altro nella catena di Markov, in modo che tale catena alla fine converga alla distribuzione di equilibrio desiderata. Una MCMC tenta di individuare i valori dei parametri di fit che massimizzano la verosimiglianza (*likelihood*) dei dati individuali rispetto ad un modello. Nell'analisi qui riepilogata [71] la funzione assunta per descrivere la likelihood è di tipo Gaussiano ed ha la forma  $\mathcal{L}(\theta) \equiv -\sum_i \chi_i^2(\theta)/2$ , dove  $\theta = \{M_H^{GF}, X\}$  rappresenta un vettore contenente i due parametri di fit considerati. La sommatoria  $\sum_i$  è da intendersi sui vari set di dati considerati, e il valore  $\chi_i^2 = \sum_j [\mathcal{M}(z_j, \theta) - \mathcal{D}(z_j)]^2 / \sigma_{\mathcal{D}}^2(z_j)$  si ottiene comparando le predizioni fornite dal modello  $\mathcal{M}(z_j, \theta)$  ai dati  $\mathcal{D}(z_j)$ .

Le *posteriors distributions* sono distribuzioni di probabilità che indicano qual è la probabilità che un determinato valore di un dato parametro sia il valore di best fit.

I *prior* sono dei valori limite che definiscono l'intervallo all'interno del quale la catena può variare i valori del parametro di best fit. Nell'analisi qui riportata vengono adottati dei prior piatti, cioè verrà assunta una distribuzione uniforme ed equiprobabile per i valori permessi dei parametri. I prior per i due parametri di fit considerati nell'analisi qui riepilogata sono i seguenti [71]:

$$M_H^{GF} \in [6, 11], \quad 1/X \in [0, 10]. \quad (34)$$

E' possibile stimare un valore minimo per la massa degli aloni, che risulta essere dell'ordine di  $M_H^{GF} \sim 10^{-7} - 10^{-8}$  [71], a causa del fatto che al di sotto di esso il raffreddamento atomico risulta inefficiente nella produzione delle strutture cosmiche, e dunque ci si aspetta che il numero di aloni al di sotto di questa soglia sia trascurabile. Un limite inferiore stretto alle masse degli aloni consentite è dato dai mini-aloni in cui si

ritiene che si siano formate le prime stelle (stelle di Popolazione III). Questo limite risulta essere più piccolo, dell'ordine di  $10^6 M_\odot$  (ed è stato adottato come limite inferiore per definire i prior sulla massa  $M_H^{GF}$ ) [71].

Utilizzando i dati sulla densità di cSFR provenienti dalle funzioni di luminosità UV misurate dall'HST [18], dalle funzioni di luminosità UV misurate dal JWST [83], dai conteggi dei GRB (Gamma-Ray Bursts) del telescopio Fermi [94] e dalle funzioni di luminosità nel sub-millimetrico dall'*Atacama Large Millimeter Array* (ALMA) [80], è possibile trovare i valori dei parametri di fit che descrivono al meglio la densità di cSFR tracciata da questi set di dati attraverso il metodo delle MCMC. Infatti, dopo aver implementato un codice basato sul pacchetto Python `emcee` [71] [67] in cui viene definita un'espressione per la cSFR density in funzione dei parametri  $M_H^{GF}$  e  $1/X$  (Eq. (31)), è possibile tracciarne il fit attraverso le catene MCMC, che mi restituiscono i valori più probabili della cSFR density con le relative posteriori distribution. Questi risultati sono visualizzabili in Tab. 2 e da essi è possibile ricavare i corrispondenti valori di  $M_H^{GF}$  e  $1/X$ .

Dati	Redshift	Valori	Incertezze	Referenze
UV LF [HST]	3.8, 4.9, 5.9, 6.8, 7.9, 8.9, 10.4	-1.14, -1.4, -1.66, -1.85, -2.05, -2.61, -3.13	0.08, 0.07, 0.05, 0.06, 0.11, 0.11, 0.35	[132] [16] [18]
UV LF [JWST]	$\sim 9$ , $\sim 12$ , $\sim$ 17	-2.90, -3.61, $\lesssim -3.94$	0.17, 0.27, 0.31	[83]
conteggi GRB [Fermi]	4.49, 5.49, 6.49, 7.74	-1.138, -1.423, -1.262, -1.508	0.184, 0.289, 0.359, 0.517	[94]
(sub)mm LF [ALMA]	4.00, 5.25	-1.218, -1.252	0.219, 0.612	[80]

Table 2: In questa tabella vengono riportati i valori provenienti dall'analisi Bayesiana della cSFR density in [ $M_\odot \text{ anno}^{-1}$ ] (terza colonna) con le relative incertezze (quarta colonna), per ogni set di dati (prima colonna), a dei determinati valori del redshift (seconda colonna). Crediti:[71].

### 3.3 Risultati

In questa sezione vengono analizzati i dati risultanti dalla statistica Bayesiana di Sez. 3.2, iniziando da quelli inerenti al modello standard CDM visualizzabili come contorni e curve grigie nelle Fig.[18-20].

Per costruzione, nel modello CDM il limite della magnitudine UV  $M_{UV}^{lim}$  dipende solo dalla massa degli aloni minima per la formazione galattica, su cui risulta imporsi il vincolo  $\log M_H^{GF} [M_\odot] \approx 9.4^{+0.2(+0.4)}_{-0.1(-0.4)}$  [71]. Questo valore è coerente col valore limite della massa che ci si aspetta dalla foto-soppressione dovuta allo sfondo di fotoni ultravioletti formati durante il periodo della riionizzazione. Assumendo un redshift di riferimento  $z \sim 10$ , il valore limite della magnitudine diventa  $M_{UV}^{lim} \approx -14.7$  [71].

Negli scenari alternativi al modello CDM considerati, invece,  $M_{UV}^{lim}$  può dipendere anche dalla proprietà astroparticellare  $X$ .

Partendo dal caso WDM, in Fig. 18 si nota come vi sia una degenerazione tra la massa  $m_X$  delle particelle di WDM (rappresentata dai contorni e dalla posterior rossa) e la massa degli aloni limite per la formazione delle galassie  $M_H^{GF}$ . Infatti, lo stesso valore limite della magnitudine UV  $M_{UV}^{lim}$  può essere ottenuto sia considerando i più piccoli valori di  $M_H^{GF}$ , che attraverso le  $m_X$  più piccole. Ciò si deve al fatto che, guardando la Fig. 17, andando verso valori più bassi di  $M_H^{GF}$ , il range di masse degli aloni disponibili ad ospitare galassie (cioè di formare stelle) aumenta, così come il numero di aloni che riescono ad avere una cSFR apprezzabile; contemporaneamente, andando verso valori di  $m_X$  più piccoli, ma non troppo, la funzione di massa degli aloni si appiattisce, compensando l'effetto precedente.

Scenario	$M_H^{GF}$	X	BIC	DIC
CDM	$9.4^{+0.2(+0.4)}_{-0.1(-0.4)}$	–	$\approx 31$	$\approx 13$
WDM	$7.6^{+2.2(+2.3)}_{-0.9(-3.3)}$	$1.2^{+0.3(+11.3)}_{-0.4(-0.5)}$	$\approx 33$	$\approx 14$
$\psi$ DM	$< 7.9(< 9.3)$	$3.7^{+1.8(+12.9)}_{-0.9(-1.4)}$	$\approx 33$	$\approx 14$
SIDM	$7.6^{+2.2(+2.3)}_{-1.1(-3.2)}$	$0.21^{+0.04(+1.8)}_{-0.06(-0.07)}$	$\approx 33$	$\approx 14$
CDM+JWST previsioni	$< 7.2(< 8.5)$	–	$\approx 89$	$\approx 130$
WDM+JWST previsioni	$< 6.6(< 8.2)$	$> 1.8(> 1.2)$	$\approx 87$	$\approx 125$
$\psi$ DM+JWST previsioni	$6.2^{+1.3}_{-1.3}(< 8.2)$	$> 17.3(> 12)$	$\approx 92$	$\approx 135$
SIDM+JWST previsioni	$< 6.8(< 8.3)$	$> 0.4(> 0.3)$	$\approx 89$	$\approx 130$

Table 3: Stime dei parametri  $M_H^{GF}$  (massa minima degli aloni per la formazione galattica) e  $X$  (proprietà astroparticellare) provenienti dalle posterior distributions della cSFR density nei seguenti scenari di DM: CDM, WDM ( $X = m_X keV$ ),  $\psi$ DM ( $X = m_X 10^{-22} eV$ ), SIDM ( $X = T_X keV$ ). Le posterior distributions sono state ricavate attraverso l'analisi MCMC, e in particolare in tabella sono riportati i valori medi dei due parametri con una confidenza del 68% per la massa degli aloni e del 95% per la proprietà astroparticellare. La parte superiore della tabella si riferisce alle stime attuali, mentre quella inferiore alle previsioni per le osservazioni future del JWST estese fino alla magnitudine  $M_{UV} \approx -13$ . Crediti:[71].

Dall'analisi dei dati risulta che i valori di best-fit per il modello WDM, corrispondenti al valore  $M_{UV} \approx -13.3$  sono [71]:

- $\log M_H^{GF} [M_\odot] \approx 1.2^{+2.2(2.3)}_{-0.9(-3.3)} keV$ ;
- $m_X \approx 1.2^{0.3(11.3)}_{-0.4(-0.5)} keV$ .

Inoltre, in Fig. 18 si nota un picco nella distribuzione posterior della massa delle particelle di WDM attorno al valore scala del  $keV$ , valore che, stando alla letteratura, sembra risolvere i problemi relativi al modello CDM, come il "missing satellites problem" e il "cusp-core problem". Per valori  $m_X \gtrsim$  qualche keV, invece, le cSFR density del modello WDM e del modello CDM risultano indistinguibili (entro  $2\sigma$ ), e pertanto sono comunque ben accetti [71].

La situazione dei modelli  $\psi$ DM e SIDM risulta pressochè simile a quella del paradigma WDM, con l'unica differenza che la funzione di massa degli aloni produce una curva diversa a basse masse, inducendo una relazione tra  $M_H$  e  $M_{UV}$  differente che produce dei risultati differenti.

Per quanto riguarda il modello  $\psi$ DM, i cui risultati sono riportati in Fig.19, si calcola, per un valore della magnitudine  $M_{UV}^{lim} \approx -14.6$  e del redshift  $z \sim 10$ , il seguente vincolo alla massa delle particelle:  $m_X \approx 3.7^{+1.8(+12.93)}_{-0.4(-0.5)} \cdot 10^{-22} eV$ . Invece, per la massa degli aloni si calcola un limite superiore per la formazione galattica pari a  $\log M_H^{GF} [M_\odot] < 7.9(< 9.3)$  [71].

In Fig. 20 sono riportati i risultati della posterior distribution per lo scenario SIDM. In particolare, si trovano i seguenti vincoli [71]: per un valore  $M_{UV}^{lim} \approx -13.7$  della magnitudine e  $z \sim 10$  del redshift, si ha che  $\log M_H^{GF} [M_\odot] \approx 7.6^{+2.2(+2.3)}_{-1.1(-3.2)}$  e  $T_X \approx 0.21^{+0.04(+1.8)}_{-0.06(-0.07)} keV$ .

In Tab. 3 sono riportati tutti i vincoli alle proprietà  $X$  delle particelle di DM e alla massa degli aloni  $M_{UV}^{GF}$  nei tre scenari di materia oscura considerati.

In Fig. 21 sono illustrati gli andamenti della cSFR density in funzione del redshift osservati nell'intervallo di lunghezze d'onda UV tramite l'HST (cerchi) [132] [16], il JWST (croci) [83], le osservazioni dei GRB del



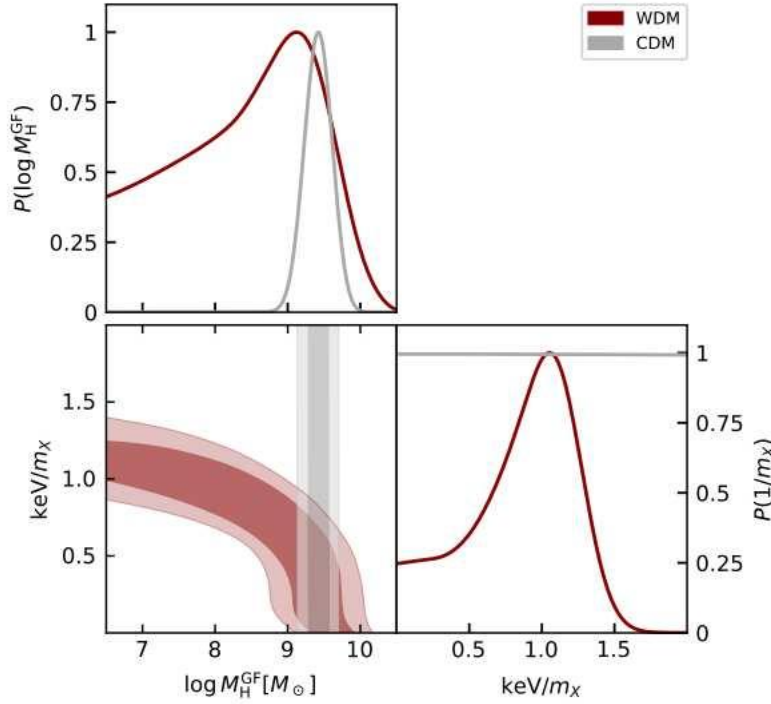


Figure 18: MCMC posterior distribution nello scenario di materia oscura WDM (linee rosse), normalizzate a 1, con i parametri  $M_H^{GF}$  (massa degli aloni minima) e  $keV/m_x$  (inverso della massa delle particelle). Le linee grigie rappresentano la distribuzione nello scenario standard CDM. I contorni mostrano un intervallo di confidenza tra il 68% e il 95%. Crediti:[71].

telescopio Fermi (triangoli inversi) [94] e le osservazioni nel sub-millimetrico di ALMA (quadrati) [80]. Le linee colorate rappresentano i best fit provenienti dall'analisi Bayesiana attraverso il metodo MCMC nei vari scenari di DM. Come si può vedere, tutti gli scenari di DM riproducono in modo affidabile i dati osservati. In definitiva, i diversi scenari di materia oscura sono coerenti tra loro entro un'incertezza di  $2\sigma$  [71] (un intervallo di credibilità pari a  $2\sigma$  viene mostrato solo per lo scenario WDM attraverso l'area rossa ombreggiata per chiarezza visiva).

Confrontando i vari modelli attraverso un'analisi quantitativa basata su indicatori statistici come il *criterio di informazione di Bayes (BIC)* [161] e il *criterio di informazione sulla devianza (DIC)* [103], non vi sono evidenze chiare a favore di uno scenario di DM rispetto agli altri [71]. Il criterio di informazione di Bayes fornisce le probabilità a posteriori di un modello rispetto ad un altro, assumendo che i modelli siano egualmente favoriti a priori. Il valore associato a questo criterio viene calcolato come  $BIC \equiv -2 \ln \mathcal{L}_{\max} + N_{\text{par}} \ln N_{\text{data}}$ , dove  $\mathcal{L}_{\max}$  rappresenta la stima della likelihood massima,  $N_{\text{par}}$  è il numero di parametri del modello e  $N_{\text{data}}$  è il numero di dati considerato. Se si vogliono escludere le conoscenze a priori, il criterio di informazione sulla devianza è un tipo di analisi quantitativa che ne è meno sensibile. L'estimatore collegato a questo criterio si calcola come  $DIC \equiv -2 \log \mathcal{L}(\bar{\theta}) + 2p_D$ , dove  $\bar{\theta}$  indica il vettore contenente i valori medi dei parametri di fit e  $p_D$  è il numero effettivo di parametri  $p_D \approx -2 \log \mathcal{L}(\bar{\theta}) - 2 \log \mathcal{L}(\bar{\theta})$ .

Il criterio per scegliere un modello piuttosto che un altro si basa sulla differenza dei valori di BIC e DIC (riportati in Tab. 3) tra due modelli. Più precisamente, per differenze maggiori di 10, il modello con i BIC e DIC più bassi è quello da preferire [71].



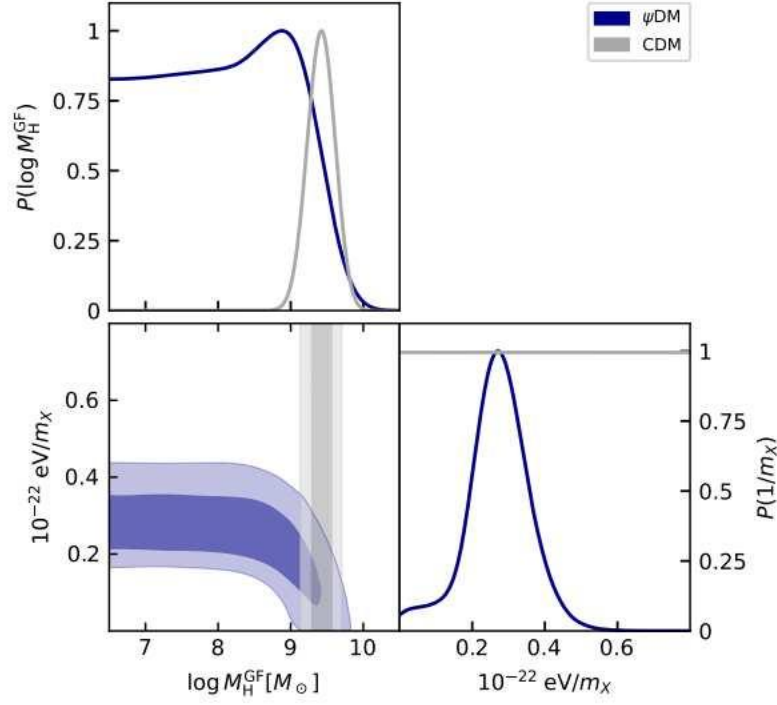


Figure 19: MCMC posterior distribution nello scenario di materia oscura  $\psi$ DM (linee blu), normalizzate a 1, con i parametri  $M_H^{GF}$  (massa degli aloni minima) e  $10^{-22}keV/m_X$  (inverso della massa delle particelle). Le linee grigie rappresentano la distribuzione nello scenario standard CDM. I contorni mostrano un intervallo di confidenza tra il 68% e il 95%. Crediti:[71].

### Previsioni per il JWST

I dati provenienti dal JWST a redshift  $z \sim 12$  mostrano che, per redshift  $z < 10$ , la funzione di luminosità UV decresce (Fig. 15); lo stesso effetto si verifica nella cSFR density in Fig. 21, dove i dati provenienti dal JWST a  $z \sim 9 - 12$  (contrassegnati tramite delle croci) hanno circa lo stesso valore di quelli provenienti dall'HST (cerchi), ma la funzione di luminosità dei primi è integrata fino a un valore di  $M_{UV}^{obs} \approx -17$ , mentre quella dei secondi fino a  $M_{UV}^{obs} \approx -13$ . Al fine di portare i dati HST e JWST a una stessa  $M_{UV}^{obs}$ , la stima dell'attuale cSFR density proveniente dal JWST a  $z \gtrsim 9$  [83] viene riscalata di un valore pari 0.4. Questo perchè si vuole ottenere lo stesso andamento risultante dai dati dell'HST [18] quando si integra la funzione di luminosità da  $M_{UV}^{obs} \approx -17$  a  $M_{UV}^{obs} \approx -13$ . In secondo luogo, la stessa incertezza dei dati dell'HST [18] viene assegnata ai dati del JWST, e la procedura di fit basata sulle MCMC viene ripetuta con questo nuovo set di dati. Le posterior distributions delle quantità astroparticellari  $X$  degli scenari WDM,  $\psi$ DM e SIDM che risultano da questo riscaldamento vengono riportate in Fig. 22. I più alti valori della cSFR density predetti dai dati JWST modificano la figura a campana caratteristica delle stime di cSFR density attuali dei modelli WDM  $\psi$ DM e SIDM (Fig. 18, 19, 20, o curve tratteggiate in Fig. 22), andando ad aumentare i valori dello spettro di potenza della materia oscura a piccole scale. In pratica, la quantità  $1/X$  ha il picco della posterior distribution a 0. Ne derivano dei limiti piuttosto stringenti sulle quantità astroparticellari [71]: per la massa delle particelle di WDM si ha che  $m_X \gtrsim 1.8(1.2)keV$ , per quelle di  $\psi$ DM  $m_X \gtrsim 17.3(12) \cdot 10^{-22}eV$  e per la temperatura cinetica delle particelle di SIDM  $T_X > 0.4(0.3)keV$ . Questi limiti inferiori sono in contrasto con i vincoli provenienti da altre *probes* astrofisiche e cosmologiche, ma la natura indipendente dell'osservabile cSFR density potrebbe fornire vincoli meno influenzati da variazioni o errori sistematici e dall'interpretazione dei modelli.

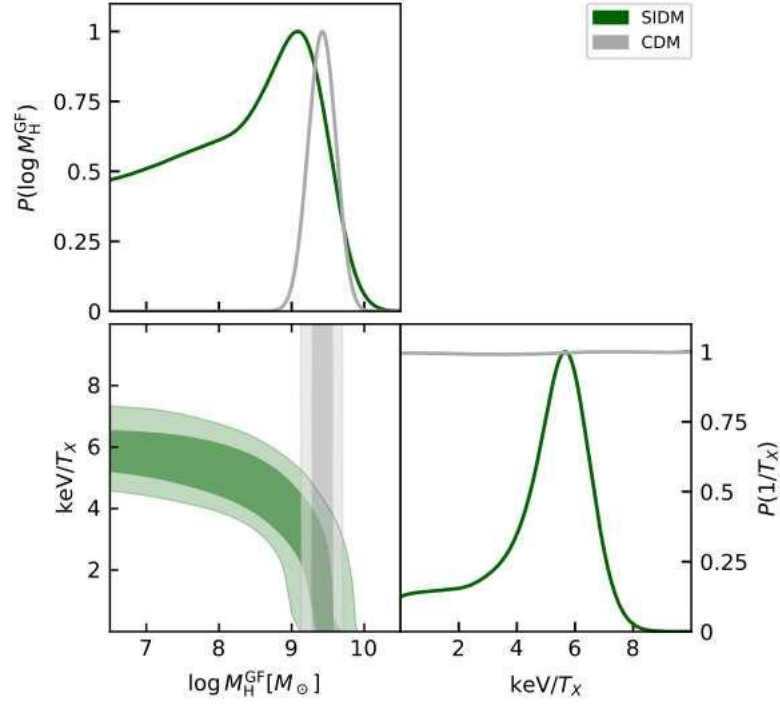


Figure 20: MCMC posterior distribution nello scenario di materia oscura SIDM (linee verdi), normalizzate a 1, con i parametri  $M_H^{GF}$  (massa degli aloni minima) e  $keV/T_X$  (inverso della massa delle particelle). Le linee grigie rappresentano la distribuzione nello scenario standard CDM. I contorni mostrano un intervallo di confidenza tra il 68% e il 95%. Crediti:[71].

Infine, dalla Tab. 3 è evidente che le stime provenienti dalle previsioni dei dati del JWST a basse magnitudini del parametro  $M_H^{GF}$  nel modello CDM sono più basse rispetto a quelle attuali; negli altri scenari la differenza è addirittura maggiore. D'altra parte, i limiti superiori a  $2\sigma$  sono consistenti con i limiti per il raffreddamento atomico. Per questo motivo, le prospettive del modello CDM basate sulle future osservazioni del JWST non sono scoraggianti. Il paradigma CDM risulta anzi essere il paradigma più solido nell'ambito di questa analisi.

## 4 Conclusioni

Lo scopo di questo elaborato è stato quello di esporre un'analisi del modello standard della materia oscura fredda (CDM), i principali scenari alternativi ad esso e infine di esporre dei nuovi vincoli alle proprietà astroparticellari della materia oscura per tre di questi scenari alternativi: il modello della materia oscura tiepida (WDM, Warm Dark Matter), della materia oscura *fuzzy* ( $\psi$ DM, Fuzzi Dark Matter) e della materia oscura auto-interagente (SIDM, Self-Interacting Dark Matter). Questi vincoli sono stati ottenuti attraverso le recenti determinazioni della densità del tasso di formazione stellare cosmica (cSFR, cosmic Star Formation Rate) a redshift  $z \gtrsim 4$ , costruite integrando fino ad un limite di magnitudine debole  $M_{UV}^{lim}$  le funzioni di luminosità UV misurate tramite rilevamenti a campo vuoto dal Telescopio Spaziale Hubble (HST, Hubble Space Telescope) a redshift  $z \lesssim 10$  e magnitudini  $M_{UV} \lesssim -17$ . La densità di formazione stellare cosmica risulta dipendere da due parametri: un vincolo alla massa degli aloni per la formazione delle galassie  $M_H^{GF}$

### Cosmic SFR

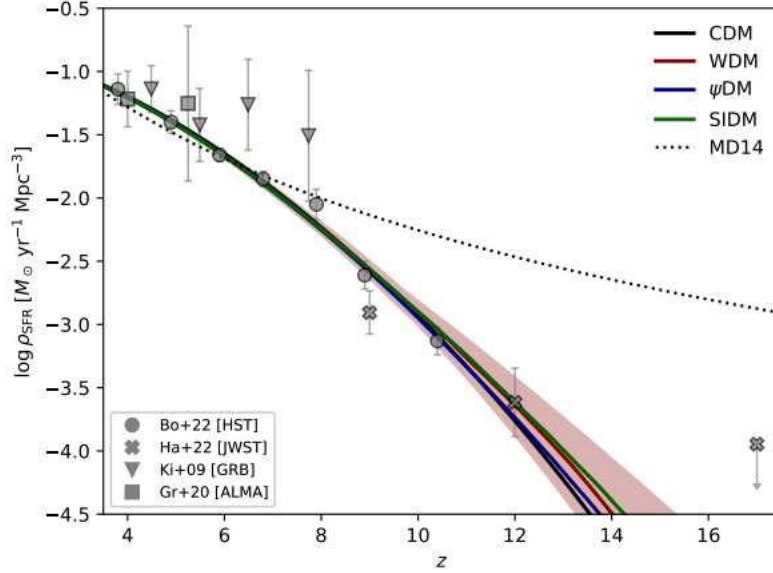


Figure 21: In figura viene riportato l'andamento della cSFR density in funzione del redshift. I cerchi si riferiscono ai dati provenienti dalle osservazioni UV-HST [132] [16], le croci a quelle UV-JWST [83], i triangoli inversi a quelle del telescopio Fermi [94] e i quadrati a quelle (sub)mm-ALMA [80]. Le linee colorate rappresentano i best fit dei dati provenienti dall'analisi MCMC Bayesiana nei vari scenari di DM: CDM (curva nera), WDM (curva rossa),  $\psi$ DM (curva blu) e SIDM (curva verde). Per semplicità viene riportata solo l'incertezza, entro i  $2\sigma$ , della posterior distribution relativa al modello WDM. La curva puntinata rappresenta la formula di fitting classica ad un redshift  $z \lesssim 6$ . Crediti:[71].

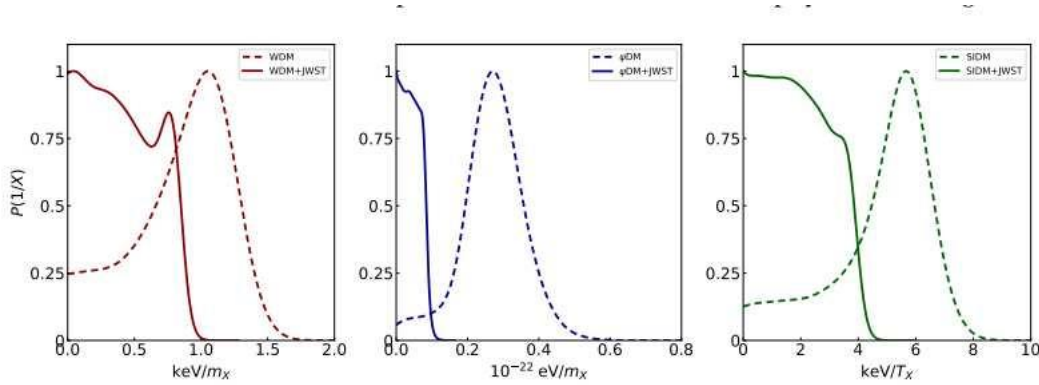


Figure 22: Posterior distributions delle proprietà astroparticellari relative ai modelli WDM,  $\psi$ DM e SIDM basate su previsioni dei dati provenienti dal JWST a  $z \gtrsim 10$  (curve solide). Le proprietà riportate sono: la massa per il modello WDM (pannello a sinistra) e per il modello  $\psi$ DM (pannello al centro), la temperatura cinetica al momento del disaccoppiamento per il modello SIDM [71]. Le curve tratteggiate sono le posterior distribution attuali di Fig. 18, 19, 20. Le distribuzioni sono normalizzate a 1. Crediti:[71].

e la proprietà astroparticellare  $X$  specifica per ciascuno dei modelli di materia oscura alternativa al CDM: la massa  $m_X$  per il modello WDM (misurata in keV) e per il modello  $\psi$ DM (misurata in  $10^{-22}eV$ ) e la

temperatura cinetica  $T_X$  in keV per il modello SIDM.

Dal confronto tra la cSFR density calcolata attraverso l'integrazione delle funzioni di luminosità UV e quella osservata, si trovano i valori dei parametri  $M_H^{GF}$  e  $X$ . Più precisamente, il calcolo viene implementato attraverso l'analisi Bayesiana con la tecnica MCMC (Monte Carlo Markov Chains) e restituisce i seguenti vincoli entro incertezze del 68%(95%): per il modello WDM,  $m_X \approx 1.2_{-0.4(-0.5)}^{+0.3(11.4)} keV$ ; per il modello  $\psi$ DM,  $m_X \approx 3.7_{-0.4(-0.5)}^{+1.8(+12.9)} \cdot 10^{-22} eV$ ; per il modello SIDM,  $T_X \approx 0.21_{-0.6(-0.07)}^{+0.04(+1.8)} keV$ ; per il modello CDM,  $M_H^{GF}[M_\odot] \approx 9.4_{-0.9(-0.4)}^{+0.2(+0.4)}$ . Quest'ultimo, in particolare, è coerente con il valore della massa di foto-soppressione che ci si aspetta ad alti redshift come conseguenza dello sfondo di fotoni UV energetici. Per quanto riguarda gli scenari alternativi, la condizione calcolata assume un range di valori differente, dato da  $M_H^{GF} \lesssim 10^8 M_\odot$  e vicino al valore del limite del raffreddamento atomico. La condizione, però, risulta abbastanza blanda a causa del fatto che le proprietà delle particelle presentano un certo grado di degenerazione.

Si prevede che i futuri dati del Telescopio Spaziale James Webb provenienti da galassie ultra-deboli del periodo (pre)reionizzazione [137] [98] [149], possano svolgere un ruolo chiave nel rafforzamento di tali vincoli a magnitudini più deboli di quelle considerate, fornendo informazioni più dettagliate per quanto riguarda le proprietà microscopiche astroparticellari della materia oscura e l'astrofisica della formazione delle galassie a piccole scale. In particolare, nell'elaborato sono stati riepilogati dei risultati preliminari basati su tali previsioni, che comportano un aumento ai limiti superiori delle proprietà astroparticellari: per il modello WDM, la massa media delle particelle risulta  $m_X \gtrsim 1.8(\gtrsim 1.2) keV$ ; per il modello  $\psi$ DM,  $m_X \gtrsim 17.3(\gtrsim 12) \cdot 10^{-22} eV$ ; la temperatura cinetica delle particelle di SIDM assume i valori  $T_X \gtrsim 0.4(\gtrsim 0.3) keV$ . In un futuro prossimo sarà possibile ampliare l'analisi qui riportata includendo altri modelli di materia oscura e beneficiando di determinazioni più sicure e robuste circa gli oggetti ad alto redshift scoperti da JWST, in modo da non limitarsi a puri e semplici *forecasts*, ma ottenendo risultati quantitativi dettagliati sulla natura astroparticellare della materia oscura. Una volta fatto ciò sarà possibile incrociare i risultati provenienti da questo metodo con quelli ottenuti sfruttando altri metodi per vincolare le proprietà astroparticellari della materia oscura.

## References

- [1] K. N. Abazajian et al. “Light Sterile Neutrinos: A White Paper”. In: *arXiv e-prints*, arXiv:1204.5379 (Apr. 2012), arXiv:1204.5379. DOI: 10.48550/arXiv.1204.5379. arXiv: 1204.5379 [hep-ph].
- [2] G. E. Addison, G. Hinshaw, and M. Halpern. “Cosmological constraints from baryon acoustic oscillations and clustering of large-scale structure”. In: *MNRAS* 436.2 (Dec. 2013), pp. 1674–1683. DOI: 10.1093/mnras/stt1687. arXiv: 1304.6984 [astro-ph.CO].
- [3] Susmita Adhikari et al. “Astrophysical Tests of Dark Matter Self-Interactions”. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2207.10638 (July 2022), arXiv:2207.10638. DOI: 10.48550/arXiv.2207.10638. arXiv: 2207.10638 [astro-ph.CO].
- [4] C. Alcock et al. “The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations”. In: *ApJ* 542.1 (Oct. 2000), pp. 281–307. DOI: 10.1086/309512. arXiv: astro-ph/0001272 [astro-ph].
- [5] R. Aversa et al. “BLACK HOLE AND GALAXY COEVOLUTION FROM CONTINUITY EQUATION AND ABUNDANCE MATCHING”. In: *The Astrophysical Journal* 810.1 (Sept. 2015), p. 74. DOI: 10.1088/0004-637x/810/1/74. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/810/1/74>.
- [6] Howard Baer et al. “Dark matter production in the early Universe: Beyond the thermal WIMP paradigm”. In: *Phys. Rep.* 555 (Feb. 2015), pp. 1–60. DOI: 10.1016/j.physrep.2014.10.002. arXiv: 1407.0017 [hep-ph].
- [7] Rennan Barkana, Zoltán Haiman, and Jeremiah P. Ostriker. “Constraints on Warm Dark Matter from Cosmological Reionization”. In: *ApJ* 558.2 (Sept. 2001), pp. 482–496. DOI: 10.1086/322393. arXiv: astro-ph/0102304 [astro-ph].
- [8] Peter Behroozi et al. “UniverseMachine: The correlation between galaxy growth and dark matter halo assembly from  $z = 0-10$ ”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 488.3 (May 2019), pp. 3143–3194. DOI: 10.1093/mnras/stz1182. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stz1182>.
- [9] Francesco Benetti et al. “Dark Matter in Fractional Gravity II: Tests in Galaxy Clusters”. In: *Universe* 9.7 (2023), p. 329. DOI: 10.3390/universe9070329. arXiv: 2307.04655 [astro-ph.CO].
- [10] Francesco Benetti et al. “Dark Matter in Fractional Gravity. I. Astrophysical Tests on Galactic Scales”. In: *Astrophys. J.* 949.2 (2023), p. 65. DOI: 10.3847/1538-4357/acc8ca. arXiv: 2303.15767 [astro-ph.GA].
- [11] A. J. Benson et al. “The effects of photoionization on galaxy formation - I. Model and results at  $z=0$ ”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 333.1 (June 2002), pp. 156–176. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2002.05387.x. URL: <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05387.x>.
- [12] Olivier Berné et al. “PDRs4All: A JWST Early Release Science Program on Radiative Feedback from Massive Stars”. In: *PASP* 134.1035, 054301 (May 2022), p. 054301. DOI: 10.1088/1538-3873/ac604c. arXiv: 2201.05112 [astro-ph.GA].
- [13] M. Bischetti et al. “The WISSH quasars project”. In: *Astronomy & Astrophysics* 645 (Dec. 2020), A33. DOI: 10.1051/0004-6361/202039057. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039057>.
- [14] P. Bode, J. P. Ostriker, and N. Turok. “Halo Formation in Warm Dark Matter Models”. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. Vol. 197. American Astronomical Society Meeting Abstracts. Dec. 2000, 72.04, p. 72.04.
- [15] S. Boran et al. “GW170817 falsifies dark matter emulators”. In: *Phys. Rev. D* 97.4, 041501 (Feb. 2018), p. 041501. DOI: 10.1103/PhysRevD.97.041501. arXiv: 1710.06168 [astro-ph.HE].
- [16] R. J. Bouwens et al. “New Determinations of the UV Luminosity Functions from  $z$  9 to 2 Show a Remarkable Consistency with Halo Growth and a Constant Star Formation Efficiency”. In: *AJ* 162.2, 47 (Aug. 2021), p. 47. DOI: 10.3847/1538-3881/abf83e. arXiv: 2102.07775 [astro-ph.GA].

- [17] R. J. Bouwens et al. “UV-continuum Slopes of  $>4000 z \sim 4-8$  Galaxies from the HUDF/XDF, HUDF09, ERS, CANDELS-South, and CANDELS-North Fields”. In: *ApJ* 793.2, 115 (Oct. 2014), p. 115. DOI: 10.1088/0004-637X/793/2/115. arXiv: 1306.2950 [astro-ph.CO].
- [18] R. J. Bouwens et al. “ $z \sim 2-9$  Galaxies Magnified by the Hubble Frontier Field Clusters. II. Luminosity Functions and Constraints on a Faint-end Turnover”. In: *The Astrophysical Journal* 940.1 (Nov. 2022), p. 55. DOI: 10.3847/1538-4357/ac86d1. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac86d1>.
- [19] Mia S. Bovill and Massimo Ricotti. “Pre-Reionization Fossils, Ultra-Faint Dwarfs, and the Missing Galactic Satellite Problem”. In: *ApJ* 693.2 (Mar. 2009), pp. 1859–1870. DOI: 10.1088/0004-637X/693/2/1859. arXiv: 0806.2340 [astro-ph].
- [20] A. Boyarsky et al. “Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster”. In: *Phys. Rev. Lett.* 113.25, 251301 (Dec. 2014), p. 251301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.251301. arXiv: 1402.4119 [astro-ph.CO].
- [21] Alexey Boyarsky, Oleg Ruchayskiy, and Mikhail Shaposhnikov. “The Role of Sterile Neutrinos in Cosmology and Astrophysics”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 59.1 (Nov. 2009), pp. 191–214. DOI: 10.1146/annurev.nucl.010909.083654. arXiv: 0901.0011 [hep-ph].
- [22] Alexey Boyarsky et al. “Realistic Sterile Neutrino Dark Matter with keV Mass does not Contradict Cosmological Bounds”. In: *Physical Review Letters* 102.20 (May 2009). DOI: 10.1103/physrevlett.102.201304. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.102.201304>.
- [23] Michael Boylan-Kolchin, James S. Bullock, and Manoj Kaplinghat. “The Milky Way’s bright satellites as an apparent failure of  $\Lambda$ CDM”. In: *MNRAS* 422.2 (May 2012), pp. 1203–1218. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20695.x. arXiv: 1111.2048 [astro-ph.CO].
- [24] M. Bradač et al. “The signature of substructure on gravitational lensing in the  $\Lambda$ CDM cosmological model”. In: *A&A* 423 (Sept. 2004), pp. 797–809. DOI: 10.1051/0004-6361:20040168. arXiv: astro-ph/0306238 [astro-ph].
- [25] Torsten Bringmann et al. “Strong Constraints on Self-Interacting Dark Matter with Light Mediators”. In: *Physical Review Letters* 118.14 (Apr. 2017). DOI: 10.1103/physrevlett.118.141802. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.118.141802>.
- [26] Louis Albert de Broglie. “Recherches sur la théorie des quanta”. In: URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:118951873>.
- [27] W. Buchmüller. “Neutrinos, Grand Unification and Leptogenesis”. In: *arXiv e-prints*, hep-ph/0204288 (Apr. 2002), hep-ph/0204288. DOI: 10.48550/arXiv.hep-ph/0204288. arXiv: hep-ph/0204288 [hep-ph].
- [28] James S. Bullock and Michael Boylan-Kolchin. “Small-Scale Challenges to the  $\Lambda$ CDM Paradigm”. In: *ARA&A* 55.1 (Aug. 2017), pp. 343–387. DOI: 10.1146/annurev-astro-091916-055313. arXiv: 1707.04256 [astro-ph.CO].
- [29] James S. Bullock, Andrey V. Kravtsov, and David H. Weinberg. “Reionization and the Abundance of Galactic Satellites”. In: *ApJ* 539.2 (Aug. 2000), pp. 517–521. DOI: 10.1086/309279. arXiv: astro-ph/0002214 [astro-ph].
- [30] A. Burkert. “Fuzzy Dark Matter and Dark Matter Halo Cores”. In: *ApJ* 904.2, 161 (Dec. 2020), p. 161. DOI: 10.3847/1538-4357/abb242. arXiv: 2006.11111 [astro-ph.GA].
- [31] A. Burkert. “Fuzzy Dark Matter and Dark Matter Halo Cores”. In: *ApJ* 904.2, 161 (Dec. 2020), p. 161. DOI: 10.3847/1538-4357/abb242. arXiv: 2006.11111 [astro-ph.GA].
- [32] A. Burkert. “The Structure and Dark Halo Core Properties of Dwarf Spheroidal Galaxies”. In: *ApJ* 808.2, 158 (Aug. 2015), p. 158. DOI: 10.1088/0004-637X/808/2/158. arXiv: 1501.06604 [astro-ph.GA].

- [33] Andreas Burkert. “The Structure and Evolution of Weakly Self-interacting Cold Dark Matter Halos”. In: *ApJ* 534.2 (May 2000), pp. L143–L146. DOI: 10.1086/312674. arXiv: astro-ph/0002409 [astro-ph].
- [34] Zhen-Yi Cai et al. “A Physical Model for the Evolving Ultraviolet Luminosity Function of High Redshift Galaxies and their Contribution to the Cosmic Reionization”. In: *ApJ* 785.1, 65 (Apr. 2014), p. 65. DOI: 10.1088/0004-637X/785/1/65. arXiv: 1403.0055 [astro-ph.CO].
- [35] Erminia Calabrese and David N. Spergel. “Ultra-light dark matter in ultra-faint dwarf galaxies”. In: *MNRAS* 460.4 (Aug. 2016), pp. 4397–4402. DOI: 10.1093/mnras/stw1256. arXiv: 1603.07321 [astro-ph.CO].
- [36] Isabella P. Carucci and Pier-Stefano Corasaniti. “Cosmic reionization history and dark matter scenarios”. In: *Phys. Rev. D* 99.2, 023518 (Jan. 2019), p. 023518. DOI: 10.1103/PhysRevD.99.023518. arXiv: 1811.07904 [astro-ph.CO].
- [37] Isabella P. Carucci et al. “Warm dark matter signatures on the 21cm power spectrum: intensity mapping forecasts for SKA”. In: *J. Cosmology Astropart. Phys.* 2015.7 (July 2015), pp. 047–047. DOI: 10.1088/1475-7516/2015/07/047. arXiv: 1502.06961 [astro-ph.CO].
- [38] Gilles Chabrier. “Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function”. In: *PASP* 115.809 (July 2003), pp. 763–795. DOI: 10.1086/376392. arXiv: astro-ph/0304382 [astro-ph].
- [39] T. K. Chan et al. “The impact of baryonic physics on the structure of dark matter haloes: the view from the FIRE cosmological simulations”. In: *MNRAS* 454.3 (Dec. 2015), pp. 2981–3001. DOI: 10.1093/mnras/stv2165. arXiv: 1507.02282 [astro-ph.GA].
- [40] Atrideb Chatterjee et al. “Ruling out 3 keV warm dark matter using 21 cm EDGES data”. In: *MNRAS* 487.3 (Aug. 2019), pp. 3560–3567. DOI: 10.1093/mnras/stz1444. arXiv: 1902.09562 [astro-ph.CO].
- [41] Shu-Rong Chen, Hsi-Yu Schive, and Tzihong Chiueh. “Jeans analysis for dwarf spheroidal galaxies in wave dark matter”. In: *MNRAS* 468.2 (June 2017), pp. 1338–1348. DOI: 10.1093/mnras/stx449. arXiv: 1606.09030 [astro-ph.GA].
- [42] Ki-Young Choi and Leszek Roszkowski. “E-WIMPs”. In: *Particles, Strings, and Cosmology*. Ed. by Kiwoon Choi, Jihn E. Kim, and Dongchul Son. Vol. 805. American Institute of Physics Conference Series. Dec. 2005, pp. 30–36. DOI: 10.1063/1.2149672. arXiv: hep-ph/0511003 [hep-ph].
- [43] Douglas Clowe. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. In: *KITP Conference: Applications of Gravitational Lensing: Unique Insights into Galaxy Formation and Evolution*. Ed. by Leon V. E. Koopmans et al. Oct. 2006, 6, p. 6.
- [44] Douglas Clowe et al. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. In: *ApJ* 648.2 (Sept. 2006), pp. L109–L113. DOI: 10.1086/508162. arXiv: astro-ph/0608407 [astro-ph].
- [45] Douglas Clowe et al. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. In: *The Astrophysical Journal* 648.2 (Aug. 2006), pp. L109–L113. DOI: 10.1086/508162. URL: <https://doi.org/10.1086/2F508162>.
- [46] Edvige Corbelli and Paolo Salucci. “The extended rotation curve and the dark matter halo of M33”. In: *MNRAS* 311.2 (Jan. 2000), pp. 441–447. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2000.03075.x. arXiv: astro-ph/9909252 [astro-ph].
- [47] P Cristofari and J P Ostriker. “Abundance matching for low-mass galaxies in the CDM and FDM models”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 482.4 (Nov. 2018), pp. 4364–4371. DOI: 10.1093/mnras/sty2966. URL: <https://doi.org/10.1093/2Fmnras/2Fsty2966>.
- [48] Pratika Dayal and Sambit K. Giri. “Warm dark matter constraints from the JWST”. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2303.14239 (Mar. 2023), arXiv:2303.14239. DOI: 10.48550/arXiv.2303.14239. arXiv: 2303.14239 [astro-ph.CO].
- [49] Pratika Dayal et al. “Reionization and Galaxy Formation in Warm Dark Matter Cosmologies”. In: *ApJ* 836.1, 16 (Feb. 2017), p. 16. DOI: 10.3847/1538-4357/836/1/16. arXiv: 1501.02823 [astro-ph.CO].

- [50] R. S. de Souza et al. “Constraints on warm dark matter models from high-redshift long gamma-ray bursts”. In: MNRAS 432.4 (July 2013), pp. 3218–3227. DOI: 10.1093/mnras/stt674. arXiv: 1303.5060 [astro-ph.CO].
- [51] A. Dekel and J. Silk. “The Origin of Dwarf Galaxies, Cold Dark Matter, and Biased Galaxy Formation”. In: ApJ 303 (Apr. 1986), p. 39. DOI: 10.1086/164050.
- [52] Antonino Del Popolo and Morgan Le Delliou. “Small Scale Problems of the  $\Lambda$ CDM Model: A Short Review”. In: *Galaxies* 5.1 (Feb. 2017), p. 17. DOI: 10.3390/galaxies5010017. arXiv: 1606.07790 [astro-ph.CO].
- [53] Heling Deng et al. “Can light dark matter solve the core-cusp problem?” In: Phys. Rev. D 98.2, 023513 (July 2018), p. 023513. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.023513. arXiv: 1804.05921 [astro-ph.CO].
- [54] Arianna Di Cintio et al. “A mass-dependent density profile for dark matter haloes including the influence of galaxy formation”. In: MNRAS 441.4 (July 2014), pp. 2986–2995. DOI: 10.1093/mnras/stu729. arXiv: 1404.5959 [astro-ph.CO].
- [55] Gregory A. Dooley et al. “Enhanced tidal stripping of satellites in the galactic halo from dark matter self-interactions”. In: MNRAS 461.1 (Sept. 2016), pp. 710–727. DOI: 10.1093/mnras/stw1309. arXiv: 1603.08919 [astro-ph.GA].
- [56] J. Dunkley et al. “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Bayesian Estimation of Cosmic Microwave Background Polarization Maps”. In: ApJ 701.2 (Aug. 2009), pp. 1804–1813. DOI: 10.1088/0004-637X/701/2/1804. arXiv: 0811.4280 [astro-ph].
- [57] G. Efstathiou. “Suppressing the formation of dwarf galaxies via photoionization”. In: MNRAS 256.2 (May 1992), 43P–47P. DOI: 10.1093/mnras/256.1.43P.
- [58] Albert Einstein. “Besprechung von ‘A. Einstein: Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie’”. In: *Naturwissenschaften* 4 (Aug. 1916), p. 481.
- [59] Daniel J. Eisenstein et al. *Overview of the JWST Advanced Deep Extragalactic Survey (JADES)*. 2023. arXiv: 2306.02465 [astro-ph.GA].
- [60] Wolfgang Enzi et al. “Joint constraints on thermal relic dark matter from strong gravitational lensing, the Ly  $\alpha$  forest, and Milky Way satellites”. In: MNRAS 506.4 (Oct. 2021), pp. 5848–5862. DOI: 10.1093/mnras/stab1960. arXiv: 2010.13802 [astro-ph.CO].
- [61] S. M. Fall and G. Efstathiou. “Formation and rotation of disc galaxies with haloes.” In: MNRAS 193 (Oct. 1980), pp. 189–206. DOI: 10.1093/mnras/193.2.189.
- [62] Jonathan L. Feng, Arvind Rajaraman, and Fumihiro Takayama. “Probing Gravitational Interactions of Elementary Particles”. In: *International Journal of Modern Physics D* 13.10 (Jan. 2004), pp. 2355–2359. DOI: 10.1142/S0218271804006474. arXiv: hep-th/0405248 [hep-th].
- [63] Elisa G. M. Ferreira. “Ultra-light dark matter”. In: A&A Rev. 29.1, 7 (Dec. 2021), p. 7. DOI: 10.1007/s00159-021-00135-6. arXiv: 2005.03254 [astro-ph.CO].
- [64] Steven L. Finkelstein et al. “Conditions for Reionizing the Universe with a Low Galaxy Ionizing Photon Escape Fraction”. In: ApJ 879.1, 36 (July 2019), p. 36. DOI: 10.3847/1538-4357/ab1ea8. arXiv: 1902.02792 [astro-ph.CO].
- [65] Steven L. Finkelstein et al. *The Cosmic Evolution Early Release Science (CEERS) Survey*. JWST Proposal ID 1345. Cycle 0 Early Release Science. Nov. 2017.
- [66] Ricardo A. Flores and Joel R. Primack. “Observational and Theoretical Constraints on Singular Dark Matter Halos”. In: ApJ 427 (May 1994), p. L1. DOI: 10.1086/187350. arXiv: astro-ph/9402004 [astro-ph].
- [67] Daniel Foreman-Mackey et al. “ttemcee/tt: The MCMC Hammer”. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 125.925 (Mar. 2013), pp. 306–312. DOI: 10.1086/670067. URL: <https://doi.org/10.1086%2F670067>.



- [68] Wendy L. Freedman. “Measurements of the Hubble Constant: Tensions in Perspective\*”. In: *The Astrophysical Journal* 919.1 (Sept. 2021), p. 16. DOI: 10.3847/1538-4357/ac0e95. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac0e95>.
- [69] Giovanni Gandolfi, Andrea Lapi, and Stefano Liberati. “Empirical Evidence of Nonminimally Coupled Dark Matter in the Dynamics of Local Spiral Galaxies?”. In: *Astrophys. J.* 929.1 (2022), p. 48. DOI: 10.3847/1538-4357/ac5970. arXiv: 2203.00572 [astro-ph.CO].
- [70] Giovanni Gandolfi, Andrea Lapi, and Stefano Liberati. “Self-gravitating Equilibria of Non-minimally Coupled Dark Matter Halos”. In: *Astrophys. J.* 910.1 (2021), p. 76. DOI: 10.3847/1538-4357/abe460. arXiv: 2102.03873 [astro-ph.CO].
- [71] Giovanni Gandolfi et al. “Astroparticle Constraints from the Cosmic Star Formation Rate Density at High Redshift: Current Status and Forecasts for JWST”. In: *Universe* 8.11 (Nov. 2022), p. 589. DOI: 10.3390/universe8110589. arXiv: 2211.02840 [astro-ph.CO].
- [72] P. M. Garnavich et al. “Constraints on Cosmological Models from Hubble Space Telescope Observations of High- $z$  Supernovae”. In: *ApJ* 493.2 (Feb. 1998), pp. L53–L57. DOI: 10.1086/311140. arXiv: astro-ph/9710123 [astro-ph].
- [73] Shea Garrison-Kimmel et al. “ELVIS: Exploring the Local Volume in Simulations”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 438.3 (Jan. 2014), pp. 2578–2596. DOI: 10.1093/mnras/stt2377. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stt2377>.
- [74] Shea Garrison-Kimmel et al. “Too big to fail in the Local Group”. In: *MNRAS* 444.1 (Oct. 2014), pp. 222–236. DOI: 10.1093/mnras/stu1477. arXiv: 1404.5313 [astro-ph.GA].
- [75] G. Goldhaber and S. Perlmutter. “A study of 42 Type Ia supernovae and a resulting measurement of  $\Omega_M$  and  $\Omega_\Lambda$ .” In: *Phys. Rep.* 307.1 (Dec. 1998), pp. 325–331. DOI: 10.1016/S0370-1573(98)00091-X.
- [76] F. Governato et al. “Bulgeless dwarf galaxies and dark matter cores from supernova-driven outflows”. In: *Nature* 463.7278 (Jan. 2010), pp. 203–206. DOI: 10.1038/nature08640. arXiv: 0911.2237 [astro-ph.CO].
- [77] F. Governato et al. “Bulgeless dwarf galaxies and dark matter cores from supernova-driven outflows”. In: *Nature* 463.7278 (Jan. 2010), pp. 203–206. DOI: 10.1038/nature08640. arXiv: 0911.2237 [astro-ph.CO].
- [78] Robert J. J. Grand and Simon D. M. White. “Dark matter annihilation and the Galactic Centre Excess”. In: *MNRAS* 511.1 (Mar. 2022), pp. L55–L59. DOI: 10.1093/mnras/1slac011. arXiv: 2201.03567 [astro-ph.CO].
- [79] Kim Griest and Marc Kamionkowski. “Unitarity limits on the mass and radius of dark-matter particles”. In: *Phys. Rev. Lett.* 64.6 (Feb. 1990), pp. 615–618. DOI: 10.1103/PhysRevLett.64.615.
- [80] C. Gruppioni et al. “The ALPINE-ALMA [CII] survey”. In: *Astronomy & Astrophysics* 643 (Oct. 2020), A8. DOI: 10.1051/0004-6361/202038487. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038487>.
- [81] Dávid Guszejnov et al. “Effects of the environment and feedback physics on the initial mass function of stars in the STARFORGE simulations”. In: *MNRAS* 515.4 (Oct. 2022), pp. 4929–4952. DOI: 10.1093/mnras/stac2060. arXiv: 2205.10413 [astro-ph.GA].
- [82] Lawrence J. Hall et al. “Freeze-in production of FIMP dark matter”. In: *Journal of High Energy Physics* 2010, 80 (Mar. 2010), p. 80. DOI: 10.1007/JHEP03(2010)080. arXiv: 0911.1120 [hep-ph].
- [83] Yuichi Harikane et al. “A Comprehensive Study of Galaxies at  $z \sim 9$ –16 Found in the Early JWST Data: Ultraviolet Luminosity Functions and Cosmic Star Formation History at the Pre-reionization Epoch”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 265.1 (Feb. 2023), p. 5. DOI: 10.3847/1538-4365/acaaa9. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4365/acaaa9>.

- [84] Eric Hayashi and Julio F. Navarro. “Hiding cusps in cores: kinematics of disc galaxies in triaxial dark matter haloes”. In: *MNRAS* 373.3 (Dec. 2006), pp. 1117–1124. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.10927.x. arXiv: astro-ph/0608376 [astro-ph].
- [85] Shunsaku Horiuchi et al. “Sterile neutrino dark matter bounds from galaxies of the Local Group”. In: *Phys. Rev. D* 89.2, 025017 (Jan. 2014), p. 025017. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.025017. arXiv: 1311.0282 [astro-ph.CO].
- [86] Ran Huo et al. “Signatures of self-interacting dark matter in the matter power spectrum and the CMB”. In: *Physics Letters B* 783 (Aug. 2018), pp. 76–81. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.06.024. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2018.06.024>.
- [87] Vid Iršič et al. “First Constraints on Fuzzy Dark Matter from Lyman- $\alpha$  Forest Data and Hydrodynamical Simulations”. In: *Physical Review Letters* 119.3 (July 2017). DOI: 10.1103/physrevlett.119.031302. URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.119.031302>.
- [88] Vid Iršič et al. “New constraints on the free-streaming of warm dark matter from intermediate and small scale Lyman- $\alpha$  forest data”. In: *Physical Review D* 96.2 (July 2017). DOI: 10.1103/physrevd.96.023522. URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.96.023522>.
- [89] A. Jenkins et al. “The mass function of dark matter haloes”. In: *MNRAS* 321.2 (Feb. 2001), pp. 372–384. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2001.04029.x. arXiv: astro-ph/0005260 [astro-ph].
- [90] *JWST User Documentation (JDoc)*. JWST User Documentation Website. Jan. 2016.
- [91] Ayuki Kamada et al. “Self-Interacting Dark Matter Can Explain Diverse Galactic Rotation Curves”. In: *Physical Review Letters* 119.11 (Sept. 2017). DOI: 10.1103/physrevlett.119.111102. URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.119.111102>.
- [92] Rachel Kennedy et al. “Constraining the warm dark matter particle mass with Milky Way satellites”. In: *MNRAS* 442.3 (Aug. 2014), pp. 2487–2495. DOI: 10.1093/mnras/stu719. arXiv: 1310.7739 [astro-ph.CO].
- [93] Robert C. Kennicutt and Neal J. Evans. “Star Formation in the Milky Way and Nearby Galaxies”. In: *ARA&A* 50 (Sept. 2012), pp. 531–608. DOI: 10.1146/annurev-astro-081811-125610. arXiv: 1204.3552 [astro-ph.GA].
- [94] Matthew D. Kistler et al. “THE STAR FORMATION RATE IN THE REIONIZATION ERA AS INDICATED BY GAMMA-RAY BURSTS”. In: *The Astrophysical Journal* 705.2 (Oct. 2009), pp. L104–L108. DOI: 10.1088/0004-637x/705/2/1104. URL: <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F705%2F2%2F1104>.
- [95] Anatoly Klypin et al. “Where Are the Missing Galactic Satellites?” In: *ApJ* 522.1 (Sept. 1999), pp. 82–92. DOI: 10.1086/307643. arXiv: astro-ph/9901240 [astro-ph].
- [96] E. Komatsu et al. “Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation”. In: *ApJS* 192.2, 18 (Feb. 2011), p. 18. DOI: 10.1088/0067-0049/192/2/18. arXiv: 1001.4538 [astro-ph.CO].
- [97] Alexander Kusenko. “Sterile neutrinos: The dark side of the light fermions”. In: *Phys. Rep.* 481.1-2 (Sept. 2009), pp. 1–28. DOI: 10.1016/j.physrep.2009.07.004. arXiv: 0906.2968 [hep-ph].
- [98] Ivo Labbe et al. *UNCOVER: Ultra-deep NIRCam and NIRSpec Observations Before the Epoch of Reionization*. JWST Proposal. Cycle 1, ID. #2561. Mar. 2021.
- [99] A. Lapi and L. Danese. “Cold or warm? Constraining dark matter with primeval galaxies and cosmic reionization after Planck”. In: *J. Cosmology Astropart. Phys.* 2015.9 (Sept. 2015), pp. 003–003. DOI: 10.1088/1475-7516/2015/09/003. arXiv: 1508.02147 [astro-ph.CO].
- [100] A. Lapi et al. “Galaxy Evolution at High Redshift: Obscured Star Formation, GRB Rates, Cosmic Reionization, and Missing Satellites”. In: *ApJ* 835.1, 37 (Jan. 2017), p. 37. DOI: 10.3847/1538-4357/835/1/37. arXiv: 1612.01304 [astro-ph.GA].

- [101] Andrea Lapi et al. “Astroparticle Constraints from Cosmic Reionization and Primordial Galaxy Formation”. In: *Universe* 8.9 (Sept. 2022), p. 476. DOI: 10.3390/universe8090476. arXiv: 2205.09474 [astro-ph.CO].
- [102] Benjamin W. Lee and Steven Weinberg. “Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses”. In: *Phys. Rev. Lett.* 39.4 (July 1977), pp. 165–168. DOI: 10.1103/PhysRevLett.39.165.
- [103] Andrew R. Liddle. “How many cosmological parameters?” In: *MNRAS* 351.3 (July 2004), pp. L49–L53. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.08033.x. arXiv: astro-ph/0401198 [astro-ph].
- [104] A. D. Linde. “A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems”. In: *Quantum Cosmology*. Ed. by Li Zhi Fang and Remo Ruffini. Vol. 3. 1987, p. 149.
- [105] J. Liske, J. K. Webb, and R. F. Carswell. “Large-scale structure in the Lyman-alpha forest: a new technique”. In: *MNRAS* 301.3 (Dec. 1998), pp. 787–796. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1998.02048.x. arXiv: astro-ph/9808082 [astro-ph].
- [106] Mark R. Lovell et al. “Satellite galaxies in semi-analytic models of galaxy formation with sterile neutrino dark matter”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 461.1 (June 2016), pp. 60–72. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stw1317. eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/461/1/60/13485625/stw1317.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stw1317>.
- [107] Mark R. Lovell et al. “The haloes of bright satellite galaxies in a warm dark matter universe”. In: *MNRAS* 420.3 (Mar. 2012), pp. 2318–2324. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.20200.x. arXiv: 1104.2929 [astro-ph.CO].
- [108] Zarija Lukić et al. “The Halo Mass Function: High-Redshift Evolution and Universality”. In: *The Astrophysical Journal* 671.2 (Dec. 2007), pp. 1160–1181. DOI: 10.1086/523083. URL: <https://doi.org/10.1086%2F523083>.
- [109] Piero Madau and Mark Dickinson. “Cosmic Star-Formation History”. In: *ARA&A* 52 (Aug. 2014), pp. 415–486. DOI: 10.1146/annurev-astro-081811-125615. arXiv: 1403.0007 [astro-ph.CO].
- [110] Maxim Markevitch. *Chandra observation of the most interesting cluster in the Universe*. 2005. arXiv: astro-ph/0511345 [astro-ph].
- [111] David J. E. Marsh. “Axion cosmology”. In: *Phys. Rep.* 643 (July 2016), pp. 1–79. DOI: 10.1016/j.physrep.2016.06.005. arXiv: 1510.07633 [astro-ph.CO].
- [112] M. K. McClure et al. “An Ice Age JWST inventory of dense molecular cloud ices”. In: *Nature Astronomy* 7.4 (Jan. 2023), pp. 431–443. DOI: 10.1038/s41550-022-01875-w. URL: <https://doi.org/10.1038%2Fs41550-022-01875-w>.
- [113] S. S. McGaugh et al. “The Baryonic Tully-Fisher Relation”. In: *ApJ* 533.2 (Apr. 2000), pp. L99–L102. DOI: 10.1086/312628. arXiv: astro-ph/0003001 [astro-ph].
- [114] Stacy S. McGaugh. “A tale of two paradigms: the mutual incommensurability of  $\Lambda$ CDM and MOND”. In: *Canadian Journal of Physics* 93.2 (Feb. 2015), pp. 250–259. DOI: 10.1139/cjp-2014-0203. arXiv: 1404.7525 [astro-ph.CO].
- [115] Stacy S. McGaugh, Federico Lelli, and James M. Schombert. “Radial Acceleration Relation in Rotationally Supported Galaxies”. In: *Phys. Rev. Lett.* 117.20, 201101 (Nov. 2016), p. 201101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.201101. arXiv: 1609.05917 [astro-ph.GA].
- [116] N. Menci et al. “A STRINGENT LIMIT ON THE WARM DARK MATTER PARTICLE MASSES FROM THE ABUNDANCE OF  $i=6$  GALAXIES IN THE HUBBLE FRONTIER FIELDS”. In: *The Astrophysical Journal* 825.1 (June 2016), p. L1. DOI: 10.3847/2041-8205/825/1/L1. URL: <https://doi.org/10.3847%2F2041-8205%2F825%2F1%2FL1>.

- [117] Gerhard R. Meurer, Timothy M. Heckman, and Daniela Calzetti. “Dust Absorption and the Ultraviolet Luminosity Density at  $z \sim 3$  as Calibrated by Local Starburst Galaxies”. In: *ApJ* 521.1 (Aug. 1999), pp. 64–80. DOI: 10.1086/307523. arXiv: astro-ph/9903054 [astro-ph].
- [118] E. V. Mikheeva et al. “Current Status of Models with Hot and Cold Dark Matter”. In: *Astronomy Reports* 45.3 (Mar. 2001), pp. 163–172. DOI: 10.1134/1.1353356.
- [119] M. Milgrom. “A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies.” In: *ApJ* 270 (July 1983), pp. 371–383. DOI: 10.1086/161131.
- [120] M. Milgrom. “A modification of the newtonian dynamics : implications for galaxy systems.” In: *ApJ* 270 (July 1983), pp. 384–389. DOI: 10.1086/161132.
- [121] M. Milgrom. “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis.” In: *ApJ* 270 (July 1983), pp. 365–370. DOI: 10.1086/161130.
- [122] Mattia Mina, David F. Mota, and Hans A. Winther. “Solitons in the dark: First approach to non-linear structure formation with fuzzy dark matter”. In: *A&A* 662, A29 (June 2022), A29. DOI: 10.1051/0004-6361/202038876.
- [123] Ben Moore. “Evidence against dissipation-less dark matter from observations of galaxy haloes”. In: *Nature* 370.6491 (Aug. 1994), pp. 629–631. DOI: 10.1038/370629a0.
- [124] Benjamin P. Moster, Thorsten Naab, and Simon D. M. White. “EMERGE - an empirical model for the formation of galaxies since  $z \sim 10$ ”. In: *MNRAS* 477.2 (June 2018), pp. 1822–1852. DOI: 10.1093/mnras/sty655. arXiv: 1705.05373 [astro-ph.GA].
- [125] Przemek Mróz et al. “A Terrestrial-mass Rogue Planet Candidate Detected in the Shortest-timescale Microlensing Event”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 903.1 (Oct. 2020), p. L11. DOI: 10.3847/2041-8213/abfbad. URL: <https://doi.org/10.3847/2F2041-8213/2Fabbfad>.
- [126] Przemek Mróz et al. “Rotation Curve of the Milky Way from Classical Cepheids”. In: *ApJ* 870.1, L10 (Jan. 2019), p. L10. DOI: 10.3847/2041-8213/aaf73f. arXiv: 1810.02131 [astro-ph.GA].
- [127] Ethan O. Nadler et al. “Dark Matter Constraints from a Unified Analysis of Strong Gravitational Lenses and Milky Way Satellite Galaxies”. In: *ApJ* 917.1, 7 (Aug. 2021), p. 7. DOI: 10.3847/1538-4357/abf9a3. arXiv: 2101.07810 [astro-ph.CO].
- [128] Julio F. Navarro and Willy Benz. “Dynamics of Cooling Gas in Galactic Dark Halos”. In: *ApJ* 380 (Oct. 1991), p. 320. DOI: 10.1086/170590.
- [129] Julio F. Navarro, Vincent R. Eke, and Carlos S. Frenk. “The cores of dwarf galaxy haloes”. In: *MNRAS* 283.3 (Dec. 1996), pp. L72–L78. DOI: 10.1093/mnras/283.3.L72. arXiv: astro-ph/9610187 [astro-ph].
- [130] Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. “A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering”. In: *ApJ* 490.2 (Dec. 1997), pp. 493–508. DOI: 10.1086/304888. arXiv: astro-ph/9611107 [astro-ph].
- [131] Oliver Newton et al. “Constraints on the properties of warm dark matter using the satellite galaxies of the Milky Way”. In: *J. Cosmology Astropart. Phys.* 2021.8, 062 (Aug. 2021), p. 062. DOI: 10.1088/1475-7516/2021/08/062. arXiv: 2011.08865 [astro-ph.CO].
- [132] P. A. Oesch et al. “The Dearth of  $z \sim 10$  Galaxies in All HST Legacy Fields—The Rapid Evolution of the Galaxy Population in the First 500 Myr”. In: *ApJ* 855.2, 105 (Mar. 2018), p. 105. DOI: 10.3847/1538-4357/aab03f. arXiv: 1710.11131 [astro-ph.GA].
- [133] Se-Heon Oh et al. “High-resolution Mass Models of Dwarf Galaxies from LITTLE THINGS”. In: *AJ* 149.6, 180 (June 2015), p. 180. DOI: 10.1088/0004-6256/149/6/180. arXiv: 1502.01281 [astro-ph.GA].
- [134] Kyle A. Oman et al. “The unexpected diversity of dwarf galaxy rotation curves”. In: *MNRAS* 452.4 (Oct. 2015), pp. 3650–3665. DOI: 10.1093/mnras/stv1504. arXiv: 1504.01437 [astro-ph.GA].

- [135] Fabio Pacucci, Andrei Mesinger, and Zoltán Haiman. “Focusing on warm dark matter with lensed high-redshift galaxies”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 435.1 (Aug. 2013), pp. L53–L57. DOI: 10.1093/mnrasl/slt093. URL: <https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fslt093>.
- [136] E. Papastergis et al. “Is there a “too big to fail” problem in the field?” In: *A&A* 574, A113 (Feb. 2015), A113. DOI: 10.1051/0004-6361/201424909. arXiv: 1407.4665 [astro-ph.GA].
- [137] Jaehong Park et al. “Properties of reionization-era galaxies from JWST luminosity functions and 21-cm interferometry”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 491.3 (Nov. 2019), pp. 3891–3899. DOI: 10.1093/mnras/stz3278. URL: <https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstz3278>.
- [138] Planck Collaboration et al. “Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters”. In: *A&A* 571, A16 (Nov. 2014), A16. DOI: 10.1051/0004-6361/201321591. arXiv: 1303.5076 [astro-ph.CO].
- [139] Planck Collaboration et al. “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters”. In: *A&A* 594, A13 (Sept. 2016), A13. DOI: 10.1051/0004-6361/201525830. arXiv: 1502.01589 [astro-ph.CO].
- [140] Planck Collaboration et al. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. In: *A&A* 641, A6 (Sept. 2020), A6. DOI: 10.1051/0004-6361/201833910. arXiv: 1807.06209 [astro-ph.CO].
- [141] Emil Polisensky and Massimo Ricotti. “Constraints on the dark matter particle mass from the number of Milky Way satellites”. In: *Phys. Rev. D* 83.4, 043506 (Feb. 2011), p. 043506. DOI: 10.1103/PhysRevD.83.043506. arXiv: 1004.1459 [astro-ph.CO].
- [142] Andrew Pontzen and Fabio Governato. “How supernova feedback turns dark matter cusps into cores”. In: *MNRAS* 421.4 (Apr. 2012), pp. 3464–3471. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20571.x. arXiv: 1106.0499 [astro-ph.CO].
- [143] L. A. Popa, C. Burigana, and N. Mandolesi. “Cosmological Parameter Determination from Planck and Sloan Digital Sky Survey Data in  $\Lambda$  Cold+Hot Dark Matter Cosmologies”. In: *ApJ* 558.1 (Sept. 2001), pp. 10–22. DOI: 10.1086/322448. arXiv: astro-ph/0102138 [astro-ph].
- [144] J. I. Read and G. Gilmore. “Mass loss from dwarf spheroidal galaxies: the origins of shallow dark matter cores and exponential surface brightness profiles”. In: *MNRAS* 356.1 (Jan. 2005), pp. 107–124. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.08424.x. arXiv: astro-ph/0409565 [astro-ph].
- [145] M. J. Reid et al. “Trigonometric Parallaxes of High Mass Star Forming Regions: The Structure and Kinematics of the Milky Way”. In: *ApJ* 783.2, 130 (Mar. 2014), p. 130. DOI: 10.1088/0004-637X/783/2/130. arXiv: 1401.5377 [astro-ph.GA].
- [146] Tao Ren et al. “Reconciling the Diversity and Uniformity of Galactic Rotation Curves with Self-Interacting Dark Matter”. In: *Physical Review X* 9.3, 031020 (July 2019), p. 031020. DOI: 10.1103/PhysRevX.9.031020. arXiv: 1808.05695 [astro-ph.GA].
- [147] E. Ritondale et al. “Low-mass halo perturbations in strong gravitational lenses at redshift  $z \sim 0.5$  are consistent with CDM”. In: *MNRAS* 485.2 (May 2019), pp. 2179–2193. DOI: 10.1093/mnras/stz464. arXiv: 1811.03627 [astro-ph.CO].
- [148] Andrew Robertson et al. “The diverse density profiles of galaxy clusters with self-interacting dark matter plus baryons”. In: *MNRAS* 476.1 (May 2018), pp. L20–L24. DOI: 10.1093/mnrasl/sly024. arXiv: 1711.09096 [astro-ph.CO].
- [149] Brant E. Robertson. “Galaxy Formation and Reionization: Key Unknowns and Expected Breakthroughs by the James Webb Space Telescope”. In: *ARA&A* 60 (Aug. 2022), pp. 121–158. DOI: 10.1146/annurev-astro-120221-044656. arXiv: 2110.13160 [astro-ph.CO].
- [150] Brant E. Robertson et al. “Cosmic Reionization and Early Star-forming Galaxies: A Joint Analysis of New Constraints from Planck and the Hubble Space Telescope”. In: *ApJ* 802.2, L19 (Apr. 2015), p. L19. DOI: 10.1088/2041-8205/802/2/L19. arXiv: 1502.02024 [astro-ph.CO].

- [151] Davi C. Rodrigues and Valerio Marra. “The radial acceleration relation and its emergent nature”. In: *Proceedings of the International Astronomical Union* 15.S359 (2020), pp. 457–459. DOI: 10.1017/S1743921320001684.
- [152] Giulio Romanelli. “Cosmological Aspects of Fuzzy Dark Matter”. MA thesis. Università degli Studi di Padova, 2018.
- [153] Vera C. Rubin and Jr. Ford W. Kent. “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions”. In: *ApJ* 159 (Feb. 1970), p. 379. DOI: 10.1086/150317.
- [154] A Rudakovskiy, D Savchenko, and M Tsizh. “Can EDGES observation favour any dark matter model?” In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 497.3 (July 2020), pp. 3393–3399. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/staa2194. eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/497/3/3393/33648469/staa2194.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/staa2194>.
- [155] Nashwan Sabti, Julian B. Muñoz, and Diego Blas. “New Roads to the Small-scale Universe: Measurements of the Clustering of Matter with the High-redshift UV Galaxy Luminosity Function”. In: *ApJ* 928.2, L20 (Apr. 2022), p. L20. DOI: 10.3847/2041-8213/ac5e9c. arXiv: 2110.13161 [astro-ph.CO].
- [156] P. Salucci and A. Burkert. “Dark Matter Scaling Relations”. In: *ApJ* 537.1 (July 2000), pp. L9–L12. DOI: 10.1086/312747. arXiv: astro-ph/0004397 [astro-ph].
- [157] Till Sawala et al. “The APOSTLE simulations: solutions to the Local Group’s cosmic puzzles”. In: *MNRAS* 457.2 (Apr. 2016), pp. 1931–1943. DOI: 10.1093/mnras/stw145. arXiv: 1511.01098 [astro-ph.GA].
- [158] Joop Schaye et al. “The EAGLE project: simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments”. In: *MNRAS* 446.1 (Jan. 2015), pp. 521–554. DOI: 10.1093/mnras/stu2058. arXiv: 1407.7040 [astro-ph.GA].
- [159] Hsi-Yu Schive et al. “Contrasting Galaxy Formation from Quantum Wave Dark Matter,  $\psi$ DM, with  $\Lambda$ CDM, using Planck and Hubble Data”. In: *The Astrophysical Journal* 818.1 (Feb. 2016), p. 89. DOI: 10.3847/0004-637x/818/1/89. URL: <https://doi.org/10.3847/0004-637x/818/1/89>.
- [160] A. Schneider et al. “Warm dark matter does not do better than cold dark matter in solving small-scale inconsistencies.” In: *MNRAS* 441 (June 2014), pp. L6–L10. DOI: 10.1093/mnras/1/slu034. arXiv: 1309.5960 [astro-ph.CO].
- [161] Gideon Schwarz. “Estimating the Dimension of a Model”. In: *Annals of Statistics* 6.2 (July 1978), pp. 461–464.
- [162] Masato Shirasaki, Tomoaki Ishiyama, and Shin’ichiro Ando. “Virial Halo Mass Function in the Planck Cosmology”. In: *ApJ* 922.1, 89 (Nov. 2021), p. 89. DOI: 10.3847/1538-4357/ac214b. arXiv: 2108.11038 [astro-ph.CO].
- [163] Yoshiaki Sofue, Mareki Honma, and Toshihiro Omodaka. “Unified Rotation Curve of the Galaxy – Decomposition into de Vaucouleurs Bulge, Disk, Dark Halo, and the 9-kpc Rotation Dip –”. In: *PASJ* 61 (Feb. 2009), p. 227. DOI: 10.1093/pasj/61.2.227. arXiv: 0811.0859 [astro-ph].
- [164] F. Takayama and M. Yamaguchi. “Gravitino dark matter without R-parity”. In: *Physics Letters B* 485.4 (July 2000), pp. 388–392. DOI: 10.1016/S0370-2693(00)00726-7. arXiv: hep-ph/0005214 [hep-ph].
- [165] P. Tisserand et al. “Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds”. In: *A&A* 469.2 (July 2007), pp. 387–404. DOI: 10.1051/0004-6361:20066017. arXiv: astro-ph/0607207 [astro-ph].
- [166] Erik J. Tollerud et al. “Small-scale Structure in the Sloan Digital Sky Survey and  $\Lambda$ CDM: Isolated \* Galaxies with Bright Satellites”. In: *ApJ* 738.1, 102 (Sept. 2011), p. 102. DOI: 10.1088/0004-637X/738/1/102. arXiv: 1103.1875 [astro-ph.CO].

- [167] T. Treu et al. “The GLASS-JWST Early Release Science Program. I. Survey Design and Release Plans”. In: *The Astrophysical Journal* 935.2 (Aug. 2022), p. 110. DOI: 10.3847/1538-4357/ac8158. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac8158>.
- [168] R. B. Tully and J. R. Fisher. “A new method of determining distances to galaxies.” In: *A&A* 54 (Feb. 1977), pp. 661–673.
- [169] Mauro Valli and Hai-Bo Yu. “Dark matter self-interactions from the internal dynamics of dwarf spheroidals”. In: *Nature Astronomy* 2 (Aug. 2018), pp. 907–912. DOI: 10.1038/s41550-018-0560-7. arXiv: 1711.03502 [astro-ph.GA].
- [170] S. Vegetti et al. “Constraining sterile neutrino cosmologies with strong gravitational lensing observations at redshift  $z \sim 0.2$ ”. In: *MNRAS* 481.3 (Dec. 2018), pp. 3661–3669. DOI: 10.1093/mnras/sty2393. arXiv: 1801.01505 [astro-ph.CO].
- [171] Matteo Viel et al. “Warm dark matter as a solution to the small scale crisis: New constraints from high redshift Lyman- $\alpha$  forest data”. In: *Phys. Rev. D* 88.4, 043502 (Aug. 2013), p. 043502. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.043502. arXiv: 1306.2314 [astro-ph.CO].
- [172] Matteo Viel et al. “Warm dark matter as a solution to the small scale crisis: New constraints from high redshift Lyman- $\alpha$  forest data”. In: *Phys. Rev. D* 88.4, 043502 (Aug. 2013), p. 043502. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.043502. arXiv: 1306.2314 [astro-ph.CO].
- [173] Bruno Villasenor et al. “New constraints on warm dark matter from the Lyman- $\alpha$  forest power spectrum”. In: *Physical Review D* 108.2 (July 2023). DOI: 10.1103/physrevd.108.023502. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.108.023502>.
- [174] Mark Vogelsberger, Jesus Zavala, and Abraham Loeb. “Subhaloes in self-interacting galactic dark matter haloes”. In: *MNRAS* 423.4 (July 2012), pp. 3740–3752. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21182.x. URL: 1002/asna.19141991009. arXiv: 1201.5892 [astro-ph.CO].
- [175] M. L. Weil, V. R. Eke, and G. Efstathiou. “The formation of disc galaxies”. In: *MNRAS* 300.3 (Nov. 1998), pp. 773–789. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1998.01931.x. arXiv: astro-ph/9802311 [astro-ph].
- [176] Daniel R. Weisz and Michael Boylan-Kolchin. “Local Group ultra-faint dwarf galaxies in the reionization era”. In: *MNRAS* 469.1 (July 2017), pp. L83–L88. DOI: 10.1093/mnrasl/slx043. arXiv: 1702.06129 [astro-ph.GA].
- [177] Daniel R. Weisz, Benjamin D. Johnson, and Charlie Conroy. “The Very Faint End of the UV Luminosity Function over Cosmic Time: Constraints from the Local Group Fossil Record”. In: *ApJ* 794.1, L3 (Oct. 2014), p. L3. DOI: 10.1088/2041-8205/794/1/L3. arXiv: 1409.4772 [astro-ph.GA].
- [178] Jesús Zavala et al. “Diverse dark matter density at sub-kiloparsec scales in Milky Way satellites: Implications for the nature of dark matter”. In: *Phys. Rev. D* 100.6, 063007 (Sept. 2019), p. 063007. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.063007. arXiv: 1904.09998 [astro-ph.GA].
- [179] Qirong Zhu et al. “Baryonic impact on the dark matter distribution in Milky Way-sized galaxies and their satellites”. In: *MNRAS* 458.2 (May 2016), pp. 1559–1580. DOI: 10.1093/mnras/stw374. arXiv: 1506.05537 [astro-ph.CO].
- [180] Adi Zolotov et al. “Baryons Matter: Why Luminous Satellite Galaxies have Reduced Central Masses”. In: *ApJ* 761.1, 71 (Dec. 2012), p. 71. DOI: 10.1088/0004-637X/761/1/71. arXiv: 1207.0007 [astro-ph.CO].
- [181] F. Zwicky. “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”. In: *Helvetica Physica Acta* 6 (Jan. 1933), pp. 110–127.